

С.Ю. ЛУКЬЯНОВ

# ГОРЯЧАЯ ПЛАЗМА И УПРАВЛЯЕМЫЙ ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ  
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
МОСКВА 1975

**Горячая плазма и управляемый ядерный синтез.**  
С. Ю. Лукьянов. Монография. Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», 1975 г.

В книге рассмотрены вопросы физики горячей плазмы и наиболее важное, интересное и перспективное применение этой науки — проблема управляемого синтеза легких ядер. Книга адресована научной молодежи и уровень изложения — элементарный. Физика плазмы — экспериментальная наука, поэтому описанию основных экспериментальных фактов уделено особое внимание.

Среди традиционных методов исследования плазмы сравнительно подробно обсуждаются вопросы плазменной спектроскопии. Среди новых направлений более детально рассмотрены корпускулярная и лазерная диагностика плазмы.

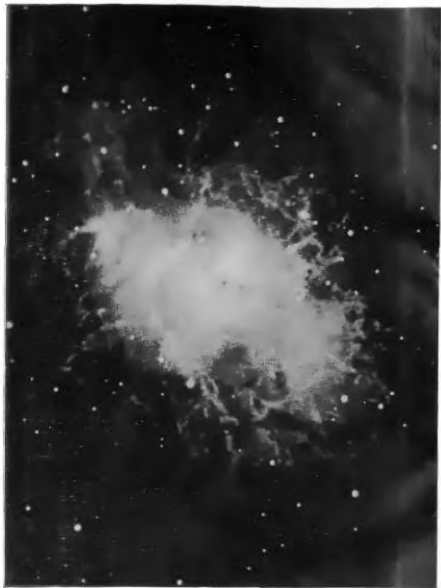
Последовательно разобраны главные пути исследования проблемы управляемого синтеза: открытые магнитные ловушки, замкнутые магнитные системы, установки импульсного действия, а также одно из новых направлений — системы с лазерным нагревом плазмы.

Рисунков 240, таблиц 9, библиография 251 назв.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	5
Глава I. Введение . . . . .	7
§ 1. Необходимость решения проблемы управляемого синтеза . . . . .	7
§ 2. Управляемый синтез. Ядерные реакции . . . . .	15
§ 3. Магнитная термомоизоляция . . . . .	19
§ 4. Критерий Лоусона . . . . .	28
§ 5. Основные направления исследований в области управляемого синтеза . . . . .	33
Глава II. Плазма в одночастичном приближении . . . . .	36
§ 6. Дрейфы заряженных частиц . . . . .	36
§ 7. Радиационные пояса Земли. Геофизический эксперимент . . . . .	44
Глава III. Процессы переноса . . . . .	56
§ 8. Квазинейтральность плазмы. Радиус Дебая . . . . .	56
§ 9. Кулоновское взаимодействие частиц в плазме . . . . .	61
§ 10. Проводимость полностью ионизованной плазмы . . . . .	69
§ 11. Диффузия и теплопроводность плазмы в магнитном поле . . . . .	80
Глава IV. Колебания и волны в плазме . . . . .	94
§ 12. Ленгмюровские колебания плазмы . . . . .	94
§ 13. Колебания и волны в плазме при наличии магнитного поля . . . . .	106
Глава V. Вопросы устойчивости плазмы . . . . .	118
§ 14. Магнитогидродинамические неустойчивости . . . . .	118
§ 15. Кинетические неустойчивости плазмы . . . . .	128
Глава VI. Электротехнические и зондовые методы исследования плазмы . . . . .	135
§ 16. Общие вопросы плазменной диагностики . . . . .	135
§ 17. Осциллографическая регистрация токов и напряжений в плазме . . . . .	139
§ 18. Метод электрических зондов Ленгмюра . . . . .	143
§ 19. Метод магнитных зондов . . . . .	150

Г л а в а VII. Оптические методы исследования плазмы . . . . .	154
§ 20. Спектроскопия плазмы. Анализ сплошного спектра. Определение $n_e$ и $T_e$ . . . . .	154
§ 21. Линейчатый спектр. Определение $T_i$ и $n_e$ из анализа контура спектральной линии . . . . .	167
§ 22. Линейчатый спектр. Определение $T_e$ из относительной интенсивности спектральных линий . . . . .	183
§ 23. Микроволновое зондирование плазмы . . . . .	189
§ 24. Лазерная диагностика плазмы . . . . .	194
Г л а в а VIII. Корпускулярная диагностика . . . . .	207
§ 25. Пассивная корпускулярная диагностика . . . . .	207
§ 26. Активная корпускулярная диагностика . . . . .	219
Г л а в а IX. Открытые магнитные ловушки . . . . .	227
§ 27. Общие вопросы. Экспериментальная проверка сохранения адиабатической инвариантности . . . . .	227
§ 28. Вопросы заполнения ловушек плазмой. Адиабатические магнитные ловушки с пробками . . . . .	236
§ 29. Открытые магнитные ловушки с полем, нарастающим к периферии . . . . .	252
§ 30. Ловушки с «минимумом $B$ » . . . . .	264
Г л а в а X. Замкнутые магнитные системы . . . . .	279
§ 31. Общие вопросы. Установки со слабым продольным полем . . . . .	279
§ 32. Торoidalные системы с сильным магнитным полем. Установки типа Токамак . . . . .	290
§ 33. Стелларатор . . . . .	315
Г л а в а XI. Импульсные системы . . . . .	331
§ 34. Прямые самостягивающиеся разряды . . . . .	331
§ 35. Нейтронное и жесткое рентгеновское излучение плазмы Z-пинчей . . . . .	347
§ 36. Сжатие плазмы внешним магнитным полем ( $\theta$ -пинч) . . . . .	359
§ 37. Ускорение плазменных сгустков. Плазменный фокус . . . . .	373
Г л а в а XII. Новые направления в управляемом синтезе . . . . .	384
§ 38. Лазеры и управляемый синтез . . . . .	384
§ 39. Подводя итоги . . . . .	395
Л и т е р а т у р а . . . . .	398



Плазма в космосе — Крабовидная туманность в созвездии Тельца.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящей книге, как видно из заглавия, рассматриваются вопросы физики горячей плазмы и перспективы применения этой науки к решению энергетических проблем, возникающих перед современным обществом. Книга написана экспериментатором; она адресована научной молодежи и, поскольку изложение ведется на элементарном уровне, предназначена для первоначального ознакомления с названным кругом задач.

Стремительное развитие физики наших дней, и в особенности ее новых разделов, превращает составление любого обзора в достаточно трудное дело. Поток публикаций часто делает сегодня устаревшим то, что еще вчера казалось последним словом науки. В течение процесса написания книги, к сожалению затянувшегося, автор непрерывно испытывал чувство человека, бегущего за поездом, который постепенно ускоряет ход. Материал, включенный в книгу, ограничен определенными временными рамками — апрелем 1974 г. Разумеется, это не означает, что литература, опубликованная до этой даты, была полностью учтена; это только предупреждение, что более поздние публикации уже не могли быть использованы.

Несмотря на сравнительно специальный характер разбираемой темы, спектр существующих направлений исследования чрезвычайно широк. Некоторые из них не были включены автором в книгу. Прежде всего сказанное относится к циклу работ, посвященных вопросам нагревания и удержания плазмы с помощью высокочастотных полей. Автор не может считать себя достаточно компетентным для высказывания суждений о достоинствах и недостатках этого направления. К счастью, недавно здесь были опубликованы интересные содержательные обзоры и оригинальные статьи\*). Нет сомнений, что раздел, в котором обсуждаются методы диагностики плазмы, особенно сильно отражает личные пристрастия автора, и правильные пропорции при отборе иллюстраций и примеров внутри этого раздела оказались нарушенными.

---

\* С. М. Осоев, УФН 112, 637 (1974); G. Berge, Nucl. Fusion 12, 99 (1972); П. Л. Каница, ЖЭТФ 57, 1801 (1969).

Очевидным упущением является отсутствие в последней главе параграфа, в котором рассматривались бы системы с релятивистскими электронными пучками в качестве альтернативного варианта системы с лазерным нагревом плазмы.

Если, несмотря на указанные и многие другие, менее заметные недостатки, книга заинтересует предполагаемых читателей и окажется им полезной — автор будет считать свою задачу выполненной.

Автор хочет поблагодарить своих друзей и коллег по ИАЭ им. И. В. Курчатова — С. И. Брагинского, М. С. Иоффе, Н. Г. Ковальского (которому принадлежит основное содержание § 36), В. И. Когана, М. А. Леонтовича, В. С. Муховатова, М. В. Незлина, Б. А. Трубникова и Г. В. Шолина за советы и помощь. Автор глубоко признателен С. А. Чуватину за участие в графическом оформлении книги. Я искренне благодарен также моим официальным рецензентам — проф. В. Е. Голанту и акад. Б. Б. Кадомцеву — за внимательную и полную доброжелательства критику рукописи.

*С. Лукьянов*

Июль 1974 г.

## ГЛАВА I

### ВВЕДЕНИЕ

#### § 1. Необходимость решения проблемы управляемого синтеза

Физика плазмы приобрела фундаментальное значение в середине текущего столетия, когда широко развернулось изучение процессов в космосе и был дан старт программе исследований по управляемому термоядерному синтезу. С этого времени начинается стремительный расцвет, быть может даже «второе рождение» физики плазмы. Все возрастающий интерес к этой области естествознания определяется ее огромным познавательным значением и грандиозностью ее задач и перспектив.

Физика плазмы изучает наиболее распространенное состояние вещества во Вселенной. Звезды, в том числе Солнце, представляют собой гигантские сгустки горячей и плотной плазмы. Межзвездные и межгалактические просторы заполнены плазмой ничтожной плотности.

От успехов физики плазмы зависит в высокой степени осуществление тех надежд, которые возлагаются на решение проблемы управляемого синтеза легких ядер в плазменной среде, а вместе с тем и на реконструкцию энергетики будущего.

Говоря об универсальной распространенности плазмы, мы не случайно обращаемся к звездам и космическому пространству, а не к поверхности Земли. Плазма, т. е. ионизованный газ, атомы которого (все или многие) потеряли часть принадлежащих им электронов и превратились в положительные ионы, образуется и существует только в экстремальных условиях. Разумеется, слово «экстремальный» означает исключительность давлений, температур, потоков излучений и электромагнитных полей, господствующих в звездах и космосе, по сравнению с теми, которые нас окружают под крышей плотной атмосферы и в пределах того узкого температурного интервала, который необходим для жизни. Появление плазмы в земных условиях — сравнительно редкое событие; вспышки молнии во время грозы или слабое свечение на металлических остриях при тихих коронных разрядах, вероятно, исчер-



пывают список естественных плазменных феноменов в нашем окружении. Зато техническая цивилизация наших дней в изобилии предоставляет нам плазменные устройства и инструменты. Разноцветные огни газосветных реклам и набор газоразрядных приборов (выпрямителей, тиратронов, МГД-преобразователей и т. д.) — все это порождение технической электроники и тех исследований в области физики газового разряда, которые неуклонно развивались на протяжении десятилетий.

В поисках новых плазменных явлений надо покинуть поверхность Земли, и мы будем быстро вознаграждены. Уже верхние слои земной атмосферы под действием коротковолнового излучения Солнца превращаются в плазму, образуя ионосферу. Одно из наиболее удивительных и прекрасных природных явлений — полярное сияние — представляет собой плазменное свечение, происходящее на высотах в несколько сотен километров над поверхностью Земли. Оно вызывается потоками быстрых заряженных частиц или плазмы, возникших во время вспышек солнечного излучения и сфокусированных в области высоких широт магнитным полем Земли. Еще выше, на расстояниях в несколько тысяч километров, размещаются радиационные пояса Земли, о существовании которых мы узнали так недавно. Настоящие космические просторы начинаются, однако, много дальше. В окрестностях Солнца космос заполнен не только редкой плазмой (в среднем по одному протону и электрону на каждый кубический сантиметр вакуума), но пронизывается излучением, содержит магнитные поля, структура которых меняется со временем и возмущается «солнечным ветром». За пределами Солнечной системы потоки излучений и частиц ослабевают, но сложность плазменных структур и их связь с магнитными полями сохраняется.

Приближаясь из далекого космоса к поверхности Солнца (или другой звезды главной последовательности), мы будем постепенно проникать через всё более и более плотные плазменные структуры: корона, хромосфера, наружные оболочки, наконец, внутренние области звезды. Нарастание плотности и увеличение магнитных полей, а во внутренних областях и быстрое возрастание температуры, будут сопровождать это путешествие. В центральных зонах плотности достигают  $10^2$  г/см<sup>3</sup>, т. е.  $10^{26}$  протонов/см<sup>3</sup>, а температуры — десятков миллионов градусов. В таких плазмах интенсивно протекают те ядерные (термоядерные, конечно!) реакции, которые определяют ход звездной эволюции, а заодно обеспечивают климатические условия, существующие на нашей планете и сделавшие возможным возникновение жизни. Переходя от звезд главной последовательности к белым карликам, мы столкнемся с плотностями плазмы еще на четыре порядка более высокими и с более высокими температурами.

Катастрофические события в звездной истории, подобные вспышкам сверхновых (мы не знаем в точности, чем они вызываются), оставляют после себя плазменные туманности, изучение которых

может многое рассказать о происшедшем катаклизме. На цветном фото в начале книги приведен снимок Крабовидной туманности в созвездии Тельца. Светящаяся плазма, которая на снимке напоминает расширяющееся облако, возникла в результате гигантского космического взрыва. Девять столетий назад, 4 июля 1054 г., китайские астрономы описали появление в этой части звездного неба новой яркой звезды. Прошел год, светимость звезды постепенно убывала, а затем она стала невидимой для невооруженного глаза. Но теперь, через девять столетий, тщательные наблюдения в мощные телескопы позволили обнаружить в центре туманности слабо светящуюся, но очень горячую звезду с массой, несколько превышающей массу Солнца. Эта звезда и плазменная туманность — все, что осталось от вспышки сверхновой. Впрочем, это не так мало: мы знаем массу туманности (примерно 0,1 солнечной массы), изучаем ее спектр и узнаем химический состав, знаем ее угловые и линейные размеры. Сравнивая современные и старые снимки туманности, легко определить, что она расширяется со скоростью  $\approx 0,18$  угловой секунды в год. Составляя эту скорость с современными размерами туманности ( $\approx 160$  угловых секунд), мы приходим к очевидному выводу, что расширение началось около 900 лет назад, в полном соответствии с хрониками древних астрономов.

Вспышка сверхновой в нашей Галактике — редкое событие, в среднем оно происходит один раз в несколько столетий; поэтому в настоящее время систематические наблюдения ведутся также и над соседними галактиками.

Изучение свойств плазмы и плазменных структур необходимо не только для познания окружающего нас мира в его настоящей форме, но и для понимания эволюции Вселенной. Если равновесное реликтовое излучение космоса — свидетель самых ранних стадий эволюции Вселенной, то космическая водородная плазма — материал, из которого происходило формирование галактик. Отсюда глубокая связь физики плазмы с астрофизикой и в том числе с самыми принципиальными ее разделами, посвященными космологическим проблемам.

Приведенных примеров, вероятно, достаточно для характеристики того значения, которое плазма имеет в природе. Мы можем перейти теперь к разъяснению второго вопроса: о связи физики плазмы, лучше сказать — физики *горячей* плазмы, с проблемой управляемого синтеза. Именно этому посвящено основное содержание книги. Некоторые вступительные замечания все же необходимы, так как физика горячей плазмы — новая дисциплина, насчитывающая каких-нибудь 20—25 лет своего существования. Больше того, и сейчас объект исследования — достаточно горячая и достаточно плотная плазма — получается в лабораторных условиях только на короткие промежутки времени, причем, говоря откровенно, эта плазма еще не обладает желаемыми свойствами. Курьезная и необычайная ситуация!

Изучая физику твердого тела, атомную или ядерную физику, не приходится, как правило, особенно задумываться над получением объекта исследования. Кристаллы различной структуры и с различными электрическими, механическими и оптическими свойствами имеются в природе или могут быть приготовлены без затраты чрезмерных усилий. Наборы различных атомных ядер также присутствуют в природе, и только исследователю трансурановых элементов приходится заниматься приготовлением изучаемого вещества. Но и здесь существует устоявшаяся методика. Хотя открытия (т. е. синтез) каждого следующего элемента и требует все возрастающих усилий, преемственность облегчает поиск. В физике горячей плазмы положение существенно иное. Получение устойчивой, длительно существующей горячей плазмы является конечной целью проводимых исследований. Если бы мы умели создавать такую плазму по заказу, то изучение ее свойств не отняло бы много времени, физика плазмы быстро приобрела бы отпечаток законченности и, вероятно, стала бы намного скучнее...

Другая характерная особенность данной области знания состоит в том, что здесь не приходится рассчитывать на открытие новых общих законов природы, — возникающая на наших глазах наука в сущности относится к прикладной физике. Она основывается на применении к плазме (т. е. к совокупности заряженных частиц) идей, представлений, методов классической электродинамики (прежде всего!), а также статистики и атомной физики. Квантовая механика тут почти не используется. Лишенная глубины и величия физики элементарных частиц или астрофизики, прикладная физика горячей плазмы привлекательна тем, что в ней ставится одна из труднейших когда-либо сформулированных технических задач: получение и сохранение в лаборатории звездного вещества, нагретого до сотен миллионов градусов.

Получение этого вещества в свою очередь необходимо для решения проблемы управляемого синтеза легких ядер. Именно управляемого, а не происходящего в виде чудовищного по мощности взрыва водородной бомбы. Мы подходим теперь к самому существу вопроса, так как именно проблема управляемого синтеза привела к созданию физики горячей плазмы. Но почему так важна проблема управляемого синтеза? Почему, несмотря на отсутствие решающего успеха, ей продолжает уделяться столь большое внимание во всех передовых в промышленном отношении странах мира?

В первом приближении ответ удивительно прост: решив эту задачу, человечество получит неограниченный по мощности, дешевый источник энергии, равно доступный для всех наций. Неожиданная простота ответа в сочетании с некоторой долей пафоса (тут и судьба человечества, и беспредельные возможности!) могут вызвать скепсис, да и актуальность проводимых исследований кажется сомнительной. Ведь еще далеко не исчерпаны запасы угля и нефти, еще не израсходованы ресурсы гидроэнергии, почти не

используется солнечная энергия, мы едва приступили к эксплуатации запасов ядерного горючего — урановых и ториевых руд.

С позиций настоящего момента все это, конечно, верно в рамках статического, неизменного мира. Но мы живем в условиях динамического, стремительно меняющегося мира. Чтобы завтра человечество не оказалось под угрозой энергетического голода, основы энергетики будущего должны закладываться уже сегодня. Здесь не должно оставаться тени сомнения или двусмысленности, поэтому поясним сказанное.

Проследим прежде всего, как менялось население Земли. В табл. 1 показано изменение численности населения Земли, начиная с оценок, относящихся к доисторическим временам, и кончая прогнозами ООН на двухтысячный год [65]. Разумеется, точность оценок, относящихся к далекому прошлому, мала, но это не меняет общей картины: понадобилось несколько сотен тысяч лет, чтобы человечество к

Таблица 1

Численность населения Земли

10 000 лет до нашей эры	$(1 \pm 10) \cdot 10^6$
Начало нашей эры	$250 \cdot 10^6$
1650 г.	$500 \cdot 10^6$
1850 г.	$1,1 \cdot 10^9$
1950 г.	$2,4 \cdot 10^9$
1975 г.	$4,0 \cdot 10^9$
2000 г.	$7,0 \cdot 10^9$

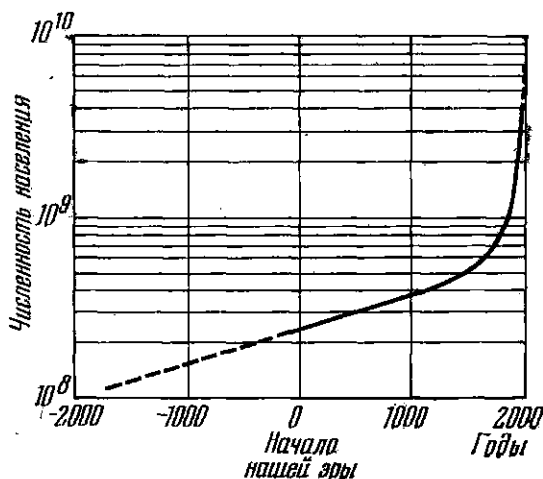


Рис. 1.1. Изменение численности населения Земли на протяжении 4000 лет.

1830 г. размножилось до одного миллиарда, за следующие сто лет прибавился второй миллиард, и только тридцать лет понадобилось для появления на Земле еще одного миллиарда людей.

График на рис. 1.1 наглядно показывает, как увеличивалось население Земли в течение четырех тысяч лет. На протяжении последних ста лет оно растет быстрее, чем в геометрической

прогрессии. Растут темпы прироста. В настоящее время годовой прирост составляет около 2%, т. е. около 80 миллионов человек. Если существующие темпы сохраняются, то через триста лет плотность населения на земном шаре должна быть больше, чем плотность населения в Лондоне, а через 850 лет на каждый квадратный метр поверхности Земли будет приходиться тысяча человек...

Как хорошо известно, основную роль в стремительном росте населения сыграл прогресс медицины (снижение детской смертности, открытие антибиотиков). Будущие поколения окажутся перед сложными проблемами расселения людей и регулирования численности человечества. Но независимо от этого люди должны есть, одеваться, иметь защиту от холода, не говоря уже об удовлетворении непрерывно растущих духовных потребностей. Впрочем, не в отдаленном будущем, а уже сейчас проблема голода — одна из самых грозных. Четвертая часть человечества влачит полуголодное существование от колыбели до смертного часа. Если учесть темпы прироста населения, то даже радикальное решение социальных проблем не устранит необходимости создания синтетической пищи (задача биологов) и обеспечения установок белкового синтеза энергетикой (задача физиков).

Сказанного достаточно, чтобы оценить всю серьезность ситуации. Рассмотрим теперь положение с энергетическим балансом.

Целесообразно подразделить источники энергии на две группы: воспроизводимые источники и «основной капитал». К первой группе относится энергия ветра, рек и морских приливов, сельскохозяйственного и древесного топлива, геотермия (внутреннее тепло Земли), солнечная энергия. Ко второй группе относятся источники энергии, запасенные в земной коре в итоге геологической эволюции: уголь, нефть, горючие газы и, разумеется, ядерное горючее. В 1950 г. в общем балансе энергопотребления первое место занимали уголь и нефть (табл. 2) [66]. Человечество тратит пока основной капитал. В историческом аспекте происходило вытеснение дров и сельскохозяйственного топлива за счет угля и нефти.

Таблица 2  
Баланс энергопотребления  
(1950 г.)

Уголь	55%
Нефть и горючие газы	22%
Сельскохозяйственное топливо	15%
Дрова	4%
Гидроэнергия	3%

Для дальнейших количественных оценок удобно ввести единицу энергии:

$$1 Q = 10^{21} \text{ джоулей.}$$

Энергии в  $1 Q$  достаточно, чтобы нагреть до кипения два с половиной Ладожских озера или два Аральских моря. Другой пример: производство электроэнергии в Советском Союзе составило в 1970 г. около  $1/100 Q$ . История материальной культуры и демографические оценки показывают, что за время от начала нашей эры до 1850 г.

человечество израсходовало 6—9  $Q$  энергии. Потребление за следующие сто лет составило около 4  $Q$ . В 1970 г. мировое потребление шло на уровне 0,2  $Q$ . Темпы нарастания таковы: потребление электроэнергии удваивается приблизительно каждые 8 лет, а общее энергопотребление — каждые 15 лет. Если существующие тенденции сохранятся, то к двухтысячному году ежегодное потребление будет идти на уровне 1  $Q$ , а к 2050 г. достигнет уровня 10  $Q$ . Таким образом, через 75 лет человечество должно будет ежегодно расходовать столько же энергии, сколько оно истратило со времен империи Августа до наших дней.

Естественно возникает вопрос, в какой мере этот рост обеспечен имеющимися ресурсами [67—69]. Оценке запасов, которая будет приведена ниже, полезно предпослать одно любопытное соображение. Предположим, что человечество действительно начнет расходовать запасенную потенциальную энергию (в конечном счете превращая ее в тепло) на уровне, составляющем заметную долю от общей энергии, получаемой Землей от Солнца. В таком случае мы должны быть готовы к тому, что произойдет изменение климата нашей планеты. Точнее: вся солнечная энергия, *достигающая поверхности Земли*, составляет около 2500  $Q$  в год. Увеличение энерговыделения, скажем, до 20—30  $Q$  в год, если оно будет обеспечиваться сжиганием угля и нефти, а следовательно, сопровождается повышением содержания  $CO_2$  в атмосфере, приведет к ощутимым изменениям климата земного шара («оранжерейный эффект»). В результате начнется таяние материковых льдов Антарктиды и Гренландии, что в свою очередь вызовет повышение уровня мирового океана. Потребуется сложные гидротехнические работы, чтобы предохранить от затопления огромные низменные территории на побережье океана. Довольно неожиданный результат! Правда, если энергетика мира полностью перейдет на ядерное горючее, то содержание  $CO_2$  останется на прежнем уровне и катастрофические изменения климата начнутся при более высоком темпе дополнительного энерговыделения. Тем не менее, обсуждая перспективы развития энергетики планеты, не стоит прибегать к слишком далеким и смелым экстраполяциям. С известной долей произвола мы будем рассматривать в качестве предельно допустимой цифры добавочного энерговыделения уровень, составляющий 30  $Q$  в год.

Воспроизводимые источники энергии отвечают по совокупности (кроме солнечной энергии) не более чем 2—3  $Q$  в год. Однако эксплуатация их в значительной части экономически совершенно бесперспективна, и они, разумеется, не смогут удовлетворить растущих потребностей мира. Следовательно, использование минерального сырья будет продолжаться.

Суммарные запасы угля, даже по оптимистическим оценкам, не превосходят 150  $Q$ , нефти — 10  $Q$ . При этом, по мере расходования имеющихся ресурсов, добыча ископаемых будет связана со всё возрастающими техническими трудностями и будет сопровож-

даться увеличением их стоимости. В итоге, по оценкам экспертов, запасы нефти (даже с учетом еще не открытых месторождений) будут исчерпаны на протяжении 20—30 лет, а угля — на протяжении 100—120 лет.

Однако и эта достаточно мрачная перспектива не дает полного представления о серьезности существующего положения. Дело в том, что мы все время пользовались глобальными оценками, которые при усреднении создавали иллюзию относительного благополучия, по крайней мере в отношении ближайшего будущего. Между тем минеральное сырье распределено крайне неравномерно по странам мира. Достаточно напомнить, что, например, Западная Европа на 2/3 зависит от импорта энергетического сырья, и нефтяной кризис осени 1973 г. наглядно продемонстрировал, на каком хрупком фундаменте покоится ее экономическое благосостояние.

Нам остается рассмотреть вопрос об использовании солнечного тепла и ядерного горючего. К сожалению, солнечная энергия обладает низкой плотностью. Энергетическая освещенность на поверхности Земли при нормальном падении солнечных лучей и прозрачной атмосфере составляет около  $1 \text{ ккал/м}^2$ . К тому же коэффициент полезного действия существующих фото- и термоэлектрических преобразователей невелик. Поэтому для обеспечения потребности человечества через сто лет пришлось бы значительную часть поверхности Земли (около 10%!) закрыть солнечными генераторами. Фантастичность подобного проекта очевидна.

Запасы ядерного горючего, которые могут быть применены в реакторах деления, очень велики. Если исходить из брідерной схемы, при которой реализуется полное использование делящихся веществ, то по современным оценкам [70] запасов U-238 и Th-232 должно хватить на миллионы лет жизни общества с высоким уровнем потребления энергии. Казалось бы, найдено желанное решение вопроса\*). Но при переходе энергетики мира на ядерное горючее количество долгоживущих радиоактивных отходов из ядерных реакторов станет угрожающе большим, и возникает сложная и требующая больших затрат проблема их захоронения. Использование морского дна угрожает отравлением океанской фауны, не обеспечивает необходимой безопасности и должно быть исключено. Остается выброс радиоактивных продуктов в дальний космос.

Таким образом, появляется неприятная альтернатива: скудный энергетический паек или очень медленное, но постепенно прогрессирующее радиоактивное загрязнение планеты, бороться с которым чрезвычайно трудно.

Именно с этих позиций мы и должны подходить к перспективам использования управляемого синтеза легких ядер как основы энергетики будущего общества. В качестве ядерного горючего предполагается применение смеси дейтерия и трития. В этом случае не

---

\*) Заметим, впрочем, что технически полноценный реактор брідерного типа еще не построен, и на этом пути имеются немалые трудности.

происходит накопления долгоживущей активности в неизбежных производственных отходах, и принято считать, что отношение радиоактивной опасности для реакторов деления и реакторов синтеза выражается как  $10^3 : 1$ .

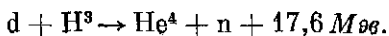
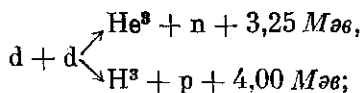
Следует, впрочем, подчеркнуть, что и в будущих реакторах синтеза приходится ориентироваться не на самую простую, в принципе, реакцию между двумя ядрами дейтерия, а на реакцию между ядрами дейтерия и трития, обладающую большим эффективным сечением. Так как в природе тритий отсутствует, то должна рассматриваться система с воспроизводством трития, т. е. бриддерное устройство, требующее применения лития. Лимитирующим было бы содержание этого элемента в земной коре. К счастью, здесь ситуация складывается исключительно благоприятно, и энергетический кризис, обусловленный нехваткой необходимого сырья, может считаться исключенным.

Ответ на вопрос о том, зачем нужен управляемый синтез, получен, и можно перейти к более прозаическим темам. Мы примем следующий план изложения. Сначала, в самых общих чертах, обсудим вопрос о ядерных реакциях синтеза и возможных схемах установок для получения горячей плазмы. Затем остановимся на основных представлениях физики горячей плазмы, всемерно выделяя результаты экспериментальных исследований. После этого разберем главные методы определения параметров горячей плазмы, т. е. тот раздел, который принято называть медицинским термином «диагностика плазмы». Последнюю часть книги мы отведем описанию важнейших экспериментов, которые были предприняты для получения горячей, плотной и устойчивой плазмы.

Возможно, что этот план — не оптимальный. В частности, может показаться довольно странным сначала рассматривать свойства плазмы, а затем — методы ее исследования. Но обратная последовательность была бы не лучше, а распределив описания методик по всей книге, мы не избежали бы многочисленных повторов.

## § 2. Управляемый синтез. Ядерные реакции

Напомним некоторые простые факты из области ядерной физики. Наличие кулоновского барьера приводит к тому, что сечение ядерных реакций между заряженными частицами достигает заметной величины только при достаточно большой начальной энергии сталкивающихся частиц. Это же обстоятельство заставляет при выборе реагирующих веществ ограничиваться элементами с малым порядковым номером. В результате практический интерес представляют две известные реакции:





Обе реакции в свое время служили объектом подробных экспериментальных исследований. С этой целью мишени из тяжелого льда бомбардировались в разрядных трубках пучками ускоренных дейтронов. Появление быстрых нейтронов и протонов легко регистрируется при энергии дейтронов в несколько десятков килоэлектронвольт. Казалось бы, задача решена: на ускорение дейтона затрачивается энергия в несколько сотен раз меньшая, чем выделяется при ядерной реакции (3—4  $Mev$ ). Однако лишь один из многих тысяч ускоренных дейтронов, падающих на мишень, вызывает ядерную реакцию. Остальные непроизводительно расходуют запасенную энергию малыми порциями на ионизацию и возбуждение атомов, в конечном счете просто нагревая мишень. Это происходит потому, что ядерные сечения несравненно меньше сечений ионизации и возбуждения. Естественный возможный выход состоит в проведении реакций в полностью ионизованной, нагретой плазме небольшой плотности. В этом случае потери на ионизацию и возбуждение исключены, и дейтон-дейтонные или дейтон-тритонные столкновения рано или поздно завершаются ядерным синтезом.

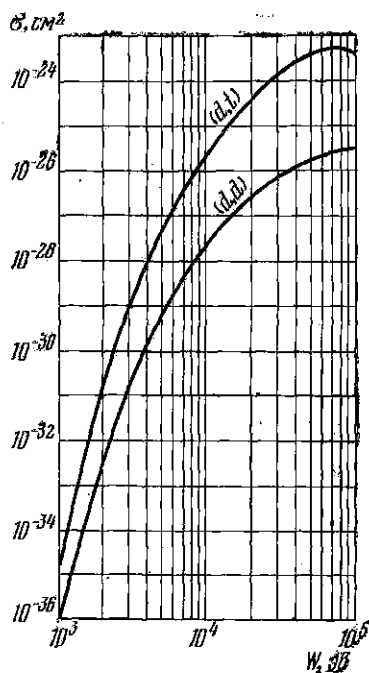


Рис. 2.1. Зависимость эффективного сечения реакций  $(d, d)$  и  $(d, t)$  от энергии частиц.

Ядерные сечения быстро растут с увеличением энергии ускоренных частиц. На рис. 2.1 показана зависимость сечения  $\sigma$  от энергии для обеих рассматриваемых реакций. Но даже в оптимальных условиях вероятность ядерных реакций остается во много раз меньшей вероятности процессов возбуждения и ионизации.

Обсудим теперь вопрос об интенсивности ядерных реакций в плазме. Пусть температура плазмы  $T$  и концентрация взаимодействующих частиц  $n_1$  и  $n_2$ . Если скорость данного иона относительно второго есть  $v_{1,2}$ , то вероятность того, что этот ион прореагирует за 1 сек с каким-либо из ионов второго рода, дается выражением

$$\sigma v_{1,2} n_2.$$

Если все ионы первого рода обладают одной и той же скоростью  $v_{1,2}$ , то общее число реакций, происходящих в 1 см<sup>3</sup> плазмы за 1 сек. равно:

$$R_{1,2} = n_1 n_2 \sigma v_{1,2}.$$

При заданной температуре существует разброс скоростей реагирующих частиц, и произведение  $\sigma v$  должно быть усреднено по максвелловскому распределению:

$$R_{1,2} = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle \text{ реакций/см}^3 \text{ сек.} \quad (2.1)$$

Если взаимодействуют тождественные частицы (дейтоны с дейтонами), то формула для числа реакций примет вид:

$$R_{1,1} = \frac{1}{2} n^2 \langle \sigma v \rangle \text{ реакций/см}^3 \text{ сек.} \quad (2.2)$$

Коэффициент  $1/2$  появляется в формуле (2.2) потому, что одни и те же частицы не должны подсчитываться дважды.

В случае максвелловского распределения величина  $\langle \sigma v \rangle$  может быть рассчитана для известной зависимости  $\sigma(v)$ . Примерный ход функции  $\langle \sigma v \rangle$  для обеих реакций в интересующей нас области температур приведен на рис. 2.2. Для температур, не превышающих  $10^8$  °К, можно написать следующие приближенные выражения для числа реакций (d, d) и (d, t):

$$R_{d,t} = 7 \cdot 10^{-10} \frac{n^2}{T^{2/3}} \exp\left(-\frac{4,25 \cdot 10^3}{T^{1/3}}\right), \quad (2.3)$$

$$R_{d,d} = 1,6 \cdot 10^{-7} \frac{n_1 n_2}{T^{2/3}} \exp\left(-\frac{4,52 \cdot 10^3}{T^{1/3}}\right). \quad (2.4)$$

Как видно из графиков, значения  $\langle \sigma v \rangle$  для реакции (d, t) примерно на два порядка выше соответствующих значений для реакции (d, d).

Быстрый рост сечения со скоростью приводит к тому, что в величине  $\langle \sigma v \rangle$  при усреднении по максвелловскому распределению основную роль играют столкновения с наиболее быстрыми частицами. Поэтому при «низких» температурах ( $< 10^8$  °К, т. е.  $10^3$  эв) величина  $\langle \sigma v \rangle$  значительно превышает произведение  $\sigma v$ , вычисленное в предположении, что все частицы обладают одной и той же скоростью, совпадающей со средней квадратичной. Это обстоятельство следует иметь в виду, например, при оценке возможной интенсивности нейтронного испускания, обусловленного происходящими в газе ядерными реакциями. Если известно только сред-

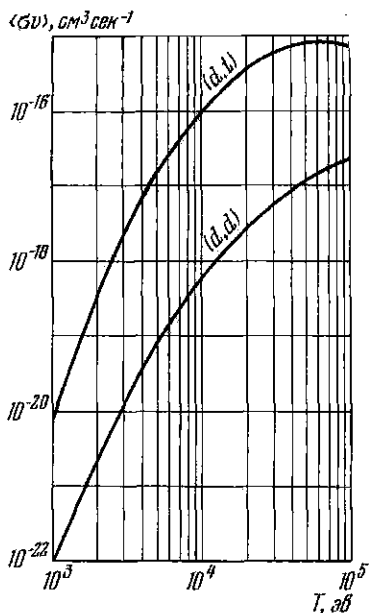


Рис. 2.2. Зависимость усредненных значений  $\sigma v$  от температуры для реакций (d, d) и (d, t) при максвелловском распределении частиц в плазме.

нее значение энергии частиц плазмы, то наблюдаемое нейтронное испускание может сильно отличаться от рассчитанного с помощью формул для числа реакций, в которые входит величина  $\langle \sigma v \rangle$ . В частности, если с течением времени происходит термализация плазмы, формирование «хвостов» максвелловского распределения, то параллельно будет нарастать нейтронное испускание, несмотря на сохранение средней энергии частиц на неизменном уровне.

Обсудим вкратце еще один вопрос, который напрашивается при рассмотрении формул (2.3) и (2.4). Ядерные реакции синтеза не имеют порога в точном смысле этого слова, но из-за малости сечений заметный выход получается либо при достаточно высоких температурах, либо при очень больших давлениях. Вопрос о величине эффективной «термоядерной» температуры обсуждается ниже. Эффективные плотности, при которых будет наблюдаться заметный выход, уже при скромных температурах (например,  $\sim 10^5$  °К) составляют значения порядка  $10^{28}$ — $10^{29}$  см<sup>-3</sup>, т. е.  $10^4$ — $10^5$  г/см<sup>3</sup>. Для получения таких плотностей водородная плазма должна быть подвергнута давлениям порядка  $10^8$  мегабар. Пока в стационарных условиях удается получать давления в 0,5 Мбар, в импульсе — 10 Мбар. Дистанция слишком велика, чтобы рассматривать даже отдаленные перспективы.

Заметим еще, что в природных условиях для отыскания таких чудовищных давлений надлежит обращаться к звездным объектам. Небольшая таблица пояснит сказанное [71]:

Тип звезды	Температура	Плотность	Давление
Солнце (центр)	$10^7$ °К	$10^2$ г/см <sup>3</sup>	$10^6$ Мбар
Белый карлик (центр)	$10^7$ °К	$10^8$ г/см <sup>3</sup>	$10^{10}$ Мбар
Пульсар (кора)	$10^8$ °К	$10^{11}$ г/см <sup>3</sup>	$10^{18}$ Мбар

Управляемый синтез, как мы уже знаем, предполагает получение звездного вещества в лабораторных условиях, но создание в лаборатории, помимо плазмы звезд главной последовательности, также и белых карликов — это чрезмерно. А впрочем, впрочем... в § 38 мы еще вернемся к этому исключительно интересному вопросу, который был поставлен на повестку дня грандиозными успехами квантовой электроники.

В принципе существует еще одно возможное направление атаки: вместо того чтобы сжимать атомы, преодолевая электростатическое отталкивание ядер гигантскими давлениями, можно уменьшить размеры атомов. Речь идет о сближении нуклонов с помощью «мюонного катализа». Использование в оболочке атомов мюонов вместо электронов эквивалентно уменьшению атомных размеров. Радиус мезоатома дейтерия, в котором электрон заменен отрицательным мюоном, примерно в 200 раз меньше радиуса обычного атома. Следовательно, когда мюон связывает два дейтона в так на-

зываемый мезодейтериевый ион, оба дейтона оказываются настолько близки, что возникает заметная вероятность синтеза. В самом деле, эффективная плотность мезодейтериевой системы возрастает приблизительно на семь порядков, и можно представить себе, что  $\mu$ -мезоны, освобождающиеся в ходе такой пикноядерной реакции, будут служить катализатором следующих реакций. Бесперспективность этой модели управляемого синтеза обусловлена малым временем жизни мюона, которая составляет всего лишь  $2 \cdot 10^{-6}$  сек. За это короткое время мюон не сможет катализировать достаточное число реакций синтеза, и процесс затухнет [72].

Таким образом, нам остается вернуться к рассмотрению возможных путей реализации управляемого *термоядерного синтеза*.

### § 3. Магнитная термоизоляция

В природных условиях термоядерный синтез происходит в недрах звезд и, в частности, Солнца. Огромные массы и высокие плотности обеспечивают протекание ядерных реакций даже на обычном водороде, несмотря на «скромные» температуры (не выше  $2 \cdot 10^7$  °К) и ничтожные эффективные сечения. Космические масштабы процесса одновременно и автоматически решают проблемы удержания нагретой плазмы в зоне реакции и ее термоизоляции. Действительно, гравитационные силы надежно удерживают плазму от разлета, а огромные расстояния, отделяющие реакционную зону от периферии, позволяют сохранять внутри звезды температуру, достаточную для синтеза, так что это не сопровождается чрезмерно большими потоками тепла наружу. Иными словами, горячая плазма в звездных глубинах закутана в достаточно толстую шубу наружных звездных оболочек.

При переходе к лабораторным условиям возникает фундаментальный вопрос: чем заменить гигантские силы тяготения, удерживающие плазму в звездах, как при земных масштабах реактора снизить потоки тепла на стенки, доведя их до приемлемого уровня? Основная идея, определившая на долгие годы пути развития проблемы, была выдвинута около 25 лет назад практически одновременно в Советском Союзе, Соединенных Штатах и Англии. Эта идея состоит в использовании принципа магнитной термоизоляции. В Советском Союзе она была высказана И. Е. Таммом и А. Д. Сахаровым в 1950 г. [73, 74].

Несколько лет назад, в связи с развитием лазерной техники, стала серьезно обсуждаться другая альтернатива, предполагающая замену стационарного термоядерного реактора устройством, в котором длительность получения горячей плазмы и протекания ядерных реакций столь мала, что энергетические потери за это время оказываются допустимыми. В дальнейшем мы еще вернемся к этому вопросу, но пока продолжим анализ главного направления поиска, для чего выполним некоторые численные оценки.

Удельная мощность термоядерного реактора может быть получена путем умножения числа реакций, происходящих ежесекундно в единице объема, на энергию  $\epsilon$ , выделяющуюся при каждом акте реакции. Таким образом,

$$P_0 = Aen^2 \langle \sigma v \rangle, \quad (3.1)$$

где в качестве коэффициента  $A$  следует подставлять  $1/2$  для системы, работающей на дейтерии, и  $1/4$  для равнокомпонентной смеси  $d$  и  $t$ .

Величина  $P_0$  зависит как от плотности плазмы, так и от ее температуры. Пельзя оперировать с плазмой чрезмерно большой плотности, так как в этом случае плазма излучает как абсолютно черное тело и потери на излучение оказываются огромными. По-видимому, могут представлять интерес значения плотности, лежащие в пределах от  $10^{13}$  до  $10^{16}$  частиц/см<sup>3</sup>.

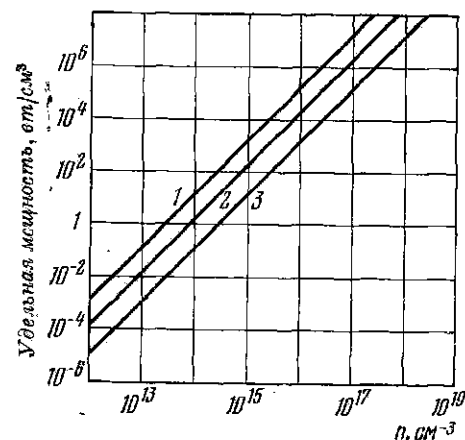


Рис. 3.1. Удельная мощность ядерного энерговыделения для реакций (d, d) и (d, t) в зависимости от плотности плазмы. 1) (d, t), 50—100 кэв; 2) (d, t), 10 кэв; 3) (d, d), 60 кэв, t сгорает.

Подсчет по формуле (2.4) показывает, что для реакции (d, t) при  $n = 10^{15}$  частиц/см<sup>3</sup> и  $T = 10^8$  К удельная мощность составит приблизительно  $1.2 \cdot 10^5$  кет/м<sup>3</sup>. Для большей наглядности на рис. 3.1 приведены графики удельной мощности для реакций (d, d) и (d, t) в зависимости от плотности плазмы для нескольких температур. Предполагается, что  $n_d = n_t$ .

Не следует думать, что приведенным высоким значениям удельной мощности, которые достигаются в области температур, начиная с  $10^8$  К, отвечают очень высокие плотности энергии в плазме. Плотность тепловой энергии в плазме при температуре  $T$  будет:

$$Q_t = 2n \cdot \frac{3}{2} kT = 3nkT. \quad (3.2)$$

Коэффициент 2 в написанной формуле учитывает наличие в плазме электронов и ионов, находящихся при одной и той же температуре. Для рассмотренного численного примера с  $n = 10^{15}$  частиц/см<sup>3</sup> и  $T = 10^8$  К плотность энергии составит  $4 \cdot 10^3$  кдж/м<sup>3</sup>. Это — скромная величина. Таков дополнительный запас тепла у кубометра воды, нагретого на  $1^\circ$  С выше окружающей среды. Следует ясно понимать, что плазма, нагретая до 100 миллионов градусов, содержит такой же дополнительный запас

тепловой энергии, как и вода, нагретая всего на 1 градус, в основном просто потому, что плотность воды примерно в 10 миллионов раз больше, чем плотность плазмы в нашем примере. Главная трудность, с которой мы сталкиваемся при попытках получения очень горячей плазмы, состоит не в сообщении плазме необходимого запаса энергии, который при разумной плотности, как мы видели, получается совсем небольшим, а в ликвидации потоков тепла на стенке реактора. Без принятия специальных мер для осуществления высокоэффективной термоизоляции эти потоки оказываются огромными.

Подтвердим сказанное численной оценкой.

Поток тепла через сечение в  $1 \text{ см}^2$  нагретой плазмы определится по формуле

$$S_t = a \frac{dT}{dx},$$

где  $a$  — коэффициент теплопроводности. Из кинетической теории газов известно, что

$$a = \frac{1}{3} \lambda \nu \rho c_p.$$

Здесь  $\rho$  — плотность газа,  $\lambda$  — средняя длина пробега,  $\nu$  — средняя квадратичная скорость более быстрых частиц (электронов). Теплоемкость при постоянном объеме  $c_p$  измеряется увеличением запаса энергии 1 г вещества при повышении температуры на 1 градус и при сохранении объема. Поэтому

$$c_p = 3n_1 k,$$

где  $n_1$  — число молекул в 1 г. Если масса частицы есть  $M$ , то

$$\rho c_p = nM \frac{3k}{M} = 3nk \text{ и } a = kn\nu\lambda.$$

С другой стороны, средняя длина пробега

$$\lambda = 1/ns,$$

где  $s$  — эффективное сечение столкновений. При высоких температурах плазма полностью ионизована, и величина сечения  $s$  определяется кулоновским взаимодействием частиц. Это значит, что минимальное расстояние  $r$ , на которое могут сблизиться две заряженные частицы при лобовом столкновении, определится из равенства

$$e^2/r = kT.$$

Принимая для самой грубой оценки, что  $s = \pi r^2$ , получим:

$$a = kn\nu \frac{1}{\pi r^2} = k \left( \frac{3kT}{m} \right)^{1/2} (kT)^2 \frac{1}{\pi e^4} = \alpha T^{5/2};$$

заменяя  $dT/dx$  приближенно через  $T/x$ , получим:

$$S_t = \alpha \frac{T^{7/2}}{x}. \quad (3.3)$$

Подстановка численных значений констант дает для коэффициента  $\alpha$  значение:  $\alpha \approx 10 \cdot 10^{-6}$ . Аккуратные расчеты (учет «далеких» столкновений при кулоновском взаимодействии; мы еще будем говорить об этом в дальнейшем) приводят к меньшему значению:

$$\alpha = 1,2 \cdot 10^{-6}.$$

Итак, окончательно:

$$S_l = 1,2 \cdot 10^{-6} \frac{T^{7/2}}{x}. \quad (3.4)$$

Если принять, как это делалось раньше, в качестве типичного значения температуры  $T = 10^8$  °К, то поток тепла даже при толщине переходной зоны  $x$  в 1 км (!) достигает чудовищных значений  $10^7$  *квт/см*<sup>2</sup>. Поскольку в каждом кубическом сантиметре плазмы при рассматриваемой температуре и плотности  $10^{15}$  *см*<sup>-3</sup> выделяется всего 0,1 *квт* ядерной мощности, то для покрытия приведенных потерь следует позади переходной зоны разместить горячую область протяженностью в 1000 км. Разумеется, легко найти оптимум — он получается при тридцатикилометровых толщинах обеих зон! Продолжать игру дальше не стоит. Приведенный пример достаточно ярко характеризует абсолютную необходимость эффективного подавления потоков тепла из плазмы.

Сущность идеи магнитной термоизоляции исключительно проста и может быть сформулирована в немногих словах. Предположим, что плазма помещена в сильное магнитное поле. Тогда заряженные частицы будут описывать винтовые траектории около силовых линий поля. Если силовые линии ориентированы параллельно стенкам реактора, то уход частиц из зоны реакции окажется сильно затрудненным, а поток тепла резко уменьшенным. В этих условиях только столкновение между частицами обеспечивает их перемещение поперек поля. Иными словами, перемещение частиц плазмы поперек поля происходит только за счет диффузии, с пробегом, величина которого определяется радиусом ларморовской окружности частицы в данном магнитном поле.

Такова микроскопическая картина механизма магнитной термоизоляции. Соответствующая макроскопическая картина также достаточно наглядна: газовое давление горячей плазмы уравновешивается давлением магнитного поля. Таким образом, в предположении, что поле и газ не смешиваются, можно написать очевидное равенство:

$$2nkT = \frac{B^2}{8\pi}. \quad (3.5)$$

Если внутри плазмы имеется магнитное поле, то

$$2nkT = \frac{1}{8\pi} (B_{\text{ex}}^2 - B_{\text{in}}^2). \quad (3.6)$$

Для наглядности на рис. 3.2 показана связь между температурой плазмы и уравновешивающим магнитным полем для трех значений плотности плазмы.

Из проделанного анализа следует вывод о необходимости замачивания теплопроводности для получения горячей плазмы. Этот вывод, однако, не эквивалентен требованию, чтобы функции *удержания* заданной плазменной конфигурации выполнялись также с помощью магнитного поля. Функции подавления теплопроводности и удержания могут быть разделены. Потоки тепла могут быть подавлены путем перехода от кулоновских длин пробега к радиусам ларморовских кружков, а опора горячей плазмы о стенки реактора может реализоваться через холодную, но очень плотную плазму\*). Такие идеи содержались уже в первых предложениях Тамма и Сахарова и неоднократно, в более рафинированном виде, высказывались позднее. Пока (1974 г.) экспериментальные возможности этого направления остаются мало изученными, и это обстоятельство позволяет ограничиться сделанными беглыми замечаниями.

Применение магнитной стенки ликвидирует, по крайней мере в принципе, огромные потоки тепла, связанные с теплопроводностью ионизованного газа, но не следует забывать, что потери энергии из плазмы могут происходить и за счет излучения. Мы уже упоминали об этом в начале параграфа, приведем теперь некоторые пояснения.

Предположим сначала, что размеры и плотность плазмы таковы, что она находится в термодинамическом равновесии с излучением. В этом случае объемная плотность равновесного излучения, как известно, растет пропорционально четвертой степени температуры. Таким образом, если для объемной плотности тепловой энергии, связанной с движением частиц плазмы, можно было написать выражение

$$Q_t = 3nkT \approx 4 \cdot 10^{-23} nT \text{ Дж/см}^3, \quad (3.7)$$

то соответствующая формула для равновесного излучения выглядит так:

$$Q_r = \frac{4\sigma}{c} T^4 \approx 7 \cdot 10^{-22} T^4 \text{ Дж/см}^3. \quad (3.8)$$

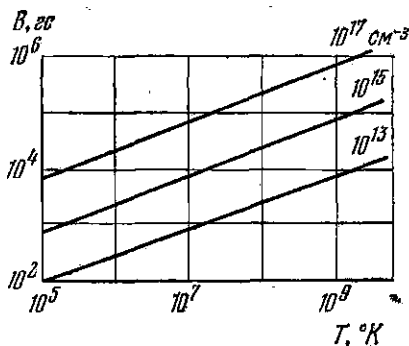


Рис. 3.2. Зависимость удерживающего магнитного поля от температуры плазмы при заданной плотности.

\* Разумеется, в этих условиях формулы (3.5) или (3.6) уже неприменимы, так как они предполагают скачкообразное обращение в нуль газового давления на границе плазмы.



На рис. 3.3 изображено изменение обеих величин с температурой плазмы. Графическое представление наглядно показывает, что энергия излучения обгоняет энергию частиц в интервале  $5 \cdot 10^4$ — $5 \cdot 10^5$  °K для всей области значений плотностей плазмы, представляющих практический интерес ( $n = 10^{14}$ — $10^{18}$  см<sup>-3</sup>)\*). При «рабочих» температурах в  $10^8$  °K энергия излучения на 7—10 порядков превосходит энергию частиц.

Итак, в условиях равновесия вещества с излучением, т. е. для оптически плотной плазмы, ее тепло содержание никак нельзя считать малым.

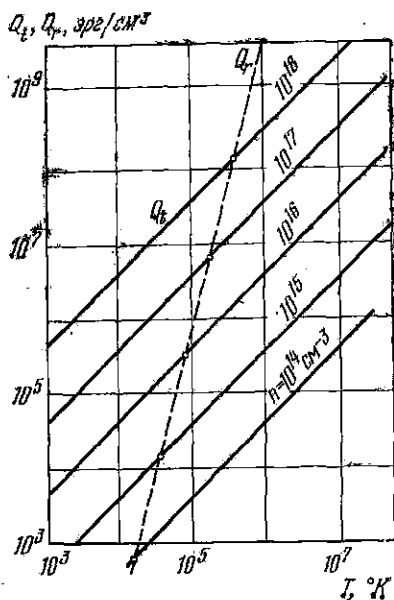


Рис. 3.3. Объемная плотность тепловой энергии  $Q_t$  (сплошные прямые) и объемная плотность равновесного излучения  $Q_r$  (пунктир) в зависимости от температуры плазмы.

водородной плазме оказывается очень большой почти во всех спектральных диапазонах, и, следовательно, интересующая нас ситуация отвечает случаю оптически тонкой плазмы. В этих условиях энергетические потери определяются только тормозным излучением электронов плазмы в кулоновском поле ядер, так как линейчатый и рекомбинационный спектры для чисто водородной плазмы в области высоких температур исчезают. Снова мы ограничиваемся традиционной схемой с магнитной термоволяцией, для

Параллельно с объемной плотностью излучения и столь же быстро растет излучение с поверхности непрозрачной плазмы. Если плазма непрозрачна во всем спектре (что мы в сущности уже предположили, говоря о равновесном тепловом излучении), то она излучает как абсолютно черное тело, и интегральное излучение выражается законом Стефана — Больцмана:

$$S_r = \sigma T^4 = 5,7 \cdot 10^{-12} T^4 \text{ вт/см}^2. \quad (3.9)$$

При температуре  $10^8$  °K это излучение составит  $5,7 \cdot 10^{20}$  вт/см<sup>2</sup>, т. е. на 10 порядков превысит поток тепла, переносимый частицами через километровую защитную зону, о которой шла речь выше!

К счастью, как в реальных лабораторных установках, так и в проектируемых системах длина поглощения излучения в чистой

\* ) Напомним, что мы рассматриваем сейчас традиционную схему, в которой квазистационарная горячая плазма находится в условиях магнитной термоволяции, а не импульсные устройства со сверхплотной плазмой.

которой типично использование плазмы сравнительно низкой плотности.

Средняя энергия фотонов тормозного излучения примерно совпадает со средней энергией теплового движения электронов и для области термоядерных температур лежит в диапазоне мягких рентгеновских лучей. Полная удельная мощность тормозного излучения в случае чисто водородной плазмы выражается формулой:

$$P_r = cn^2T^{1/2} = 1,5 \cdot 10^{-34} n^2 T^{1/2} \text{ вт/см}^3. \quad (3.10)$$

Удельная мощность ядерных реакций была нами записана в виде (3.1):

$$P_0 = Aen^2 \langle \sigma v \rangle.$$

Величина  $\langle \sigma v \rangle$  для плазмы данного состава есть некоторая известная (быстро растущая) функция температуры, поэтому, приравняв правые части обоих равенств, мы получим уравнение, определяющее температуру, начиная с которой ядерное энерговыделение покрывает потери на тормозное излучение. Плотность плазмы из окончательного выражения выпадает. Соответствующие критические температуры, получаемые из численного решения уравнения, составляют около  $3,5 \cdot 10^8$  °К для реакции (d, d) и около  $4 \cdot 10^7$  °К для реакции (d, t) (равнокомпонентная смесь дейтерия и трития). При более высоких температурах термоядерная мощность начинает значительно превосходить потери на излучение.

Таким образом, если (но какое это многозначительное «если»!) потери на теплопроводность действительно удастся полностью преодолеть и если плазма будет чисто водородной, то потери на тормозное излучение, во всяком случае для дейтерий-тритиевой смеси, не воздвигают непроницаемой преграды на пути к осуществлению управляемого синтеза.

Кстати, нужно еще объяснить, почему мы так настойчиво подчеркиваем необходимость использования чистой водородной плазмы. Дело в том, что при наличии в плазме даже небольшого процента чужеродных атомов роль излучения резко возрастает. Увеличивается тормозное излучение (в случае полной обдирки атомов примеси — пропорционально квадрату их порядкового номера), растет рекомбинационное излучение (пропорционально  $Z^4$ ). Если атомы примеси ионизованы не полностью, то в области мягкого рентгена появляется линейчатый спектр, обусловленный переходами оставшихся сильно связанных электронов. В результате растут оптическая плотность и теплосодержание плазмы и, разумеется, увеличиваются потери.

К этому вопросу мы еще будем возвращаться позднее при рассмотрении конкретных систем магнитной термоизоляции плазмы. Для иллюстрации укажем, что добавление нескольких процентов азота или кислорода к дейтериевой плазме, нагретой до  $10^8$  °К, увеличивает излучение в несколько раз. Примеси этих же элемен-

тов в более холодной плазме действуют еще губительнее. При температуре  $10^5$  °К примесь нескольких процентов тех же молекул  $N_2$  или  $O_2$  повышает интенсивность излучения в несколько тысяч раз [75].

На больших современных установках, где достигнуты температуры  $\sim 10^7$  °К, атомы азота и кислорода оказываются полностью ионизованными и с их линейчатым спектром можно не считаться, но в этих условиях начинают играть все большую роль многократно, хотя и не полностью ионизованные атомы тяжелых металлов (молибдена, вольфрама), поступающие в плазму из металлических деталей аппаратуры (внутренние стенки, диафрагмы). При термоядерных температурах, если относительная концентрация атомов того же Mo или W составит всего лишь десятые доли процента, возможность положительного энергетического выхода реактора будет полностью исключена [76].

В заключение еще одно замечание. Когда плазма находится в сильном магнитном поле, что типично для термоядерных систем с магнитной термоизоляции, то следует учитывать также циклотронное излучение электронов плазмы.

Остановимся на этом интересном вопросе немного подробнее. Циклотронное излучение одиночного электрона, пропорциональное, как известно, квадрату ускорения электрона, приводит к уменьшению его энергии  $\mathcal{E}_\perp$ , приходящейся на поперечную составляющую скорости, по закону

$$-\frac{d\mathcal{E}_\perp}{dt} \equiv J = \frac{2e^2}{3c^3} \dot{v}_\perp^2 = \frac{2e^2}{3c^3} \omega_B^2 v_\perp^2 = \frac{\mathcal{E}_\perp}{\tau}, \quad (3.11)$$

или

$$\mathcal{E}_\perp(t) = \mathcal{E}_\perp(0) \exp(-t/\tau), \quad (3.12)$$

где

$$\omega_B = \frac{eB}{mc} \quad (3.13)$$

— циклотронная частота и  $\tau$  — время высвечивания:

$$\tau = \frac{3mc^3}{4e^2} \omega_B^{-2} = \frac{250}{B^2} \text{ сек.} \quad (3.14)$$

В последнем равенстве  $B$  выражено в кГс. Если поглощение в плазме с плотностью  $n$  и при температуре  $T$  отсутствует, то циклотронное излучение из единицы объема определится по формуле:

$$P_B = n \langle J \rangle = n \frac{2e^2}{3c^3} \omega_B^2 \langle v_\perp^2 \rangle = \frac{\omega_B^2 \omega_p^2}{3\pi c^3} kT. \quad (3.15)$$

Здесь через

$$\omega_p = \left( \frac{4\pi n e^2}{m} \right)^{1/2}$$

обозначена так называемая плазменная частота — величина, с которой нам предстоит неоднократно встречаться в дальнейшем.

Простые численные оценки показывают, что в рассматриваемых условиях мощность циклотронного излучения в типичных термоядерных плазмах будет превышать мощность ядерного энерговыделения даже для равнокомпонентной смеси дейтерия и трития. Положение, однако, радикально меняется при учете эффекта самопоглощения. В данном случае этот процесс играет, разумеется, благоприятную роль, уменьшая потери. Вместе с тем циклотронное излучение не является равновесным, оно не вносит ощутимого дополнительного вклада в общее энергосодержание системы, так что новых трудностей здесь не возникает. Заметим, кстати, что при полях в десятки килогаусс циклотронное излучение приходится на область миллиметрового диапазона длин волн.

В последние годы вопрос о роли циклотронного излучения в энергетическом балансе подвергался интенсивному обсуждению, и теперь можно резюмировать полученные выводы. Мы будем следовать при этом содержательной работе Б. А. Трубникова [77]. Обозначим через  $\Phi$  интегральный коэффициент выхода — величину, которая показывает, какая доля суммарного циклотронного излучения электронов реально выходит наружу из плазменного сгустка объемом  $V$ . Для плоского слоя плазмы толщиной  $a$  эта величина зависит только от двух безразмерных параметров,  $p$  и  $q$ :

$$\Phi = \Phi(p, q), \text{ где } p = a\omega_p^2/c\omega_B \text{ и } q = kT/mc^2. \quad (3.16)$$

Вычисления показывают, что во всей области температур  $5 \cdot 10^7 < T < 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$ , представляющих интерес для термоядерной проблемы, для коэффициента выхода можно пользоваться простейшей аппроксимационной формулой:

$$\Phi \approx 60 \frac{q^{1/2}}{p^{1/2}}. \quad (3.17)$$

Выход излучения может быть уменьшен (помимо поглощения в плазме!) путем окружения зоны реакции хорошо отражающими стенками. Учет отражателей с коэффициентом отражения  $r$ , расположенных на границе плазмы, эквивалентен замене величины  $a$  на  $a/(1 - r)$  в формулах (3.16) и (3.17). Учет неоднородности магнитного поля, существующей в той или иной конкретной системе, в частности тороидальной, также легко выполняется путем аналогичной замены  $a$  на  $a/(1 + \chi)$ , где  $\chi$  — параметр неоднородности. Для важного случая тора ( $R$  — большой радиус тора)

$$\chi = 2a/R\sqrt{2\pi q}. \quad (3.18)$$

Приведем численный пример. В равнокомпонентной смеси дейтерия и трития ядерное энерговыделение будет превышать циклотронное излучение, если

$$\Phi \leq 8\beta_0, \quad (3.19)$$

где через  $\beta_0$  обозначено отношение газового электронного

давления в плазме к магнитному давлению,

$$\beta_0 = \frac{n_e k T}{B^2 / 8\pi}. \quad (3.20)$$

Для одной из рассчитанных моделей тороидального «промышленного реактора» достаточно, чтобы выполнялось неравенство

$$\Phi \leq 90\%.$$

Иными словами, для поддержания реакции достаточно, чтобы в системе поглощалось около 10% циклотронного излучения, что, по-видимому, легко достижимо даже без применения специальных отражателей.

#### § 4. Критерий Лоусона

Прежде чем двигаться дальше, постараемся установить некоторые общие свойства термоядерной установки — свойства, не зависящие от каких-либо конкретных особенностей технологического или конструктивного характера. Мы будем пользоваться при этом только законами сохранения энергии и числа частиц.

Рассмотрим схему работы термоядерного реактора, следуя методу, предложенному Лоусоном [78] (рис. 4.1). Установка, неведомой нам конструкции, содержит водородную плазму, находящуюся при температуре  $T$ . Пусть плотность плазмы составляет  $n$  частиц в  $см^3$ . В реактор вводится топливо, например, смесь дейтерия с тритием, уже подогретая до необходимой температуры. Внутри реакто-

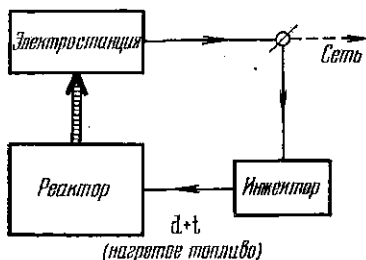


Рис. 4.1. Принципиальная схема работы термоядерного реактора.

ра инжектируемые частицы время от времени сталкиваются между собой и ядерно взаимодействуют. Это полезный процесс, ради которого и построено все сооружение. Параллельно с этим, однако, из реактора уходит энергия за счет тормозного излучения и убегает некоторая доля горячих частиц, не успевших испытать ядерные взаимодействия. Нам неизвестен механизм ухода частиц из зоны реакции, но мы можем ввести, в качестве грубой характеристики происходящих процессов, среднее время удержания частиц в реакторе  $\tau$  (время жизни). Смысл введенной величины таков: за время в 1 сек из 1  $см^3$  плазмы будет уходить в среднем  $n/\tau$  частиц каждого знака.

Таким образом, в реактор, работающий в стационарном режиме, надо *ежесекундно* инжектировать  $n/\tau$  частиц (в расчете на единицу объема). Для компенсации энергетических потерь подводимое топливо должно подаваться в зону реакции с энергией  $P$ , пре-

высшая тепловую энергию  $P_t$  потока ускользящих частиц на величину потерь  $P_r$ , обусловленных тормозным излучением, т.е.

$$P = P_t + P_r.$$

Откуда может быть взята энергия  $P$ ? Ответ ясен: из энергии синтеза  $P_0$ , выделяющейся в зоне реакций, а также за счет частичной рекуперации в стенках и оболочках реактора тормозного излучения и корпускулярных потоков \*). Примем для простоты, что коэффициент преобразования в электрическую энергию продуктов ядерных реакций, электромагнитного излучения и частиц с тепловой энергией одинаков и равен  $\eta$ . Тогда в условиях стационарной работы системы, на уровне нулевой полезной мощности, имеем очевидное равенство:

$$\eta(P_0 + P_r + P_t) = P_r + P_t. \quad (4.1)$$

Строго говоря, при написании этого равенства предполагается, что вся рекуперированная энергия может быть полностью без дальнейших потерь возвращена в реактор через инжектор вместе с потоком вводимого подогретого топлива. Разумеется, работа реактора становится осмысленной только в том случае, когда левая часть равенства (4.1) становится больше правой; иными словами — когда термоядерный реактор начинает работать как термоядерная электростанция, подавая электроэнергию в сеть, а не потребляя ее.

Преобразуем теперь уравнение (4.1), воспользовавшись известными выражениями для величин  $P_0$  и  $P_r$  и для тепловой энергии  $P_t$  потока частиц:

$$P_0 = Aen^2 \langle sv \rangle, \quad P_r = Cn^2 T^{1/2}, \quad P_t = \frac{Q_t}{\tau} = \frac{3nkT}{\tau}.$$

Подставляя эти выражения в (4.1) и выполняя очевидные преобразования, получим:

$$P_0 = \frac{1-\eta}{\eta} (P_r + P_t),$$

$$Aen^2 \langle sv \rangle \tau = \frac{1-\eta}{\eta} 3nkT + \frac{1-\eta}{\eta} Cn^2 T^{1/2} \tau.$$

Определяя из последнего равенства произведение  $n\tau$ , имеем:

$$n\tau = \frac{3kT}{\left(\frac{\eta}{1-\eta}\right) Ae \langle sv \rangle - CT^{1/2}} = f(T). \quad (4.2)$$

Величина  $f(T)$  для заданного значения параметра  $\eta$ , характеризующего коэффициент преобразования, к. п. д. электростанции и к. п. д. инжектора, и для выбранного сорта топлива (смеси дейтерия и трития или чистого дейтерия) есть вполне определенная функция температуры. Если воспользоваться формулами (2.4)

\*) Напомним, что все время идет речь о балансе энергии за единицу времени, т. е. величины  $P$  имеют размерность мощности.

или (2.3) для определения величины  $\langle \sigma v \rangle$ , входящей в последнее равенство, то можно построить график функции  $f(T)$  для реактора, работающего на смеси дейтерия и трития или на чистом дейтерии. Соответствующие кривые приведены на рис. 4.2. Как мы видим, при  $\eta = 1/3$  обе кривые имеют минимум: для дейтериево-тритиевой смеси при  $T \sim 2 \cdot 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ , для чистого дейтерия при  $10^9 \text{ }^\circ\text{K}$ .

Полученные результаты очень важны, поэтому еще раз остановимся на физическом содержании построенных графиков. Энергетически выгодная работа реактора при  $\eta = 1/3$  отвечает условию (критерию Лоусона):

$$\begin{aligned} \text{реакция (d, d): } n\tau &> 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ сек, } T \sim 10^9 \text{ }^\circ\text{K;} \\ \text{реакция (d, t): } n\tau &> 0,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ сек, } T \sim 2 \cdot 10^8 \text{ }^\circ\text{K.} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Иными словами, в оптимальных условиях для (d, t)-реактора при температурах  $\sim 2 \cdot 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$  и плотности  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$  необходимы времена

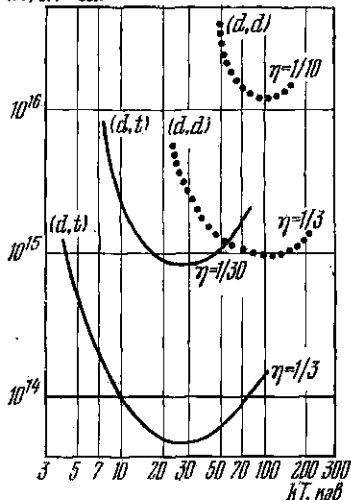


Рис. 4.2. Критерий Лоусона для реакций (d, t) и (d, d) при различных значениях к. п. д. реактора.

удержания порядка секунд. Для (d, d)-реактора оптимум достигается при  $T \sim 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$  и такие же времена удержания требуют работы при плотностях на полтора порядка более высоких. Разумеется, можно обеспечить выполнение условия (4.3) и при более низких рабочих температурах, но в таком случае за это придется расплачиваться увеличенными значениями  $n\tau$ .

Конечно, принятое значение обобщенного к.п.д.  $\eta = 1/3$  отражает вполне определенный и притом достаточно высокий уровень оптимизма. Для других, более скромных значений  $\eta$  графики разместятся в области больших  $n\tau$  (см. рис. 4.2).

Заметим, что до этого пункта мы рассматривали работу реактора в совершенно общем виде и принцип магнитной термоизоляции не использовался. Если теперь принять, как это делалось раньше, что функции

удержания частиц в зоне реакции возложены на магнитное поле, то следует положить

$$2nkT = \frac{B^2}{8\pi},$$

и критерий Лоусона (4.3) можно переписать в виде:

$$B^2\tau \geq 16\pi kT \cdot f(T). \quad (4.4)$$

Расчет для обоих вариантов дает в оптимальных условиях следующие цифры:

$$\text{реакция (d, d): } B^2\tau > 5 \cdot 10^9; \quad \text{реакция (d, t): } B^2\tau > 7 \cdot 10^7.$$

Полученные оценки, беря небольшой «запас прочности», можно переписать в виде:

$$\begin{aligned} \text{реакция (d, d): } B^2\tau &> 10^{10}; \\ \text{реакция (d, t): } B^2\tau &> 10^8. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Написанные неравенства наглядно показывают масштабы возникающих технических трудностей, особенно грозных при попытке использовать реакции (d, d). Действительно, при больших длительностях (другой вопрос — как их достигнуть!), например, при  $\tau > 1$  сек, когда  $B$  оказывается порядка  $10^5$  гс, что допустимо, мощность, выделяемая в единице объема, очень мала и размеры экономически осмысленной машины достигают многих тысяч кубометров. При малых длительностях удержания, скажем при  $10^{-3}$ — $10^{-5}$  сек, магнитные поля возрастают до десятков мегагаусс, что лежит далеко за пределами технических возможностей не только сегодняшнего, но и завтрашнего дня. Впрочем, интересные перспективы, связанные с разработкой импульсных систем, мы еще обсудим немного позднее.

В случае реакции (d, t), при полях масштаба  $10^5$  гс, времена жизни должны составлять десятые доли секунды. По сравнению с большими ускорителями, где времена порядка секунд — обычная вещь, это не кажется серьезной трудностью. Но не следует забывать, что в ускорителях мы имеем дело с упорядоченными потоками монокинетических частиц, тогда как в горячей плазме надо удерживать совокупность хаотически движущихся частиц. При этом плазма представляет собой не просто систему невзаимодействующих частиц, а систему частиц, коллективно связанных и находящихся в крайне неравновесном состоянии. В таких условиях необычайно легко возникают всякого рода неустойчивости, приводящие к гибели исходной хрупкой плазменной конструкции.

Вернемся теперь к неравенству Лоусона (4.3) в его первоначальной форме, где еще не используется принцип магнитной термоизоляции. Какова была логика наших рассуждений, изложенных в предыдущем параграфе, когда мы обосновали необходимость магнитной термоизоляции плазмы? Логика была проста и прямолинейна. Ядерные столкновения в не слишком плотной плазме — редкие события. Чтобы они успели произойти, плазму надо сохранять в исходном состоянии достаточно продолжительное время. Но горячая плазма, опирающаяся непосредственно на стенки реактора, — фикция, так как гигантские потоки тепла, обусловленные незамагниченной теплопроводностью, приводят к катастрофе. Поэтому необходима магнитная стенка (или промежуточная прослойка из плотной холодной плазмы, теплопроводность в которой замагничена). Обратная ситуация — использование



*внутри* реактора плотной плазмы — не рассматривалась, ведь мы скатываемся здесь к условиям, близким к существующим в водородной бомбе, т. е. к неуправляемому термоядерному синтезу. Но это — нестрогая аргументация, и она нуждается в уточнении.

В самом деле, горячее водородной бомбы нагревается за короткое время атомным взрывом, минимальная мощность которого, как известно, задана и весьма велика. Отсюда взрывной характер процесса и его огромная мощность. Нельзя ли, однако, превратить нерегулируемый, взрывной процесс в серию периодически повторяющихся микровзрывов, подобно тому, как это происходит в двигателе внутреннего сгорания, возлагая функции удержания плазмы просто на силы инерции? Для этого нужно найти способ быстрого нагрева плотной микромишени. Точнее, необходимо, чтобы уход из зоны реакции горячей плазмы, в которую превратится нагреваемая мишень, происходил за времена, *превышающие* времена, определяемое из критерия Лоусона. Длительность нагрева, разумеется, должна быть *меньше*, чем  $\tau$ . При плотности твердого дейтерия ( $n \sim 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ) времена  $\tau$  для реакции (d, t) получают порядка  $2 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$ . За это время горячий дейтрон (при  $T \sim 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$  его тепловая скорость порядка  $10^8 \text{ см/сек}$ ) удалится от зоны нагрева на расстояние в несколько миллиметров.

Таким образом, если крушинку твердого дейтерия или трития диаметром в несколько миллиметров удастся нагреть за время масштаба наносекунд до температур в сотни миллионов градусов, то выполнение критерия Лоусона будет автоматически обеспечено, а периодическая замена микромишеней сулит квазинепрерывную работу термоядерного генератора.

Но как подводить энергию к мишени? Идиллическая картина, упомянутая в начале предыдущего параграфа, когда мишень из твердого дейтерия или трития бомбардируется пучком ускоренных ионов  $D^+$  или  $T^+$ , непригодна. В ней неявно предполагается, что мишень велика, точнее, что она не превращается в горячую плазму под действием бомбардирующего пучка, а огромные плотности тока пучка, необходимые для мгновенного испарения мишени и превращения ее в плазму, представлялись исключенными. Прогресс современной лазерной техники, появление генераторов, способных к импульсной генерации излучения на уровне  $10^{12} \text{ вт}$  в наносекундном интервале, переводят, однако, всю проблему из области спекулятивных рассуждений в стадию экспериментальной проверки [79]. Особенно привлекательными оказались предположения, в которых рассматривается программированное во времени изотропное облучение маленьких мишеней лазерным пучком и возникающее затем сильное сжатие облучаемого вещества [80]. Другая любопытная возможность открывается в связи с последними успехами в создании сильноточных самофокусирующихся релятивистских электронных пучков [81]. Импульсный пучок при  $10 \text{ Me}$  и  $1 \text{ Ma}$  удастся сфокусировать на площадке  $0,1 \text{ см}^2$ , что дает плотность мощности  $10^{14} \text{ вт/см}^2$ .

В конце книги при обсуждении перспектив дальнейших исследований мы охарактеризуем подробнее складывающуюся здесь ситуацию. Пока ограничимся одним замечанием: впервые за 25 лет развития термоядерной программы были высказаны новые идеи, не связанные непосредственно с принципом магнитной термоизоляции.

### § 5. Основные направления исследований в области управляемого синтеза

Принцип магнитной термоизоляции плазмы можно попытаться реализовать в двух главных направлениях. В одном случае мы приходим к *квазистационарным* системам, в другом — к устройствам *импульсного* характера.

Здесь не должно быть места для недоразумений. Говоря в этом разделе об импульсных устройствах, мы остаемся в рамках представлений, связанных с магнитной термоизоляцией. В конце предыдущего параграфа обсуждался крайний случай, когда магнитное поле оказалось вообще исключенным из рассмотрения, а функции удержания плазмы возлагались на силы инерции. Конечно, возможны промежуточные, переходные случаи, возможно проектирование гибридных устройств, но сейчас мы ограничимся анализом систем, использующих только принцип магнитной термоизоляции.

С макроскопической точки зрения сильно нагретая плазма ведет себя подобно хорошо проводящей жидкости. Напишем уравнение баланса сил применительно к единице объема такой плазмы, учитывая действие электродинамических сил и градиента газового давления:

$$\rho \frac{dv}{dt} = \frac{1}{c} [\mathbf{jB}] - \text{grad } P. \quad (5.1)$$

В правой части уравнения записана разность магнитных сил и силы газового давления. в левой части — силы инерции. В макроскопической картине силы магнитного давления возникают в результате взаимодействия токов, текущих через плазму, с магнитными полями.

Если плазма находится в состоянии, близком к равновесию, иными словами, если для данной плазменной конфигурации можно пренебречь инерционным членом, то газовое и магнитное давления все время уравновешивают друг друга:

$$\text{grad } P = \frac{1}{c} [\mathbf{jB}]. \quad (5.2)$$

Частным случаем является упомянутый раньше пример идеально проводящей плазмы, погруженной в магнитное поле. Плазма является диамагнетиком, и текущие по ней поверхностные токи, взаимодействуя с внешним магнитным полем, противостоят газовому давлению. Это случай идеальной магнитной ловушки; плазма и магнитное поле разделены (рис. 5.1).

Другой крайний случай получается, если в уравнении (5.1) пренебречь градиентом газового давления. Тогда электродинамические силы уравновешиваются силами инерции,

$$\rho \frac{dv}{dt} = \frac{1}{c} [jB], \quad (5.3)$$

и плазма как целое приобретает направленную скорость. Здесь следует рассматривать неравновесный процесс малой длительности. Типичным воплощением такого случая служат самостягивающиеся разряды импульсного характера в разреженном газе (так называемый пинч-эффект). Кинетическая энергия сжимающейся

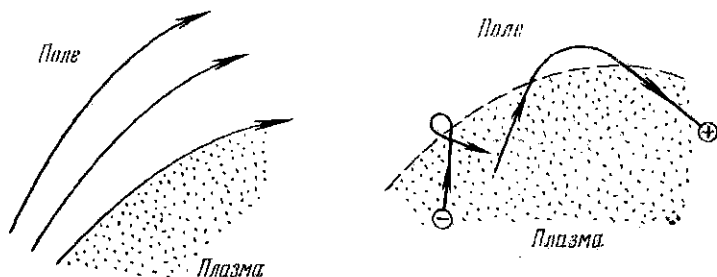


Рис. 5.1. Граница плазмы и магнитного поля. На рисунке справа поле перпендикулярно к плоскости рисунка.

к оси плазменной колонны на финальной стадии ускорения должна тем или иным способом перейти в тепло. Магнитные стенки, порожденные током, гонят плазму внутрь цилиндрического объема (рис. 5.2). Заметим, что упорядоченные скорости на начальной стадии процесса сжатия гораздо больше тепловых скоростей частиц.

В приведенной грубой схеме магнитная ловушка служит термоизолирующим сосудом, в который налита горячая плазменная жидкость. Вопрос о приготовлении горячей плазмы и о способах наполнения ловушки мы оставляем пока открытым. Быть может, следует попытаться забрасывать в ловушку отдельные быстрые частицы или отдельные сгустки плазмы и удерживать затем ядерное горючее в системе (внешняя инжекция). Быть может, целесообразнее постепенно нагревать налитую в ловушку, вначале холодную, плазму.

Совершенно открыт также вопрос, в какой мере исходная плазменная конфигурация способна сохранять свою первоначальную форму в течение необходимого времени жизни. По существу это труднейший и в теоретическом, и в экспериментальном отношении вопрос об устойчивости плазмы.

В системах, основанных на использовании сил инерции, начальная стадия процесса сравнительно ясна. Но если не говорить о сверхимпульсных процессах взрывного характера, то непонятно, каким образом можно обеспечить удержание горячей термоизолированной плазмы на последующих фазах процесса.

Еще одно замечание. В магнитных ловушках запрещено перемещение заряженных частиц поперек магнитного поля. Но как затруднить уход частиц вдоль силовых линий? В этом направлении движение частиц не «замагничено», и они беспрепятственно покидают зону реакции. В принципе существуют два пути преодоления возникшей трудности. Первый состоит в том, чтобы поместить плазму в магнитное поле такой конфигурации, при которой оно усилено в областях ухода силовых линий из зоны реакции, в районе их пересечения со стенками. Частицы окажутся запертыми не только в поперечном, но и в продольном направлении зонами усиленного магнитного поля. Мы приходим к так называемым системам открытого типа — здесь силовые линии уходят на бесконечность. Во втором варианте открытые концы силовых линий ликвидируются путем сворачивания их в кольцо. Система приобретает форму тора, правильного или вытянутого.

Можно задать вопрос: какой вариант представляется более привлекательным? Но только не следует торопиться с ответом — мы будем долго обсуждать в дальнейшем достоинства и недостатки обеих систем, в том числе и различные хитроумные усовершенствования каждой из них.

Вопрос об уходе частиц вдоль силовых линий для систем импульсного типа не актуален. При достаточной (не слишком большой!) длине частицы просто не успеют уйти из зоны реакции.

Разумеется, между рассматриваемыми крайними случаями систем магнитного удержания плазмы размещается целый набор промежуточных устройств, с трудом укладываемых в прокрустово ложе жесткой классификации. В общем, для магнитных ловушек типичны сильные поля внешнего происхождения и значительные длительности процесса. В самостягивающихся системах магнитные поля, по определению, обусловлены токами внутреннего происхождения, текущими через плазму. Длительности существования плазмы малы.

Итак, в настоящее время главными направлениями исследований являются:

1. Магнитные ловушки открытого типа.
2. Замкнутые магнитные ловушки.
3. Импульсные системы.

Мы заканчиваем вводные замечания и, согласно намеченному плану, переходим к обсуждению вопросов физики плазмы.

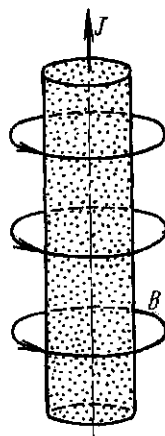


Рис. 5.2. Схематическое изображение самостягивающегося импульсного разряда (возникновение пинч-эффекта).

## ГЛАВА II

### ПЛАЗМА В ОДНОЧАСТИЧНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

#### § 6. Дрейфы заряженных частиц

Полностью ионизованная плазма, которая нас будет интересовать в наибольшей степени, — это макроскопически нейтральная смесь положительно и отрицательно заряженных частиц — ионов и электронов. Существуют различные подходы к анализу поведения плазмы. Можно сосредоточить основное внимание на описании процессов движения отдельных ионов и электронов плазмы в электрических и магнитных полях, считая поля заданными, — это так называемое одночастичное приближение. Возможен иной, магнито-гидродинамический подход, когда плазма рассматривается как сплошная среда — двухкомпонентная электронно-ионная жидкость, в которой возникают макроскопические потоки частиц, разыгрываются те или иные колебательные процессы. Изучая движение отдельных частиц, мы не сможем получить полного представления о свойствах плазмы как целого: от нас будут ускользать многие характерные особенности ее поведения, связанные с коллективным взаимодействием ее частиц (в первую очередь колебательные и волновые процессы). Все же одночастичное приближение позволяет в ряде случаев получить полезные выводы, и мы начнем с рассмотрения именно этого подхода.

Учитывая фундаментальную роль принципа магнитной термоизоляции в проблеме управляемого синтеза, следует уделить основное внимание поведению заряженных частиц в сильном магнитном поле. Критерий «сильного» поля записывается следующим образом

$$\lambda \gg \rho, \quad (6.1)$$

где  $\lambda$  — длина пробега, а  $\rho$  — радиус ларморовской окружности частицы. Условие (6.1) означает, что на пути между столкновениями укладывается много ларморовских кружков. Тем самым движение плазменных частиц оказывается резко анизотропным.

Длина пробега обратно пропорциональна плотности плазмы  $n$  и эффективному сечению взаимодействия  $s$ . Для полностью ионизованной плазмы сечение определяется кулоновскими силами и, как мы уже знаем, быстро убывает с температурой ( $s \sim 1/T^2$ ). Поэтому столкновения будут особенно редки в случае горячей и разреженной плазмы, но и в типичных «термоядерных» условиях критерий (6.1) выполняется с большим запасом. Так, при  $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$  и  $B = 3 \cdot 10^4 \text{ гс}$  длина пробега превышает ларморовский радиус электрона в  $4 \cdot 10^7$  раз и протона в  $7 \cdot 10^5$  раз.

Напомним теперь несколько простых результатов, относящихся к движению частиц в строго однородном магнитном поле. Частица с зарядом  $q$  с произвольным направлением начальной скорости движется, в общем случае, по винтовой линии вокруг силовой линии магнитного поля. Чем сильнее поле, тем уже винтовая траектория. Геометрия движения в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю, — круг. Отношение шага винтовой линии к диаметру круга определяется отношением продольной составляющей скорости частицы ( $v_{\parallel}$ ) к ее поперечной составляющей ( $v_{\perp}$ ). Формулы для радиуса ларморовской окружности  $\rho$ , периода обращения  $\tau$  и угловой скорости вращения частицы  $\omega_B$  (так называемой циклотронной частоты) хорошо известны:

$$\rho = \frac{mv_{\perp}c}{qB}, \quad \tau = \frac{2\pi mc}{qB}, \quad \omega_B = \frac{qB}{mc}. \quad (6.2)$$

Полезно иметь в виду также следующие расчетные формулы для радиусов орбит и циклотронных частот применительно к электронам и протонам:

$$\rho_e = 3,37 \sqrt{W_{\perp}}/B \text{ [см]}, \quad (\omega_B)_e = 1,7 \cdot 10^7 B \text{ [гц]}; \quad (6.3)$$

$$\rho_p = 144 \sqrt{W_{\perp}}/B \text{ [см]}, \quad (\omega_B)_p = 0,9 \cdot 10^4 B \text{ [гц]}. \quad (6.4)$$

Магнитное поле здесь выражено в гауссах. Доля кинетической энергии, приходящаяся на поперечное движение,  $W_{\perp} = mv_{\perp}^2/2$ , выражена в электронвольтах, формулы даны для нерелятивистского случая.

Итак, в строго постоянном магнитном поле, в отсутствие каких-либо возмущающих факторов (электрические поля, тяготение, неоднородность самого магнитного поля, столкновения), перемещение частиц поперек поля на величину, превышающую ларморовский диаметр, исключено. Движение частиц вдоль поля — свободно. Поэтому, например, электрическое поле, направленное вдоль магнитного поля, ускоряя или тормозя частицу, растягивает или сжимает винтовую траекторию.

Переходя к анализу движения в более общем случае, мы убедимся, что всякое возмущение вызывает движение частиц поперек поля. При малом возмущении поперечное перемещение носит характер сравнительно медленного «дрейфового» движения. Оставимся на некоторых наиболее важных примерах,

Пусть на частицу, помимо однородного магнитного поля, действует также однородное поперечное электрическое поле  $E$  (классическая задача из стандартного курса атомной физики). Если начальная скорость равна нулю, то частица будет описывать циклоиду, дрейфуя под прямым углом к направлению как электрического,

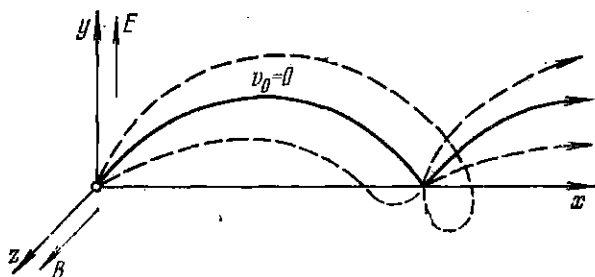


Рис. 6.1. Движение заряженной частицы в скрещенных электрическом и магнитных полях (траектории частиц представляют собой различные типы трохоид в зависимости от величины и направления начальной скорости).

так и магнитного поля (рис. 6.1). Скорость дрейфа (предполагается, что  $E \ll B$ ) выражается удивительно простой формулой:

$$(w)_E = c \frac{E}{B}. \quad (6.5)$$

Интересно, что в формуле (6.5) отсутствуют заряд и масса частицы. Это означает, что под действием электрического поля электроны и ионы дрейфуют в одну сторону с одинаковой скоростью. Электрическое поле вызывает движение всей массы плазмы, но не создает электрического тока.

Предположим теперь, что на частицу по нормали к магнитному полю действует произвольная возмущающая сила  $F$ , о которой мы ничего не знаем, кроме того, что она постоянная и производимое ею возмущение невелико. Введем фиктивное эквивалентное электрическое поле по формуле:

$$E_{\text{эkv}} = F/q.$$

Тогда по аналогии с предыдущим случаем можно прямо написать общую формулу для скорости дрейфа

$$w = c \frac{F}{qB} \quad (6.6)$$

и утверждать, что частица будет описывать циклоиду, причем дрейф будет происходить по нормали и к направлению возмущающей силы, и к направлению магнитного поля. Но в этом общем случае направление дрейфа уже будет разным для электронов и ионов, т. е. неэлектрические силы создают электрический ток.

Разберем на двух примерах, как работает формула (6.6).

Скорость дрейфа в однородном гравитационном поле непосредственно получается из формулы (6.6). Полагая  $F = mg$ , имеем:

$$(w)_g = c \frac{mg}{qB}. \quad (6.7)$$

Сложнее обстоит дело в случае дрейфа в неоднородном магнитном поле. Силовые линии теперь искривлены. Однако скорость частицы можно разложить в любой точке на поперечную составляющую  $v_{\perp}$ , направленную под прямым углом к силовой линии, и продольную  $v_{\parallel}$ . Примем, как и раньше, что возмущение мало, т. е. что поле слабо неоднородно; значит, оно меняется на малую долю своей величины на протяжении ларморовского кружка. Целесообразно рассмотреть в отдельности появление дрейфа за счет каждой составляющей скорости.

Пусть присутствует только продольная составляющая  $v_{\parallel}$ , т. е. частица движется приблизительно вдоль искривленной силовой линии. При движении по кривой появится центробежная сила

$$F = mv_{\parallel}^2 / R,$$

где  $R$  — радиус кривизны силовой линии, и обусловленный этой силой «центробежный» дрейф со скоростью

$$(w)_{B \parallel} = c \frac{mv_{\parallel}^2}{qBR} = \frac{v_{\parallel}^2}{\omega R}. \quad (6.8)$$

Формула дает только величину скорости. Направлен дрейф, как всегда, под прямым углом и к магнитному полю, и к направлению силы  $F$ . Наши рассуждения и «вывод» формулы (6.8), конечно, очень нестрогие; в частности, следовало бы объяснить, как получается, что частица в основном движется в направлении силовых линий, только понемногу соскальзывая с них за счет дрейфа.

Предположим теперь, что вся скорость — поперечная. В неоднородном поле ларморовский кружок перестает быть правильной окружностью (рис. 6.2), и геометрически ясно, как возникает перемещение, перпендикулярное к  $\mathbf{B}$  и к  $\text{grad } B$ . В этом случае выражение для скорости дрейфа легко получить, анализируя форму траектории частицы. Простой вывод приведен, например, в книге Л. А. Арцимовича и автора «Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях» (стр. 79). Формула для

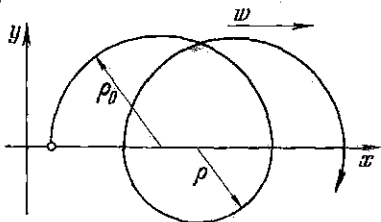


Рис. 6.2. Движение заряженной частицы поперек неоднородного магнитного поля. Перемещение заряженной частицы происходит перпендикулярно к  $\mathbf{B}$  и  $\text{grad } B$ . Магнитное поле перпендикулярно к плоскости рисунка и убывает вдоль оси  $y$ .



скорости дрейфа имеет вид:

$$(w)_{B\perp} = \frac{1}{2} v_{\perp} \rho \frac{|\text{grad } B|}{B} = \frac{v_{\perp}^2}{2\omega} - \frac{|\text{grad } B|}{B}. \quad (6.9)$$

Вводя радиус кривизны силовой линии  $R$ , последнее равенство можно переписать в виде:

$$(w)_{B\perp} = v_{\perp}^2 / 2\omega R. \quad (6.10)$$

Вот и все формулы дрейфового движения, которые нам пока потребуются. Подчеркнем еще раз: все время предполагалось, что возмущающие силы направлены под прямым углом к  $\mathbf{B}$  и малы, т. е.  $F \ll qB$  (иными словами,  $w \ll c$ ).

Суммируем результаты.

1. Дрейф под действием произвольной силы:

$$w = c \frac{F}{qB}.$$

2. Дрейф в поперечном электрическом поле:

$$(w)_E = c \frac{E}{B}.$$

3. Дрейф в неоднородном магнитном поле:

$$\text{центробежный дрейф } (w)_{B\parallel} = c \frac{2W_{\parallel}}{qB} \cdot \frac{1}{R};$$

$$\text{градиентный дрейф } (w)_{B\perp} = c \frac{W_{\perp}}{qB} \cdot \frac{1}{R}.$$

Стоит вдуматься в написанные формулы. Действует постоянная возмущающая сила. Частица, откликаясь на возмущение, начинает ползти вбок, перпендикулярно к направлению и силы, и магнитного поля, в которое погружены частицы. Сила действует постоянно, но ускорения нет — скорость дрейфа остается неизменной. Электрическое поле не создает тока (по крайней мере в безграничной плазме; мы еще вернемся к этому вопросу!). Силы неэлектрического происхождения, напротив того, создают электрический ток.

Остановимся еще на одном важном понятии, введение которого существенно облегчает анализ движения заряженных частиц в сильном магнитном поле. Речь будет идти о так называемом поперечном адиабатическом инварианте движения.

Пусть магнитное поле медленно меняется на пути частицы. Условие «медленности» изменения означает, что поле слабо неоднородно, т. е. радиус ларморовского кружка мал по сравнению с размерами области, на протяжении которой вектор напряженности поля заметно меняется по величине или направлению. Иными

словами, для медленно меняющегося поля выполняется условие:

$$\rho \frac{|\nabla B|}{B} \ll 1. \quad (6.11)$$

Если величина  $B$  зависит не от координат, а от времени, то аналогичное условие может быть сформулировано для временных изменений  $B$ . В этом случае период обращения частицы по ларморовской окружности должен быть много меньше, чем период изменения внешнего поля.

Заметим, что заряженная частица, движущаяся по ларморовской окружности, эквивалентна магнитному диполю с моментом

$$\mu = \frac{1}{c} i s,$$

где  $i$  — элементарный круговой ток, обусловленный вращением частицы,  $s$  — площадь ларморовского кружка. Дипольный момент направлен против поля (диамагнетизм свободных зарядов!). Последнее выражение легко переписывается в виде:

$$\mu = \frac{1}{c} \frac{q}{\tau} \pi \rho^2 = \frac{1}{2} \frac{m v_{\perp}^2}{B},$$

или

$$\mu = W_{\perp} / B. \quad (6.12)$$

Чтобы получить общую картину движения заряженной частицы в сильном магнитном поле при выполнении условия (6.11), оказывается достаточным не проследивать за траекторией самой частицы, а наблюдать за движением так называемого ведущего центра — центра ларморовской окружности, ассоциированной с моментом  $\mu$ . В однородном магнитном поле и в отсутствие иных сил движение ведущего центра вдоль поля происходит свободно, движение поперек поля исключено. В неоднородном поле сила, действующая на диполь, определяется известной формулой:

$$\mathbf{F} = (\mu \nabla) \cdot \mathbf{B}.$$

Сила направлена вдоль поля и зависит от быстроты его изменения в направлении оси диполя. В однородном поле, в соответствии со сказанным выше, сила обращается в нуль. Момент ларморовского кружка ориентирован против поля, и выражение для силы может быть записано в скалярной форме:

$$F = -\mu \frac{\partial B}{\partial z},$$

где координата  $z$  совпадает с направлением силовой линии.

Покажем теперь, что при соблюдении указанных выше условий, наложенных на магнитное поле, момент частицы сохраняется приблизительно постоянным. Работа силы  $F$  на участке пути  $dz$  приводит к изменению кинетической энергии  $W_{\perp}$ , связанной с

движением частицы вдоль силовых линий:

$$dW_{\parallel} = -\mu \cdot dB.$$

Полная кинетическая энергия частицы в магнитном поле, т. е. величина  $W_{\parallel} + W_{\perp}$ , остается постоянной, и, следовательно,  $dW_{\perp} = -dW_{\parallel}$ , откуда

$$dW_{\perp} = \mu \cdot dB = \frac{W_{\perp}}{B} dB.$$

Из последнего равенства получается окончательный результат:

$$\mu = W_{\perp}/B = \text{const.} \quad (6.13)$$

Приведенный вывод, разумеется, не отличается строгостью. Само использование наглядной картины взаимодействия слегка неоднородного поля с ларморовским кружком основано на допущении о постоянстве напряженности поля в пределах одного витка траектории частицы, т. е. на применении условия (6.11). Мы не будем останавливаться на аналогичном простом выводе формулы (6.13) для случая, когда  $B$  меняется со временем.

Полученный результат обычно формулируют следующим образом: величина  $W_{\perp}/B$  является адиабатическим инвариантом движения.

Введением термина «адиабатическая инвариантность» подчеркивается, что постоянство величины  $W_{\perp}/B$  должно иметь место, когда параметры, определяющие движение частицы, меняются достаточно медленно, в соответствии с условием (6.11). Заметим, что во многих характерных задачах электронной оптики, где магнитное поле резко меняется на малых участках траектории, величина  $W_{\perp}/B$  не остается даже приблизительно постоянной.

Вопрос, что означает фактически «приблизительное» постоянство  $W_{\perp}/B$ , будет обсуждаться позднее при рассмотрении экспериментальных данных.

По сути дела рассмотренные примеры дрейфового движения могут служить хорошей иллюстрацией принципа адиабатической инвариантности. Действительно, при наличии поперечного электрического поля, но в строго постоянном магнитном поле, частицы дрейфуют под прямым углом к линиям электрического поля, т. е. перемещаются вдоль эквипотенциальных поверхностей, не набирая энергии от поля и, следовательно, сохраняя величину  $W_{\perp}$ , в соответствии с неизменностью  $B$ . Если магнитное поле неоднородно и вся энергия частицы сосредоточена в поперечной компоненте скорости, частица дрейфует по нормали к линиям  $\mathbf{B}$  и  $\text{grad } B$ . В результате вся энергия остается связанной с поперечной составляющей скорости, а сама частица перемещается в области одних и тех же значений  $B$ .

Самый интересный случай получается, когда частица движется в неоднородном поле, обладая и поперечной, и продольной составляющими скорости. Пусть частица движется слева направо по

винтовой линии вдоль силовой линии поля, перемещаясь постепенно из области более слабого в область более сильного поля (рис. 6.3). По мере увеличения магнитного поля в силу адиабатической инвариантности должна расти величина  $W_{\perp}$ , но полная энергия частицы  $W = W_{\perp} + W_{\parallel}$  в магнитном поле остается постоянной. Следовательно, должна уменьшаться величина  $W_{\parallel}$ . Иными словами, должна происходить перекачка энергии из  $W_{\parallel}$  в  $W_{\perp}$ . В результате шаг винтовой линии будет сжиматься. Одновременно будут стягиваться радиусы витков винтовой линии,

$$\rho = \frac{mv_{\perp}c}{qB} \sim \frac{W_{\perp}^{1/2}}{B} \sim \frac{W_{\perp}}{B} \frac{1}{W_{\perp}^{1/2}} = \frac{\text{const}}{W_{\perp}^{1/2}},$$

и частица будет кружиться все быстрее и быстрее по сжимающемуся ларморовскому кружку. Когда частица достигнет такой области поля, где вся ее энергия перейдет в поперечную, она прекратит поступательное движение вправо и начнет перемещаться в обратном направлении, двигаясь теперь уже по раскручивающейся винтовой линии.

Итак, что же произошло? Мы описали процесс отражения частицы от области сильного поля. Это идея магнитного зеркала, или магнитной пробки. Поместив на некотором расстоянии друг от друга две области усиленного поля, мы получим ту самую магнитную ловушку открытого типа, о которой было упомянуто в § 5.

Принцип построения открытой магнитной ловушки был высказан примерно двадцать лет назад одновременно и независимо Г. И. Будкером в Советском Союзе [82] и Йорком и Постом в США (см. книгу [53], где приведена история работ по управляемому синтезу в США).

Подчеркнем, что отражение частиц от пробок и, следовательно, удержание отдельных частиц в такой ловушке реализуется в равной степени для частиц обоих знаков и любых энергий (при достаточно большом усилении поля в пробках). Ускользать из ловушки будут только те частицы, у которых с самого начала слишком большая доля энергии приходится на  $W_{\parallel}$ . Остальные частицы должны колебаться между пробками. Эти колебания будут сопровождаться «соскальзыванием» частиц в области пробок с одной силовой линии на другую за счет центробежного дрейфа.

Все было бы очень просто, и реакторы на основе магнитных ловушек для горячей плазмы были бы не только давно построены, но и дали бы практические результаты, если бы плазма представ-

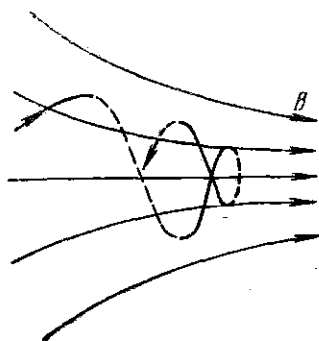


Рис. 6.3. Движение заряженной частицы вдоль неоднородного магнитного поля (частица отразилась от области сильного поля — идея магнитного «зеркала»).

ляла собой собрание частиц обоих знаков, практически не взаимодействующих между собой. К сожалению, дело обстоит значительно сложнее.

Перейдем теперь к экспериментальным иллюстрациям законов движения частиц в условиях одночастичного приближения.

### § 7. Радиационные пояса Земли. Геофизический эксперимент [3, 4, 89]

Открытие радиационных поясов Земли явилось одним из самых неожиданных и интересных событий начала космической эры. Исследования, выполненные с помощью искусственных спутников Земли, показали, что наша планета окружена, помимо газовой оболочки, слоями заряженных частиц большой энергии — так называемыми радиационными поясами. Замечательно, что формирование этих поясов является, в сущности, естественным следствием наличия магнитного поля Земли и существования потоков заряженных частиц, пронизывающих космическое пространство.

Вопрос о происхождении магнитного поля Земли принадлежит к числу труднейших проблем геофизики и не может считаться выясненным окончательно. Высокие температуры (выше точки Кюри), господствующие во внутренних областях Земли, исключают объяснение с помощью залежей ферромагнитных материалов. Диамагнитный эффект слишком слаб. Представляется несомненной связь магнитного поля с вращением планеты, так как ось магнитного диполя близка к оси вращения Земли.

В настоящее время принято считать, что источником геомагнитного поля является гидромагнитное динамо [83], функционирующее в жидком проводящем земном ядре. Согласно данным сейсмологии Земля имеет жидкое ядро, плотность которого близка к плотности железа при соответствующих давлениях и температурах (несколько миллионов атмосфер и несколько тысяч градусов). Это жидкое ядро обладает металлической проводимостью. Теоретически установлено, что существует определенный класс (правда, достаточно сложных) движений проводящей жидкости, которые могут приводить к самовозбуждению магнитного поля. Такую систему и называют гидромагнитным динамо, так как ее действие аналогично работе динамомашин с самовозбуждением. Строго доказано (теорема Каулинга), что гидромагнитное динамо не будет работать, если движение проводящей жидкости и поле обладают аксиальной симметрией, но для широкого класса движений, не обладающих такой симметрией, самовозбуждение поля должно происходить.

Движения в жидком ядре могут возникать, например, под действием архимедовых сил, обусловленных неоднородностями плотности, связанными с неоднородностью температуры (сравни тепловую конвекцию) или неоднородностью состава. На конвекцию в ядре существенно влияют кориолисовы силы, и это является

причиной наблюдаемой связи геомагнитного поля с вращением Земли. Модельными расчетами [84, 85] доказано, что движения жидкости, которые представляются вполне естественными для земного ядра, приводят к возникновению геомагнитного поля.

Временные вариации геомагнитного поля, происходившие на протяжении длительного времени, были исследованы методами археомагнетизма и палеомагнетизма. Теория гидромагнитного динамо дает правдоподобное качественное объяснение временному ходу этих вариаций.

Геометрия земного магнитного поля изучена тщательно и подробно, что совершенно естественно, так как помимо прямых потребностей практики (мореплавания) исследование магнитного поля вблизи земной поверхности представляет единственную возможность получить информацию о внутреннем магнитном поле Земли, проверить правильность той или иной из рассматриваемых моделей генезиса земного магнетизма.

Земля — это гигантский линейный магнит, наклоненный под углом в  $11,5^\circ$  к оси вращения. Центр магнитного диполя смещен приблизительно на 400 км относительно центра Земли. Магнитные силовые линии сгущаются в области высоких геомагнитных широт, создавая в околоземном пространстве конфигурацию кольцевой магнитной ловушки с пробками. Смещение диполя, разумеется, приводит к некоторой асимметрии ловушки относительно поверхности Земли. Точнее, область с заданным значением напряженности магнитного поля располагается на различной высоте над поверхностью в зависимости от географических координат выбранного места.

По мере удаления от поверхности Земли простая структура геомагнитного поля постепенно усложняется и на расстоянии, превышающем несколько земных радиусов, силовые линии земного диполя резко деформируются под действием «солнечного ветра» — потока заряженных частиц, несущихся от Солнца. Плазменное давление солнечного ветра сжимает земное магнитное поле со стороны, обращенной к Солнцу. В результате картина силовых линий со стороны дневного и ночного полушарий планеты оказывается резко асимметричной. Рис. 7.1 поясняет сказанное. Ловушечная конфигурация поля в окрестности Земли, конечно, сохраняется благодаря сгущению силовых линий у магнитных полюсов.

Но о какой ловушке, открытого или иного типа, может идти речь, когда земное магнитное поле совсем слабое? (Ведь оно измеряется десятками долями эрстеда.) Первое впечатление может оказаться обманчивым. Проверим выполнимость критерия сильного поля (6.1), а затем и критерия адиабатичности (6.11). Забегая вперед, примем, что энергия протонов и электронов в радиационных поясах составляет величину порядка  $1 \text{ Мэв}$ . Тогда радиус ларморовского кружка для протонов определится из равенства:

$$r_p = 140 \sqrt{W_{\perp}} / B \approx 10^8 \text{ см} = 10 \text{ км}.$$

Электронны́ с энергией  $1 \text{ Мэв}$  движутся со скоростью, близкой к скорости света, и для определения  $\rho_e$  надо воспользоваться известной релятивистской формулой:

$$\rho_e = W_{\perp} / 300B \approx 3 \cdot 10^4 \text{ см} = 0,3 \text{ км}$$

(здесь  $W_{\perp}^{\text{э}}$  — в эв). Чтобы оценить длину пробега, нужно знать сечение кулоновского рассеяния  $s$  и плотность рассеивающих центров. Сечение рассеяния однозарядных частиц с энергией около  $1 \text{ Мэв}$  составляет величину порядка  $10^{-20} \text{ см}^2$ , плотность частиц

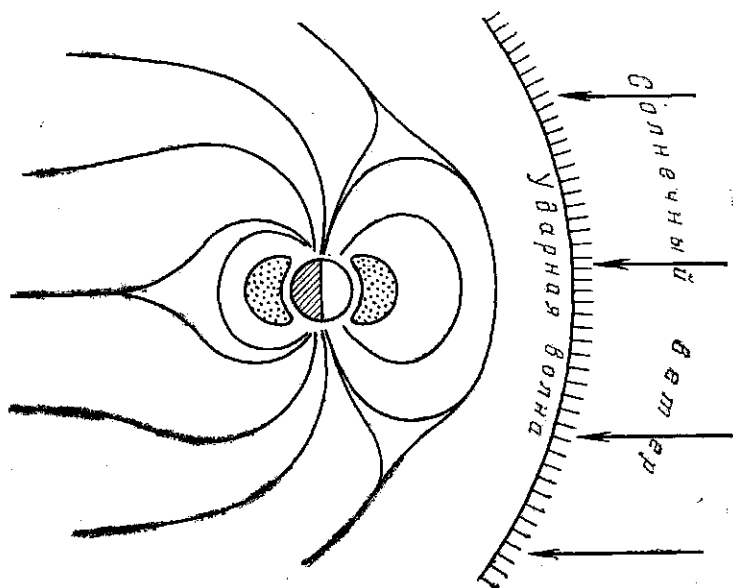


Рис. 7.1. Магнитное поле Земли и радиационный пояс (на рисунке затенены точки). Структура магнитного поля в околоземном пространстве схематизирована.

в радиационном слое не превышает нескольких штук в  $1 \text{ см}^3$ . Пусть  $n \sim 10 \text{ см}^{-3}$ . Тогда длина пробега будет

$$\lambda = 1/ns \sim 10^{19} \text{ см},$$

что в миллионы раз превышает расстояние от Земли до Солнца и обеспечивает выполнение условия

$$\lambda \gg \rho$$

с запасом в 13 порядков величины. Вот что означает «космическая пустота».

Легко убедиться, что условие адиабатичности также выполняется с хорошим запасом. В самом деле, в первом приближении

вблизи поверхности Земли

$$\frac{|\nabla B|}{B} \sim \frac{1}{R_0} \sim 10^{-9} \text{ см}^{-1}$$

( $R_0$  — радиус Земли). Поэтому

$$\rho \frac{|\nabla B|}{B} \sim 10^{-3},$$

т. е. условие (6.11) выполняется с тысячекратным запасом для протонов и с еще большим для электронов.

Радиационные пояса Земли были открыты Ван-Алленом и С. Н. Верновым в 1958 г. при первых полетах советских и американских искусственных спутников [86—88]. На спутниках были установлены гейгеровские счетчики заряженных частиц, предназначенные первоначально для исследования космических лучей.

Высотный ход интенсивности космического излучения, вплоть до расстояний порядка сотни километров над поверхностью Земли, был хорошо изучен в проводившихся ранее опытах с подъемом счетчиков на шарах-зондах и метеорологических ракетах. После начального довольно быстрого роста, связанного с уменьшением экранирующего действия атмосферы, интенсивность космического излучения достигала области насыщения. Естественно было ожидать, что примерно такой же уровень счета будет обнаружен и с помощью спутника, летящего на больших высотах. Вместо этого гейгеровские счетчики на спутниках зарегистрировали периодически повторявшееся, резкое (в десятки тысяч раз!) повышение скорости счета. После обработки результатов измерений, т. е. пересчета временного хода показаний счетчиков на зависимость интенсивности от геофизических координат (что нетрудно сделать, так как траектория спутника известна), оказалось, что в окрестности Земли расположена кольцеобразная область, при прохождении которой счетчики каждый раз регистрируют высокую скорость счета, а следовательно, и повышенную плотность заряженных частиц. Размещая перед окнами счетчика фильтры различной толщины, можно получить суждение об энергии частиц в поясе.

Область быстрого возрастания скорости счета, т. е. граница радиационного пояса, располагается на разных высотах над поверхностью Земли в районе Атлантического и в районе Тихого океанов, что согласуется с указанной ранее асимметрией земного магнитного поля, обусловленной смещением магнитного диполя относительно центра Земли. Если представить экспериментальные значения скорости счета не в функции высоты спутника над поверхностью Земли, а в функции напряженности геомагнитного поля для соответствующих точек, то все кривые наложатся друг на друга (рис. 7.2).

Последующие эксперименты установили существование еще одной области повышенного счета. Первая область, которую принято называть внутренним радиационным поясом, располагается



на расстоянии  $\sim 1,5 R_0$  от центра Земли (от 1000 до 4500 км, считая от поверхности Земли). Вторая область имеет более неопределенные очертания, ее середина находится на расстоянии около  $3,5 R_0$ . Внутренний радиационный пояс образован в основном протонами большой энергии и электронами; его положение и характеристики сравнительно устойчивы и регулярно воспроизводятся при

повторных исследованиях со спутников. Форма второго радиационного пояса значительно более подвержена временным изменениям.

При дальнейшем изучении радиационных поясов Земли эта простая схема подверглась дополнительным изменениям, и в настоящее время наибольшим признанием пользуется следующая картина. Существуют два электронных пояса и один протонный пояс, в значительной мере перекрывающиеся между собой. Внутренние области протонного пояса действительно сформированы протонами больших энергий ( $>40$  Мэв); внешние зоны содержат частицы меньших энергий ( $>0,5$  Мэв). Абсолютные интенсивности счета отвечают, в максимуме,  $10^7 - 10^8$  частиц/см<sup>2</sup>сек.

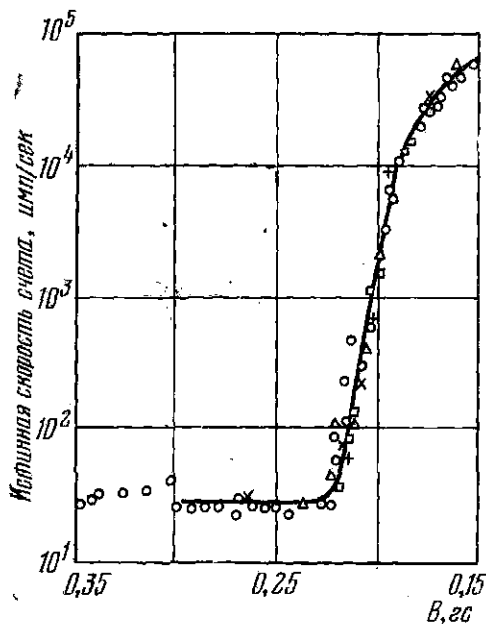


Рис. 7.2. Зависимость скорости счета от напряженности геомагнитного поля. (○ — результаты, полученные при полете спутника над Азией; □, × — над Африкой; △, + — над Южной Америкой.)

Расположение зон радиации изображено на рис. 7.3; масштабы интенсивностей соблюдены весьма приблизительно и рисунок схематичен.

Остановимся на вопросе о происхождении радиационных поясов. Кажется вероятным, что быстрые протоны внутренней радиационной зоны возникают в результате распада быстрых нейтронов в соответствующих областях околоземного пространства. Точнее: космические частицы высоких энергий в верхних слоях земной атмосферы (на высоте  $\sim 100$  км) взаимодействуют с ядрами азота и кислорода. Возникающие при этих ядерных процессах быстрые нейтроны (примерно четыре нейтрона на одну космическую частицу) затем распадаются на протон, электрон и нейтрино. Согласно закону сохранения лептонного заряда рождение легких частиц может происходить только парами; поэтому при распаде

нейтрона, помимо одной легкой частицы — электрона, рождается и вторая — нейтрино. Дальнейшая судьба нейтрино нас не интересует: элементарически нейтральный, ядро не взаимодействующий с окружающими частицами, он ускользает от наблюдения. Период полураспада нейтрона — 12 минут. Некоторое число нейтронов будет застигнуто распадом в ловушечной области. Тогда, при благоприятном направлении начальной скорости, протоны и электроны, рожденные при распаде, окажутся захваченными

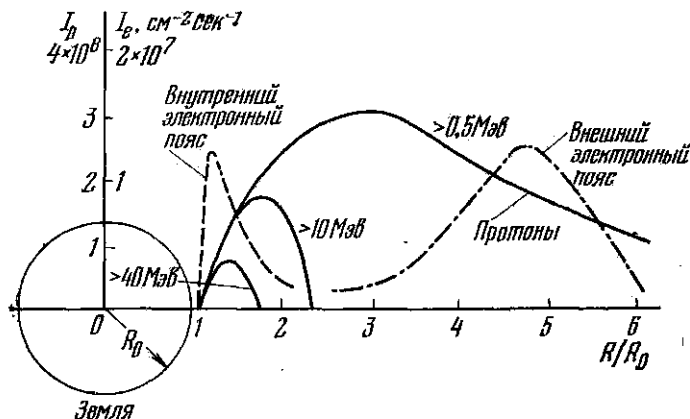


Рис. 7.3. Современные представления о расположении радиационных поясов Земли.

в ловушку. Получается весьма правдоподобная картина. Кстати, количественные оценки интенсивности потока космических частиц, альbedo возникающих нейтронов, вероятности их распада в ловушечной области и наблюдаемые плотности протонов высоких энергий в общем согласуются между собой.

В рассмотренной схеме речь шла только о протонах высоких энергий. Заполнение радиационных поясов частицами меньших энергий происходит в итоге иных, сравнительно сложных процессов, некоторые детали которых еще не могут считаться исчерпывающе разъясненными. Определяющую роль в формировании мягкой компоненты протонного пояса играет диффузия частиц солнечного ветра поперек дрейфовых поверхностей магнитосферы Земли. Точнее: флуктуации параметров солнечного ветра, провоцируемые магнитными бурями в солнечной хромосфере, нарушают пространственную структуру геомагнитного поля. Через колеблющуюся магнитосферу и происходит процесс диффузии заряженных частиц к поверхности Земли. Как показывают расчеты, при этом сохраняется не только известный нам поперечный адиабатический инвариант  $W_{\perp}/B$ , но и так называемый продольный инвариант  $J_{\parallel}$ , который определяется выражением:

$$J_{\parallel} = \oint p_{\parallel} dl,$$

где  $p_{\parallel}$  — составляющая импульса частицы, параллельная  $\mathbf{B}$ . Интегрирование производится вдоль силовой линии, в пределах одного цикла колебаний частицы. Если представить продольный инвариант в виде

$$\int_0^{\tau} W_{\parallel} dt,$$

то становится ясным, что энергия продольного движения возрастает при увеличении напряженности поля, когда сокращается период колебаний  $\tau$ . В силу приблизительно дипольного характера геомагнитного поля полная энергия заряженной частицы, диффундирующей через магнитосферу, возрастает по мере приближения к Земле как  $(R/R_0)^{-3}$  и описанный вкратце механизм инжекции и захвата частиц обеспечивает заполнение протонного пояса частицами с энергией в интервале от 100 кэв до 30 Мэв.

Что касается электронных поясов, то они формируются как за счет распада нейтронов альbedo космического излучения, так и за счет диффузии из внешних областей магнитосферы. Наглядным подтверждением связи заселенности электронных радиационных поясов с процессами в солнечной хромосфере служит следующий экспериментальный факт. Приблизительно через сутки (таково среднее пролетное время частиц солнечного ветра между Солнцем и Землей) после сильной магнитной бури на Солнце интенсивность фона электронного счета на расстоянии  $5 R_0$  увеличивается на два порядка.

Конечно, все сказанное стало бы несравненно более убедительным, если бы помимо наблюдений, выполненных с помощью ракет и спутников, были проделаны прямые эксперименты, например, если бы мы сумели искусственно заполнить земную ловушку частицами. Подобный эксперимент удалось осуществить [89]. С этой целью на высоте около 480 км над поверхностью Земли был произведен ядерный взрыв малой мощности. Значительную долю продуктов деления составляют короткоживущие  $\beta$ -активные ядра; испытывая распад в зоне ловушки, заряженные продукты ядерных реакций должны быть захвачены магнитным полем Земли.

Ожидаемые эффекты могут быть суммированы следующим образом:

1. Появление нового радиационного пояса заряженных частиц на заранее известных высотах; расположение пояса должно находиться в соответствии с конфигурацией силовых линий магнитного поля Земли и с точкой инжекции заряженных частиц.

2. Заполнение радиационного пояса вокруг всего земного шара должно произойти за счет дрейфа частиц в неоднородном магнитном поле за короткое время. Приведем оценочный расчет. Скорость дрейфа, как мы знаем, вычисляется по формуле

$$\vec{w} = c \frac{W_{\perp}}{qB} \frac{1}{R}. \quad (7.1)$$

В качестве радиуса кривизны магнитной силовой линии можно взять два земных радиуса, т. е. положить  $R = 2R_0$ . Время заполнения пояса будет:

$$\tau \sim \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi R^2 eB}{cW_{\perp}} = 8\pi R_0^2 \frac{eB}{cW_{\perp}}.$$

Подставляя численные значения констант и принимая

$$B \sim 0,1 \text{ гс}, W_{\perp} \sim W \sim 1 \text{ Мэв} = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}, R_0 = 0,65 \cdot 10^9 \text{ см},$$

получим:

$$\tau \sim 10^4 \text{ сек} = 2-3 \text{ часа}.$$

3. В географической зоне, сопряженной с местом инъекции заряженных частиц, т. е. там, где происходит симметричное сгущение магнитных силовых линий и осуществляется отражение инжектированных частиц с достаточно большим значением  $v_{\perp}$  от магнитных пробок, следует ожидать появления искусственных полярных сияний.

Доля инжектированных частиц, обладающая значительной продольной скоростью, двигаясь примерно вдоль силовых линий, дойдет до сопряженной области, не испытав отражения на большей высоте, а проникнет в область больших значений магнитного поля у верхних границ атмосферы, возбуждая и ионизируя молекулы  $N_2$  и  $O_2$ . Свечение этих возбужденных молекул должно вызвать искусственное «полярное» сияние.

4. Постепенный распад возникшего радиационного пояса будет происходить в результате взаимодействия заряженных частиц с молекулами атмосферы вблизи зон отражения и в результате рассеяния на остаточном газе на очень больших высотах. Априорные оценки времен жизни трудны и ненадежны, но, учитывая стабильность внутреннего естественного радиационного пояса, при низком темпе инъекции за счет космического излучения следует ожидать значительных времен диссипации.

5. Резкое изменение положения отражающего проводящего слоя в ионосфере в областях отражения в период времени, непосредственно следующий за инъекцией, должно привести к сильному изменению условий распространения радиосигналов.

В соответствии с перечисленными ожидаемыми эффектами была разработана программа измерений, которая предусматривала запуск спутников, метеорологических и космических ракет, а также фотоэлектрические наблюдения за свечением верхних слоев атмосферы и опыты по распространению радиоволн.

Экспериментальный взрыв был произведен в конце августа 1958 г. над южной частью Атлантического океана на высоте около 480 км над поверхностью Земли. Искусственный радиационный пояс должен был разместиться между естественными поясами (см. схематический рис. 7.4). Запущенный перед экспериментом спутник («Эксплорер-IV») совершил в течение сентября свыше

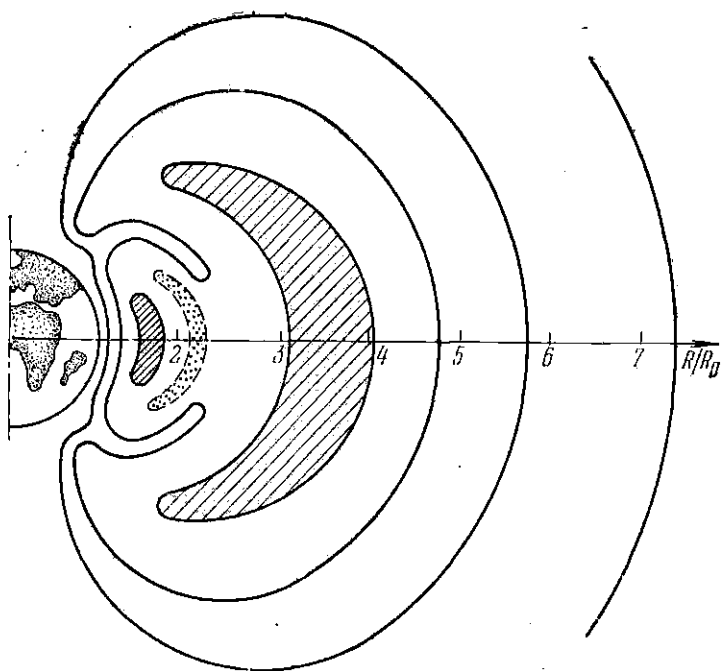


Рис. 7.4. Искусственный радиационный пояс Земли, возникший после высотного ядерного взрыва над южной частью Атлантического океана.

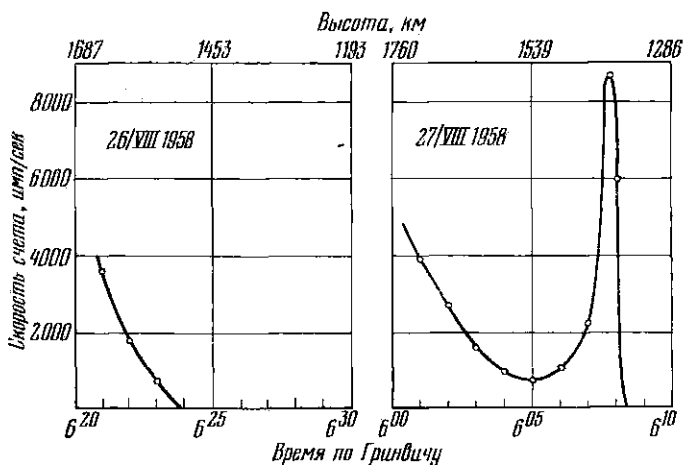


Рис. 7.5. Зависимость интенсивности счета импульсов от времени при прохождении спутником искусственного радиационного пояса.

тысячи пролетов сквозь искусственно созданную оболочку. Каждый пролет легко обнаруживался по интенсивному всплеску счета импульсов, передаваемых со спутника в виде радиосигналов.

В качестве иллюстрации на рис. 7.5 приведена одна из записей интенсивности счета импульсов в функции времени. Резкий максимум отвечает пролету спутника через искусственный радиационный пояс.

По известной скорости спутника и геометрии его траектории легко определить ширину возникшей радиационной зоны — она составляет около 100 км. Начальная (в первые числа сентября) скорость счета при пролете искусственного пояса в  $10^2$ — $10^3$  раз превышала скорость счета, характерную для данных геомагнитных координат. Контрольные опыты, в которых наблюдалось прохождение спутником тех же областей околоземного пространства до инъекции частиц, не обнаруживали, как и следовало ожидать, никаких аномалий в скорости счета.

Аналогичные результаты, подтверждающие появление новой радиационной зоны, были получены при запусках метеорологических ракет.

Радиационный пояс сформировался над всем земным шаром, в соответствии с приведенным выше оценочным расчетом, в течение нескольких часов после момента инъекции. Распад пояса растянулся на ряд месяцев: космическая ракета, запущенная в декабре 1958 г., еще обнаружила слабые следы радиации, но ракета, запущенная в марте 1959 г., уже не зарегистрировала практически никаких сигналов.

Сопряженная к месту инъекции географическая зона находилась в северном полушарии над Азорскими островами. В этом районе было наблюдепо искусственное полярное сияние, начавшееся через несколько минут после инъекции. Сигналы радиолокатора стали регистрировать наличие слоя, отражающего радиоволны, через несколько секунд после взрыва вблизи места опыта и менее чем через минуту в сопряженной зоне.

В целом опыт заполнения ловушки искусственно созданными частицами оказался удачным, и тем самым было получено прямое экспериментальное подтверждение факта существования земной магнитной ловушки.

Заключение в 1962 г. подписанного в Советском Союзе международного договора, запрещающего проведение ядерных взрывов в атмосфере и космическом пространстве, исключает дальнейшие эксперименты в этом направлении. Вряд ли найдется хотя бы один физик, который будет сожалеть о таком решении.

Еще один исключительно интересный вопрос. Является ли радиационная корона специфической привилегией Земли или она присуща и другим небесным телам? Если говорить о планетах и их спутниках, оставаясь в пределах Солнечной системы, то в пяти случаях ответ нам известен [90—94]. Луна, как показали исследования, сделанные впервые с помощью космических ракет,

защитенных в направлении Луны в Советском Союзе, и как было подтверждено прямыми измерениями, выполненными на поверхности Луны, не обладает магнитным полем. Точнее, напряженность лунного магнитного поля не превышает  $2 \cdot 10^{-4}$  гс. Соответственно в окрестностях Луны не обнаруживаются никаких следов повышенной радиации.

Размеры Луны слишком малы, чтобы накопить достаточный запас тепла для плавления пород в лунном ядре. В результате внутри Луны не возникали проводящие потоки в слабом первичном магнитном поле и не срабатывал механизм динамомшины с самовозбуждением.

Венера также лишена магнитного поля и радиационных поясов ( $B \approx 0,003$  гс). Измерения сначала были выполнены дистанционно на расстоянии 30 000 км от поверхности планеты с помощью космической станции «Маринер-2» в 1962 г. Эти результаты были полностью подтверждены в 1968 г. при полете и посадке на поверхность Венеры советской космической станции «Венера-3» и облете Венеры американской станцией «Маринер-5». Венера по размерам очень близка к Земле, и, казалось бы, здесь следует ожидать наличия расплавленного жидкого ядра (кстати, даже поверхностные температуры планеты выше температуры плавления олова). Но суточное вращение Венеры — медленный процесс: один оборот вокруг оси происходит за 243 земных суток. Таким образом, и в этом случае условия не благоприятствуют генерации магнитного поля.

Магнитное поле и радиационные пояса вблизи Марса также не обнаружены. На расстоянии около 5000 км от поверхности планеты напряженность поля не превышает  $3 \cdot 10^{-4}$  гс, т. е. составляет меньше 1/1000 доли земного магнитного поля. Между тем скорости суточного вращения Земли и Марса почти совпадают. Оставаясь в рамках принятой нами гипотезы о происхождении магнитного поля планет, мы должны предположить, что Марс уже израсходовал источники энергии, которые могли бы вызвать конвекцию в ядре.

Недавние измерения («Маринер-10», 1974 г.) обнаружили присутствие магнитного поля (по-видимому, дипольного происхождения) у Меркурия, — правда, очень слабого (не более чем одна сотая от магнитного поля Земли). Масса Меркурия составляет примерно одну десятую массу Земли, период обращения вокруг оси — 55 земных суток. Исследования этой планеты находятся в начальной стадии, но и в данном случае естественно допустить исчерпание источников энергии, вызывающих перемешивание ядра. Медленное вращение также не благоприятствовало возникновению и развитию магнитного поля.

Магнитные поля, огромные по протяженности, сложные по структуре и в десятки раз превышающие по интенсивности земные поля, окружают Юпитер («Пионер-10», 1973 г.). Радиационная корона Юпитера простирается на миллионы километров. Мы

знаем немного об устройстве этой гигантской планеты, в 317 раз более массивной, чем Земля, окруженной двенадцатью лунами и вращающейся с бешеной скоростью вокруг своей оси (период обращения составляет всего лишь 10 часов). Наличие у Юпитера магнитного поля не было неожиданностью: существование поля вытекало из данных наблюдений за радиоизлучением планеты, но его интенсивность и протяженность превысили все ожидания.

Высказывать какие-либо определенные суждения о механизме возникновения поля у этой планеты (может быть неудавшейся звезды?) преждевременно.

Обсуждение вопроса о величине и строении магнитных полей Солнца и других звезд завело бы нас слишком далеко, мы вступили бы во владения астрофизики. Пора остановиться.



## ГЛАВА III

### ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА

#### § 8. Квазинейтральность плазмы. Радиус Дебая

На протяжении предыдущих страниц мы рассуждали о горячей и холодной, плотной и редкой плазме, но до сих пор само понятие «плазма» не было достаточно строго определено. Пока это было несущественно, и довольно рыхлое описание: «плазма — это газ, состоящий из большого числа разноименно заряженных частиц, концентрация которых приблизительно одинакова», — оказывалось достаточным. Теперь настало время ввести необходимые уточнения. В самом деле, что означает приблизительное равенство плотностей ионов и электронов? Представляет ли собой сотня тысяч электронов и ионов, заключенных в объеме комнаты, плазму или это собрание практически не взаимодействующих частиц, коллективное описание которых незаконно? Может быть  $10^{10}$  частиц обоого рода в той же комнате уже образуют плазму? Где лежит граница, отделяющая одно понятие от другого, и чем определяется положение этой границы? Какую роль играет температура частиц?

Электрические силы, связывая разноименные заряды в плазме и препятствуя расхождению ионов и электронов, являются, разумеется, той основой, которая обеспечивает квазинейтральность плазмы. Точнее, всякое разделение зарядов в плазме приводит к образованию в ней электрических полей, которые растут с увеличением концентрации частиц и достигают огромных значений в случае плотной плазмы. Приведем пример. Пусть полностью ионизованная плазма получена из водорода, находившегося при давлении 1 *тор*. В каждом кубическом сантиметре такой плазмы будет по  $7 \cdot 10^{16}$  ионов и электронов. Предположим, что заряды плазмы полностью разделились в некотором слое толщиной 1 *см*. Оценим величину возникшего поля; уравнение Пуассона

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho$$

для одномерного случая дает:

$$\frac{\partial E}{\partial x} \sim \frac{E}{x} = 4\pi n e,$$

где  $e$  — численное значение заряда электрона,  $n$  — плотность зарядов. После подстановки численных значений констант получим:

$$E = 4\pi n e x = 10^{11} \text{ в/см.}$$

Это действительно огромное поле, масштаба полей, существующих внутри атомов со средним значением  $Z$ . Таким образом, чтобы  $E$  было «разумной» величины, скажем, не превышало  $10^3$  в/см, степень декомпенсации на указанной длине не должна быть больше одной стомиллионной от начальной концентрации.

Приведенный пример показывает, что крупномасштабные нарушения квазинейтральности невозможны; даже в разреженной плазме они будут немедленно ликвидированы возникающими электрическими полями. Тем не менее на малых расстояниях и в течение коротких промежутков времени, т. е. в микроскопических масштабах, разделение зарядов может происходить и фактически происходит в результате теплового движения частиц.

Уточним эти соображения. При заданной плотности и температуре плазмы существует характерный пространственный масштаб  $\delta$ , удовлетворяющий следующему условию: если  $L \ll \delta$ , то в пределах объема плазмы с линейным размером  $L$  разделение зарядов может происходить без существенного влияния на движение частиц; если же  $L \gg \delta$ , то концентрации частиц противоположных знаков в указанном объеме должны быть почти одинаковы. Характерную длину  $\delta$  можно оценить следующим образом. В области с линейным размером  $\delta$  потенциальная энергия заряженной частицы, при полном разделении зарядов, по порядку величины должна быть равна энергии ее теплового движения. Таким образом, мы приходим к соотношению:

$$eU = eE\delta = 4\pi n e^2 \delta^2 \sim kT.$$

Следовательно,

$$\delta = \left( \frac{kT}{4\pi n e^2} \right)^{1/2}. \quad (8.1)$$

Итак, характерный размер области, в пределах которой квазинейтральность может и не сохраняться из-за слабости возникающих электрических полей, растет с повышением температуры и падает с увеличением плотности. Довольно естественный результат.

К той же характерной длине  $\delta$  мы придем, рассматривая вопрос об экранировании электрического поля в плазме. Пусть в плазму введен «пробный» точечный заряд  $+e$ . На достаточно малом расстоянии от этого заряда потенциал будет равен  $e/r$ . Однако на больших расстояниях ход потенциальной функции изменится вследствие поляризации плазмы, вызываемой полем заряда  $e$ .

Основной результат качественно ясен: электроны в среднем немного приближаются к пробному заряду, а ионы отойдут от него, и потенциал будет спадать круче, чем  $e/r$ . Как мы сейчас убедимся, возникающее экранирующее поле будет сосредоточено в области тем меньших размеров, чем плотнее плазма и чем выше ее температура. Исходим снова из уравнения Пуассона:

$$\Delta U = -4\pi\rho, \quad \text{где } \rho = (n_i - n_e)e,$$

$n_i$  и  $n_e$  — плотности ионов и электронов (для простоты ограничимся случаем однозарядных ионов). При установившемся статистическом равновесии пространственное распределение частиц в окрестности пробного заряда задается уравнением Больцмана, которое должно быть отдельно записано для ионов и электронов:

$$n_i = n \exp\left(-\frac{eU}{kT}\right) \quad \text{и} \quad n_e = n \exp\left(\frac{eU}{kT}\right).$$

Рассматривая область расстояний, не слишком близких к пробному заряду, т. е. принимая  $eU < kT$ , получим:

$$\rho \approx ne \left(1 - \frac{eU}{kT} - 1 - \frac{eU}{kT}\right) = -2ne^2 \frac{U}{kT}.$$

В случае сферической симметрии

$$\Delta U = \frac{1}{r} \cdot \frac{d^2}{dr^2}(rU),$$

и уравнение Пуассона принимает вид:

$$\frac{d^2}{dr^2}(rU) = \frac{8\pi ne^2}{kT} rU. \quad (8.2)$$

Введем обозначения:

$$8\pi ne^2/kT = \alpha^2 \quad \text{и} \quad rU = \varphi.$$

Тогда уравнение (8.2) переписется:

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} - \alpha^2\varphi = 0.$$

Общий интеграл:

$$\varphi = rU = Ae^{-\alpha r} + Be^{\alpha r}. \quad (8.3)$$

Из физических соображений ясно, что при  $r \rightarrow \infty$  потенциал  $U \rightarrow 0$ , поэтому константа интегрирования  $B = 0$ . С другой стороны, вблизи заряда, где экранировка отсутствует, формула для  $U$  должна переходить в выражение для потенциала точечного заряда. Поэтому

$$U = \frac{e}{r} e^{-\alpha r}. \quad (8.4)$$

Постоянная  $\alpha$  на множитель  $\sqrt{2}$  отличается от величины  $1/\delta$ . Если принять, что экранировка осуществляется только более подвиж-

ными частицами — электронами, то в выражении для  $\rho$  сохранится одна экспонента, константа  $\alpha^2$  примет значение  $4\pi n e^2 / kT$ , и формула для потенциала запишется в виде:

$$U = \frac{e}{r} e^{-r/\delta}, \quad (8.5)$$

где, как и раньше,  $\delta = (kT/4\pi n e^2)^{1/2}$ .

Формула (8.5) показывает, что потенциал в плазме спадает до  $1/e$  доли своего незранированного значения на той же самой характерной длине  $\delta$ , которая  $\delta, \text{ см}$  определяла размер области возможного нарушения квазинейтральности. С повышением температуры экранировка ухудшается, с увеличением плотности делается более совершенной.

Характерная длина  $\delta$  была впервые введена Дебаем при рассмотрении теории сильных электролитов. В дальнейшем это понятие было перенесено в физику плазмы.

Общепринято называть величину  $\delta$  *дебаевским радиусом* или *дебаевской длиной*. Подстановка численных значений универсальных констант в формулу (8.1) дает:

$$\delta = 6,9 \left( \frac{T}{n} \right)^{1/2}. \quad (8.6)$$

Здесь  $T$  выражено в градусах,  $n$  — число частиц в  $1 \text{ см}^3$ . Ввиду фундаментального значения величины  $\delta$  для физики плазмы на рис. 8.1 приведен график, наглядно иллюстрирующий связь дебаевской длины с плотностью для нескольких значений температуры. График построен в дважды логарифмическом масштабе.

Если длина Дебая определяет пространственный масштаб областей декомпенсации, то время, в течение которого эти области существуют, мы получим, разделив  $\delta$  на скорость более быстрых частиц:

$$\tau = \frac{\delta}{v_e} = \left( \frac{kT}{4\pi n e^2} \right)^{1/2} \left( \frac{m}{kT} \right)^{1/2} = \left( \frac{m}{4\pi n e^2} \right)^{1/2}.$$

Величина  $1/\tau$ , имеющая размерность частоты, совпадает с собственной (круговой) частотой электростатических плазменных колебаний, возникающих в плазме при смещении групп электронов из равновесного положения. Эта частота

$$\omega_p = \left( \frac{4\pi n e^2}{m} \right)^{1/2}. \quad (8.7)$$

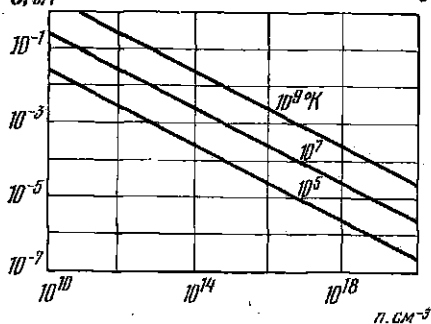


Рис. 8.1. Зависимость дебаевского радиуса от плотности плазмы для нескольких значений температуры.

называется плазменной или ленгмюровской частотой. Вопрос о ленгмюровских колебаниях мы еще будем обсуждать в гл. IV, посвященной колебаниям и волнам в плазме.

Итак, чем выше плотность плазмы, тем меньше масштабы декомпенсации зарядов в пространстве и во времени. В пределах области, занятой плотной и холодной плазмой, нарушения квазинейтральности могут происходить только внутри достаточно малых объемов. В редкой и горячей плазме дебаевская длина может сделаться значительно больше размеров области, занятой плазмой. В этом случае реализуется практически независимое движение ионов и электронов и отсутствует автоматический механизм для выравнивания плотности зарядов.

Роль длины Дебая как радиуса экранирования и как пространственного масштаба декомпенсации превосходно выражена известным определением Ленгмюра, основоположника учения о плазме: *совокупность свободно движущихся разноименно заряженных частиц, т. е. ионизованный газ, называется плазмой, если длина Дебая мала по сравнению с линейным размером объема, занимаемого газом.*

Это — замечательное определение. Вдумаемся в него. Параметры плазмы — плотность и температура — через дебаевскую длину  $\delta$  сопоставляются с характерным размером  $L$  изучаемой системы. Пока  $\delta \ll L$ , процессы нарушения квазинейтральности в системе носят локальный и кратковременный характер. Реакция совокупности частиц на внешнее воздействие определяется коллективными свойствами системы (например, возникновением колебаний). Дальнедействующие кулоновские силы главенствуют над хаосом тепловых движений; наша система — плазма. Разумеется, не следует смущаться тем, что длина пробега  $\lambda = 1/ns$  при этом, зачастую, может оказаться много больше  $L$ . Редкость столкновений сама по себе еще не означает перехода от динамики плазмы к динамике отдельных частиц (такой критерий хорош для нейтрального газа, где силы взаимодействия убывают как пятая степень расстояния между частицами). Если, однако, реализуется противоположный случай, если  $\delta \gg L$ , то отклик на внешний импульс перестает быть коллективным и анализ поведения системы сводится к рассмотрению траекторий отдельных частиц в заданных внешних полях. В предыдущих параграфах мы довольствовались именно таким описанием.

Мы можем вернуться теперь к поставленным выше вопросам, связанным с определением понятия плазмы. Приближенное равенство плотностей зарядов обоих знаков означает равенство средних значений  $n_e$  и  $n_i$  в пространстве и времени. Масштаб отступлений задается величинами  $\delta$  и  $\tau$ . Вопрос о том, представляет ли собой плазму совокупность из  $10^5$  или  $10^{10}$  частиц в объеме комнаты, был плохо сформулирован. Необходимо дополнительно указать температуру. Предположим, что температура «низкая», скажем, составляет  $1 \text{ эв} = 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ . Тогда, принимая объем комнаты сред-

них размеров за  $10^2 \text{ м}^3 = 10^8 \text{ см}^3$ , легко убедиться, что сотня тысяч электронов и ионов, внесенных в такую комнату, при указанной температуре не создадут плазму, так как дебаевская длина будет превышать 200 м, а характерный размер  $L \sim 4,5 \text{ м}$ . Увеличение плотности в  $10^5$  раз сократит дебаевскую длину до 70 см, и мы перейдем к условиям, типичным для плазмы, правда, небольшой плотности.

Еще два замечания о введенных нами параметрах плазмы: плотности и температуре.

В дальнейшем нас будет интересовать главным образом случай чистой водородной плазмы, когда концентрации электронов и ионов равны друг другу. Однако в общем случае в плазме могут присутствовать также многозарядные ионы. Если обозначить через  $n_1$  концентрацию однозарядных ионов, через  $n_2$  — двухзарядных и т. д., то электронная концентрация  $n_e$  будет равна  $n_1 + 2n_2 + 3n_3 + \dots$ . Обычно учет влияния многозарядных ионов на основные процессы, протекающие в плазме, не составляет трудности.

Как правило, в плазме приходится различать электронную  $T_e$  и ионную  $T_i$  температуру. В лабораторных условиях  $T_e$  нередко значительно превосходит  $T_i$  из-за различия в массах электронов и ионов. Приложенные разности потенциалов, с помощью которых создается плазма в том или ином техническом приборе, передают энергию электронной компоненте плазмы, так как именно электроны являются носителями тока. Ионы приобретают тепловую энергию в результате столкновений с быстро движущимися электронами. Доля кинетической энергии, которая может быть передана при таких столкновениях, не превышает  $4m/M$ , где  $m$  и  $M$  — массы электрона и иона. Ясно, что должно произойти: поскольку  $M \gg m$ , то электрон испытает очень много столкновений, прежде чем полностью отдаст имеющийся у него избыток энергии. Процесс обмена тепловой энергией между электронами и ионами будет идти параллельно с процессом приобретения энергии электронами от источника питания и одновременно с уходом энергии из плазмы за счет различных механизмов теплопроводности. В результате при электрическом разряде обычно поддерживается большой перепад температур между электронами и ионами. Впрочем, при некоторых специальных условиях, когда поступление энергии идет по ионному каналу, может сложиться обратная ситуация, и ионная температура будет превышать электронную.

## § 9. Кулоновское взаимодействие частиц в плазме

Рассматривая в дальнейшем процессы переноса зарядов, вещества, энергии, происходящие в плазме при различных условиях, мы будем опираться главным образом на микроскопическую картину процесса — картину, слагающуюся из отдельных элементарных актов взаимодействия между заряженными частицами

плазмы. С другой стороны, мы убедимся, что некоторые стороны интересующих нас процессов нагляднее и легче описывать, используя так называемые гидродинамические подходы, в которых плазма рассматривается как некоторая непрерывная среда, характеризующаяся определенными материальными константами.

Остановимся подробнее на первой картине. Какие элементарные акты могут происходить в полностью ионизованной, горячей водородной плазме, свободной от примесей? Они могут быть разбиты на три группы:

■ 1. Упругое рассеяние в кулоновском поле.

2. Процессы, происходящие с участием фотонов, — тормозное излучение.

3. Ядерные столкновения.

Рассеяние в кулоновском поле включает рассеяние электронов на ионах, электронов на электронах и ионов на ионах. В первом случае рассеивающий центр можно считать неподвижным и формула Резерфорда превосходно описывает происходящие события. Два других случая при небольших углах рассеяния с достаточной степенью точности могут рассматриваться с помощью той же формулы. Дальнедействующий характер кулоновских сил приводит к тому, что даже в горячей плазме, при малых временах взаимодействия, эффективное сечение кулоновского рассеяния в подавляющее число раз превосходит сечения других процессов. Количественные соотношения будут приведены ниже без вывода, но физическая сторона вопроса должна быть разъяснена.

Как хорошо известно, движущийся заряд излучает только при наличии ускорения. В случае равномерного движения излучение исчезает, так как при переходе в соответствующую инерциальную систему координат заряд неподвижен. Интенсивность излучения пропорциональна квадрату ускорения. Поэтому быстро движущийся электрон, описывая вблизи иона при малых прицельных параметрах крутые гиперболы, т. е. быстро меняя величину скорости, излучает несравненно сильнее, чем медленно движущийся ион при рассеянии в поле другого иона. Рассеяние электронов на электронах будет происходить, как правило, при больших прицельных параметрах и также сопровождаться сравнительно слабым излучением.

Все сказанное достаточно просто, но мы, казалось бы, избегаем центрального вопроса: что произойдет при сближении электрона и иона при заданных начальных условиях — кулоновское упругое рассеяние или излучение тормозного кванта? Вопрос поставлен неправильно; больше того, он бессмыслен, в такой же мере, как, например, вопрос: откуда знает электрон в атоме, какой квант должен быть излучен при переходе из одного стационарного состояния в другое? Квантовая механика определяет только *вероятности* переходов из одного связанного состояния в другое и она же определяет вероятность излучения тормозного фотона в процессе рассеяния, т. е. при свободно-свободных переходах.

Следует ожидать, что эта вероятность будет зависеть от энергии рассеиваемой частицы (ускорение будет различным) и что в качестве численного масштабного множителя в нее войдет постоянная тонкой структуры. Действительно, расчет показывает, что в случае чисто водородной плазмы

$$\frac{\sigma_{\text{горм}}}{\sigma_{\text{кул}}} = \frac{9}{2\pi} \alpha \frac{W}{W_0} \frac{1}{\Lambda}, \quad (9.1)$$

где  $\alpha = 1/137$  — постоянная тонкой структуры,  $W$  — энергия рассеиваемой частицы,  $W_0 = m_0 c^2$  — ее энергия покоя и  $\Lambda$  — некоторая медленно меняющаяся функция, более близкое знакомство с которой откладывается до конца параграфа. Пока заметим, что в области интересующих нас значений параметров плазмы можно принять  $\Lambda = 15$ . Легко проверить, что при  $T = 10^8$  °К, т. е. при  $W \approx 10$  кэв,

$$\sigma_{\text{горм}}/\sigma_{\text{кул}} = 10^{-5}.$$

Таким образом, вероятность излучательных переходов в рассматриваемых условиях на пять порядков величины меньше вероятности упругого кулоновского рассеяния.

Обратимся теперь к вопросу о вероятности ионных столкновений, завершающихся ядерным синтезом, т. е. к тем процессам, осуществление которых является конечным смыслом и целью всей программы работ по исследованию горячей плазмы. Мы убедимся, что такие столкновения продолжают оставаться редкими событиями даже в термоядерной области температур.

В самом деле, в случае реакций между заряженными частицами малость ядерных сечений обусловлена не только короткодействующим характером ядерных сил, а следовательно, и малостью геометрического сечения ядра, но также низкой прозрачностью кулоновского барьера. При возрастании энергии сталкивающихся частиц коэффициент прозрачности сначала увеличивается приблизительно по показательному закону [для реакций (d, d) и (d, t) в области энергий ниже 10 кэв], затем темп роста замедляется и сечения приближаются к геометрическим. В итоге расчет показывает, что в области значений  $W < 10-20$  кэв отношение ядерных и кулоновских сечений описывается формулой:

$$\frac{\sigma_{\text{ядер}}}{\sigma_{\text{кул}}} = c_1 W \exp\left(-\frac{c_2}{W^{1/2}}\right), \quad (9.2)$$

где  $c_1$  и  $c_2$  — численные константы, разумеется, разные для реакций (d, d) и (d, t). При  $T = 10^8$  °К, т. е. при  $W \approx 10$  кэв, с помощью (9.2) получают следующие численные оценки:

$$\sigma_{\text{ядер}}/\sigma_{\text{кул}} = 0,4 \cdot 10^{-8} \text{ для реакций (d, d),}$$

$$\sigma_{\text{ядер}}/\sigma_{\text{кул}} = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ для реакций (d, t).}$$



Итак, вероятность ядерных процессов оказывается на шесть или восемь порядков величины меньше вероятности резерфордовского рассеяния.

Сказанного, вероятно, достаточно для выявления фундаментальной роли кулоновского взаимодействия в полностью ионизированной водородной плазме, и мы можем перейти теперь к установлению основных характерных черт этого процесса.

Напомним, прежде всего, известную из атомной физики формулу, устанавливающую связь между углом рассеяния  $\theta$  и прицельным параметром  $b$ . Центр рассеяния предполагается неподвижным — это ион дейтерия или трития; частица, испытывающая рассеяние, — электрон, движущийся со скоростью  $v$ . Тогда:

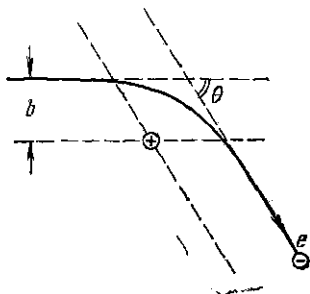


Рис. 9.1. Связь между углом рассеяния  $\theta$  и прицельным параметром  $b$ .

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{e^2}{mv^2} \cdot \frac{1}{b}. \quad (9.3)$$

Эту формулу удобно переписать в виде

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{b_{\perp}}{b}, \quad (9.4)$$

где величина

$$b_{\perp} = e^2/mv^2 \quad (9.5)$$

есть прицельный параметр, отвечающий повороту траектории при рассеянии на  $90^\circ$ . Рисунок 9.1 поясняет геометрические соотношения.

Рассмотрим движение пробной частицы — электрона — через водородную плазму с плотностью  $n$ , находящуюся при температуре  $T = T_e = T_i$ . Пусть электрон движется со скоростью  $v$ , направление которой совпадает с выбранным направлением оси  $x$ . Постараемся определить длину пробега такой частицы. Но, собственно говоря, что следует понимать в данных условиях под длиной пробега? В кинетической теории газов, где господствуют короткодействующие молекулярные силы, где наглядная модель «молекула — это маленький твердый шарик» приводит к правильным результатам, дело обстоит просто. Каждое столкновение с шариком — излом траектории. Расстояние между изломами дает длину пробега. Усреднение по максвелловскому распределению приведет к средней длине пробега. В плазме, где господствуют медленно убывающие с расстоянием кулоновские силы, пролет даже на заметном расстоянии от рассеивающего центра вызовет некоторое изменение направления траектории. Правда, это будет совсем небольшое искривление, не излом, а плавное отклонение от первоначального пути. Зато такие слабые уклонения будут происходить несравненно чаще, чем резкие изломы: рассеяние при больших прицельных параметрах — событие более распространенное, чем рассеяние при близких столкновениях (см. рис. 9.2).

В связи со сказанным кажется естественным принять в качестве определения средней длины пробега в плазме следующую величину: это расстояние  $\lambda$ , на протяжении которого изменение величины скорости пробной частицы оказывается порядка самой скорости. Иными словами:

$$\frac{dx}{\lambda} = -\frac{dv}{v}, \quad \text{или} \quad \frac{1}{\lambda} = -\frac{1}{v} \cdot \frac{dv}{dx}. \quad (9.6)$$

При прохождении электроном слоя плазмы толщиной  $dx$  изменение его скорости будет обусловлено процессами рассеяния на центрах, расположенных на всевозможных прицельных расстояниях. Число рассеивающих центров, находящихся в цилиндрическом кольцевом слое  $(b, b + db)$ , очевидно, равно  $dx \cdot n \cdot 2\pi b db$ . Рассеяние на каждом таком центре будет сопровождаться изменением составляющей скорости электрона вдоль оси  $x$  от  $v$  до  $v \cos \theta$ .

Умножая число центров на изменение скорости при каждом столкновении и интегрируя по всем значениям параметра столкновений, найдем полное изменение скорости при прохождении слоя толщиной  $dx$ :

$$dv = -dx \cdot n v \cdot 2\pi \int_0^{b_{\max}} (1 - \cos \theta) b db. \quad (9.7)$$

Сравнивая с формулой (9.6), получим:

$$\frac{1}{\lambda} = 4\pi n \int_0^{b_{\max}} \sin^2 \frac{\theta}{2} b db. \quad (9.8)$$

Переходя от угла рассеяния к прицельному параметру, переписываем последнее равенство в виде:

$$\frac{1}{\lambda} = 4\pi n \int_0^{b_{\max}} \frac{b db}{1 + \operatorname{ctg}^2(\theta/2)} = 4\pi n b_{\perp}^2 \int_0^{b_{\max}} \frac{(b/b_{\perp}) d(b/b_{\perp})}{1 + (b/b_{\perp})^2},$$

или, выполняя интегрирование,

$$\lambda = \frac{(mv^2/e^2)^2}{2\pi n \ln [1 + (b_{\max}/b_{\perp})^2]}. \quad (9.9)$$

Если бы за процесс рассеяния отвечали все частицы плазмы, т. е. было бы справедливо предположение, что  $b_{\max} \rightarrow \infty$ , то

последняя формула приводила бы к физически бессмысленному результату — нулевому пробегу. Анализ эффекта экранировки, сделанный в предыдущем параграфе, немедленно показывает, где надо искать выход из создавшейся трудности. Экспоненциальное убывание поля рассеивающих центров на больших расстояниях за счет экранировки делает совершенно естественным следующее допущение:

$$b_{\max} \approx \delta. \quad (9.10)$$

Иными словами, за пределами дебаевской сферы рассеивающее действие плазменных частиц не сказывается. Сделанное утверждение может быть обосновано вполне строго, но мы не будем останавливаться на этом вопросе.

Как легко убедиться, во всех практически интересных случаях соблюдается неравенство:

$$\delta \gg b_{\perp}.$$

Действительно, рассматриваемая пробная частица — это один из электронов плазмы; следовательно, отождествляя величину  $v$  со средней тепловой скоростью электрона  $v_e$  и заменяя ее через  $\left(\frac{3kT_e}{2m}\right)^{1/2}$ , получим:

$$\frac{\delta}{b_{\perp}} = \left(\frac{kT_e}{4\pi n e^2}\right)^{1/2} \frac{m v_e^2}{e^2} = \frac{3}{2\sqrt{\pi}} \cdot \frac{k^{3/2}}{e^3} \left(\frac{T_e^3}{n}\right)^{1/2};$$

или после подстановки численных значений констант:

$$\frac{\delta}{b_{\perp}} = 1,2 \cdot 10^4 \frac{T_e^{3/2}}{n^{1/2}}.$$

Даже в самом крайнем случае «холодной» и плотной плазмы, скажем, при  $T_e = 10^4$  °К и  $n = 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, величина  $\delta/b_{\perp} \sim 10$ . Для типичного случая горячей плазмы, когда  $T_e = 10^8$  °К и  $n = 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, величина  $\delta/b_{\perp}$  достигает значения  $\sim 4 \cdot 10^8$ . Таким образом, в формуле (9.9) можно сделать замену

$$\ln [1 + (\delta/b_{\perp})^2] \rightarrow 2 \ln (\delta/b_{\perp}).$$

Величину  $\ln (\delta/b_{\perp})$  принято называть кулоновским логарифмом; стандартное обозначение таково:

$$\Lambda = \ln (\delta/b_{\perp}). \quad (9.11)$$

Это и есть та медленно меняющаяся функция, о которой шла речь в начале настоящего параграфа.

Теперь можно переписать формулу (9.9) для длины пробега в виде:

$$\lambda = \frac{(m v_e^2)^2}{4\pi n e^4 \Lambda}. \quad (9.12)$$

Кулоновский логарифм, будучи логарифмом большого числа, медленно меняется при изменении аргумента; это приводит к тому, что при вариации температуры и плотности плазмы в самых широких пределах величина  $\Lambda$  остается практически неизменной. Так, если температура меняется от  $10^5$  до  $10^8$  °К, а плотность от  $10^{10}$  до  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>, так что общее изменение  $\delta/b_{\perp}$  достигает восьми порядков величины, значения  $\Lambda$  остаются заключенными в пределах от 10 до 20. Таблица 3 иллюстрирует сказанное (см. [5], стр. 88). В силу этого обстоятельства в физике горячей плазмы часто принимается  $\Lambda = 15$ .

Таблица 3

Значения кулоновского логарифма

$T_e, \text{ }^{\circ}\text{K}$	Электронная плотность $n_e, \text{ см}^{-3}$				
	$10^9$	$10^{12}$	$10^{15}$	$10^{18}$	$10^{21}$
$10^5$	16,3	12,8	9,4	6,0	—
$10^6$	19,3	15,9	12,4	9,0	5,5
$10^7$	21,6	18,1	14,7	11,2	7,9
$10^8$	24,0	20,5	17,0	13,6	10,1

Проделанный анализ позволяет выделить с необходимой отчетливостью роль близких и далеких столкновений. Разделим далекие и близкие столкновения значением параметра

$$b_1 = 2b_{\perp}.$$

Выбор величины  $b_1$ , конечно, достаточно произволен, но представляется вполне разумным. Тогда вклад близких столкновений в процессе рассеяния будет определяться значением логарифма

$$\ln [1 + (b_1/b_{\perp})^2] = \ln (1 + 4) \approx 1,6,$$

а полный эффект рассеяния для плазмы с типичными параметрами — прежним выражением:

$$\ln [1 + (\delta/b_{\perp})^2] = 2\Lambda \approx 30.$$

Таким образом, определяющая роль далеких столкновений несомненна.

Напомним, что сделанное при выводе допущение о неподвижности рассеивающих центров означает, что формула (9.12) описывает случай электрон-ионного взаимодействия. Мы будем отмечать это обстоятельство, приписывая индекс  $ei$  у символа длины пробега. В предположении о максвелловском распределении электронов по энергиям в формуле (9.12) следует перейти от тепловой скорости к электронной температуре  $T_e$ . Выполнив усреднение по энергетическому спектру электронов и подставив численные

значения констант, получим следующее выражение для средней длины свободного пробега электрона в плазме:

$$\lambda_{ei} = 4,5 \cdot 10^5 \frac{T_e^2}{n} \cdot \frac{1}{\Lambda}. \quad (9.13)$$

Для характеристики процессов столкновения между электронами и ионами, помимо длины пробега, можно ввести еще несколько величин. Эффективное сечение для таких столкновений (мы обозначим эту величину через  $s_{ei}$ ) определяется соотношением

$$s_{ei} = 1/n\lambda_{ei};$$

среднее время между столкновениями

$$\tau_{ei} = \lambda_{ei}/v_e,$$

где  $v_e$  — средняя тепловая скорость электронов. Частота соударений  $\nu_{ei}$  равна обратному значению  $\tau_{ei}$ . Выполняя для всех этих величин усреднение по максвелловскому спектру и полагая для горячей плазмы  $\Lambda = 15$ , получим следующий набор простых расчетных формул:

$$\lambda_{ei} = 4,5 \cdot 10^5 \frac{T_e^2}{n\Lambda} \approx 3 \cdot 10^4 \frac{T_e^2}{n}, \quad (9.14a)$$

$$s_{ei} = 2 \cdot 10^{-6} \frac{\Lambda}{T_e^2} \approx 3 \cdot 10^{-5} \frac{1}{T_e^2}, \quad (9.14b)$$

$$\tau_{ei} = 0,67 \frac{T_e^{3/2}}{n\Lambda} \approx 4,5 \cdot 10^{-2} \frac{T_e^{3/2}}{n}, \quad (9.14в)$$

$$\nu_{ei} = 1,5 \frac{n\Lambda}{T_e^{3/2}} \approx 20 \frac{n}{T_e^{3/2}}. \quad (9.14г)$$

Столкновения между электронами и ионами играют основную роль среди различных видов взаимодействия частиц в плазме, определяя, в частности, механизм таких процессов, как протекание электрического тока и диффузию. Для полной характеристики кулоновского взаимодействия частиц в плазме следует, однако, ввести также параметры, определяющие эффект столкновений между идентичными частицами (электрон-электронные и ион-ионные столкновения). В этом случае расчет осложняется тем, что при анализе элементарных актов столкновения нужно учитывать движение рассеивающих центров. Впрочем, учет этого обстоятельства может отразиться только на величине численного коэффициента в формулах для средней длины свободного пробега, тогда как температурная зависимость должна иметь одинаковый характер. В частности, выражение для средней длины свободного пробега при электрон-электронных столкновениях совпадает с выражением для  $\lambda_{ei}$  с точностью до численного множителя, не очень сильно отличающегося от единицы. Формула для средней длины свободного пробега при ион-ионных соударениях получается из

формулы для  $\lambda_{ei}$  при замене  $T_e$  на  $T_i$ . Величины  $\tau_{ee}$  и  $\tau_{ei}$  близки друг к другу. Далее:

$$\frac{\tau_{ii}}{\tau_{ei}} = \left( \frac{M}{m} \cdot \frac{T_i^3}{T_e^3} \right)^{1/2}.$$

При равенстве электронной и ионной температур ион-ионные столкновения происходят гораздо реже, чем электрон-электронные или электрон-ионные.

Подведем некоторые итоги. С помощью проделанного анализа мы включили взаимодействие заряженных частиц в плазме в рамки представлений элементарной кинетической теории газов, заменив плавно изгибающиеся траектории электронов и ионов условными ломаными линиями и сводя статистический эффект многих слабых столкновений к одному условному сильному удару. Польза от применения таких не особенно строгих методов заключается в том, что, имея формулу для средней длины свободного пробега, среднего времени между двумя ударами и т. д., можно оперировать привычными, наглядными картинками при исследовании основных физических процессов, происходящих в плазме. Наша совесть может быть при этом совершенно спокойна: безукоризненно строгий математический аппарат, основанный на использовании кинетических уравнений, отпускает нам все прегрешения, совершаемые на этом пути.

## § 10. Проводимость полностью ионизованной плазмы

Рассмотрим прежде всего случай постоянного электрического поля. Предположим, что магнитное поле отсутствует. По определению, выражение для плотности тока может быть написано в виде:

$$j = ne(u_i - u_e), \quad (10.1)$$

где  $u_i$  и  $u_e$  — соответственно средние скорости перемещения ионов и электронов вдоль вектора напряженности электрического поля. Мы по-прежнему ограничиваемся случаем полностью ионизованной чистой водородной плазмы и, следовательно, считаем ионы однозарядными. Разумеется, можно принять, что  $u_e \gg u_i$ . При каждом «столкновении» электрона с ионом электрон передает иону импульс, в среднем равный  $mu_e$ . Иными словами, мы считаем, что электрон полностью теряет при столкновении направление своей упорядоченной скорости. Полный импульс, переданный электронами ионам за 1 сек, т. е. сила трения электронов о ионы, определится очевидным выражением:

$$v_{ei} \cdot mu_e = \frac{1}{\tau_{ei}} mu_e,$$

где  $v_{ei}$  — частота электрон-ионных столкновений. Мы принимаем далее, что в стационарных условиях для электрона, движущегося

с постоянной средней упорядоченной скоростью  $u_e$ , сила трения преодолевается за счет электрических сил, т. е. электрического поля, присутствующего в плазме. Важно заметить, что сделанное утверждение совершенно не очевидно и не обязательно. Равновесие между силами трения и электрическими силами может отсутствовать. Электрические силы при определенных условиях могут разгонять электроны. Это любопытное явление — образование группы «убегающих» \*) электронов — наблюдается экспериментально, и мы обсудим его вкратце несколько ниже. Пока, в соответствии со сказанным, принимаем:

$$\frac{m u_e}{\tau_{ei}} = -eE. \quad (10.2)$$

Таким образом,

$$j = -n e u_e = n e \frac{e E \tau_{ei}}{m} = \frac{n e^2 \tau_{ei}}{m} E.$$

Полученная формула выражает закон Ома для постоянного поля при  $B = 0$ . Электропроводность плазмы

$$\sigma = \frac{n e^2}{m} \tau_{ei} \quad (10.3)$$

легко выразить через макроскопические параметры среды, если вспомнить выражение (9.14в) для времени электрон-ионных столкновений:  $\tau_{ei} = A (T_e^{3/2} / n \Lambda)$  (здесь численный коэффициент 0,67 обозначен буквой  $A$ ). Делая подстановку, получим:

$$\sigma = \frac{A e^2}{m} \frac{T_e^{3/2}}{\Lambda}. \quad (10.4)$$

Итак, проводимость полностью ионизованной водородной плазмы практически не зависит от ее плотности и быстро растет с температурой. Точнее: зависимость  $\sigma$  от  $n$  — логарифмическая, через величину  $\Lambda$ . В интересующей нас области параметров эта зависимость почти незаметна. Подстановка численных значений констант позволяет переписать формулу (10.4) в виде:

$$\sigma = 1,4 \cdot 10^8 \frac{T_e^{3/2}}{\Lambda}. \quad (10.5)$$

Здесь  $\sigma$  выражена в единицах СГСЭ,  $T_e$  — в градусах. Если принять, как обычно,  $\Lambda = 15$ , то получим удобную приближенную формулу:

$$\sigma \approx 10^7 T_e^{3/2}. \quad (10.6)$$

Важная формула (10.5) для проводимости полностью ионизованной плазмы была впервые установлена американским физиком Спитцером и обычно называется формулой Спитцера.

\*) Жаргонный термин, специально придуманный физиками-плазменщиками.

Легко убедиться, что чистая водородная плазма начинает проводить лучше, чем медь, начиная с  $T_e \approx 2 \cdot 10^7$  °К. Рисунок 10.1 наглядно показывает изменение проводимости водородной плазмы в очень широком интервале температур (масштаб по обеим осям — логарифмический). Термоядерная плазма проводит электрический ток в десятки раз лучше, чем медь. Проводимость космической плазмы сопоставима с проводимостью таких проводников, как графит или растворы сильных кислот.

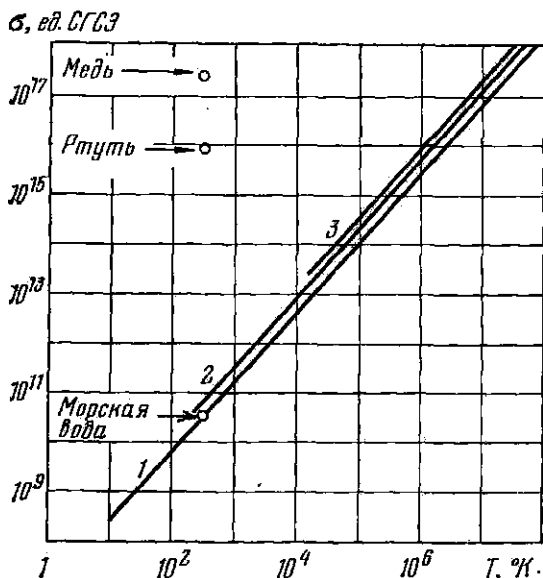


Рис. 10.1. Зависимость проводимости полностью ионизованной плазмы от температуры для нескольких значений плотности плазмы. 1)  $n = 1$  см<sup>-3</sup>; 2)  $n = 10^{10}$  см<sup>-3</sup>; 3)  $n = 10^{15}$  см<sup>-3</sup>.

Заметим, что формула Спитцера легко может быть обобщена на случай, когда в плазме содержится примесь многозарядных ионов; тогда вместо формулы (10.5) получаем:

$$\sigma = 10^7 \cdot T_e^{3/2} \frac{\sum c_k Z_k}{\sum c_k Z_k^2}; \quad (10.5a)$$

здесь  $c_k$  — парциальная концентрация ионов с зарядом  $Z_k$ .

Плазма приходит в состояние полной ионизации через промежуточные фазы. Как правило, процесс начинается с холодного нейтрального газа. Таким образом, в течение некоторой стадии плазма представляет собой слабо ионизованный газ и, помимо столкновений с заряженными частицами, существенную роль играют столкновения с нейтралами. Напомним, что взаимодействие с нейтралами характеризуется быстрым убыванием сил с расстоя-



нием (поляризационные силы убывают как пятая степень расстояния). Это обстоятельство позволяет с большим основанием вводить радиус  $r_0$  для столкновений нейтральной частицы с электронами и пользоваться так называемым газокинетическим сечением:

$$s_0 = \pi r_0^2 \approx 3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2.$$

Для слабо ионизованной плазмы следует складывать вероятности рассеяния на нейтралах и на заряженных частицах и, следовательно, писать выражение для длины пробега в виде:

$$\frac{1}{\lambda} = n_e s_{ei} + n_0 s_0.$$

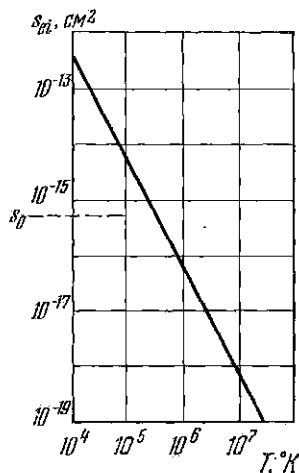


Рис. 10.2. Зависимость сечения кулоновского рассеяния от температуры. (Пунктиром показано значение газокинетического сечения.)

Это означает, что и формула для проводимости должна быть переписана с учетом нового выражения для длины пробега и для времени между столкновениями. Мы не будем, однако, заниматься этими элементарными и не особенно интересными упражнениями, а ограничимся следующими замечаниями, разъясняющими существо дела.

Сечение кулоновского рассеяния, как мы знаем, быстро убывает с температурой. На рисунке 10.2 представлена эта зависимость, рассчитанная по формуле (9.14б). На том же графике пунктиром указано значение газокинетического сечения. Как видно из графика, в области низких температур ( $10^4 - 10^5$  °К) кулоновское сечение на 2—3 порядка величины превосходит газокинетическое.

Поэтому даже в условиях слабой ионизации, характерной для холодной плазмы, основную роль играют дальнедействующие кулоновские силы. В области высоких температур кулоновское сечение мало, но зато велика степень ионизации, и снова столкновения с немногочисленными нейтралами не сказываются на проводимости. В итоге только в случае совсем плотной, холодной и, следовательно, слабо ионизованной плазмы на первый план выступают столкновения с нейтралами.

К сожалению, формула Спитцера, несмотря на ее фундаментальное значение для физики плазмы, не подвергалась систематической экспериментальной проверке в достаточно широком интервале температур. В сущности этому не приходится удивляться, если учесть, что методы получения сверхвысоких температур связаны с использованием сильных и, как правило, неоднородных магнитных полей, высокочастотных электромагнитных полей,

пучков инжектируемых частиц, обладающих высокой энергией. Иными словами, те схематизированные чистые условия, при которых мы вправе рассчитывать на выполнение формулы (10.5), реализовать отнюдь не легко.

Приведем сейчас в качестве примера результаты одного тщательного экспериментального исследования, выполненного, правда, на аргоновой, а не водородной плазме и в области невысоких температур [95]. С примерами использования формулы Спитцера в опытах с горячей водородной плазмой мы столкнемся при описании экспериментальных данных, полученных на ряде современных термоядерных установок.

Опыты, о которых идет речь, выполнены на аргоновой плазме, нагреваемой ударными волнами. В левой части длиной ( $\approx 4$  м) «ударной трубки», за тонкой перегородкой, помещалась гремучая

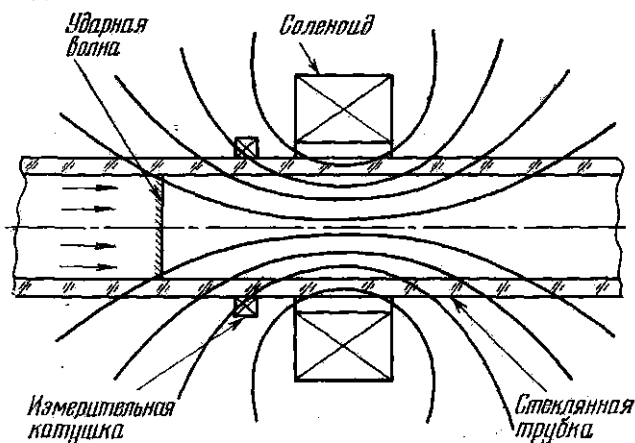


Рис. 10.3. Схематическое изображение средней части прибора, предназначенного для исследования зависимости проводимости плазмы от  $T_e$ .

смесь  $H_2 + O_2$ . Смесь взрывается, возникающее давление разрушает перегородку, и через правую часть трубки, заполненную аргоном при низком давлении (1 — 10 тор), бежит сильная ударная волна. За фронтом волны происходит возбуждение и ионизация газа, т. е. образование аргоновой плазмы. Проводимость плазмы, бегущей вдоль трубки, измерялась бесконтактным способом (с помощью измерительной катушки) по изменению магнитного поля соленоида, надетого на среднюю часть прибора. Заметим, что продольное магнитное поле не влияет на проводимость плазмы. Температура плазмы измерялась спектральными методами. На рис. 10.3 и 10.4 приведена схема прибора и полученный экспериментальный график  $\sigma = f(T_e)$ . Как мы видим, согласие между экспериментальными данными и расчетом хорошее. Роль нейтронов сказывается, как и следует ожидать, в области самых низких температур.

Все рассмотренные до сих пор вопросы относились к случаю постоянного во времени электрического поля. Если поле зависит от времени, то следует учитывать инерцию электронов, которая проявится макроскопически как своеобразная немагнитная индуктивность. В результате появится сдвиг фаз между током и напряжением, проводимость плазмы делается комплексной величиной. Поясним сказанное.

Пусть электрическое поле описывается гармонической функцией времени:

$$E = E_0 \exp i\omega t.$$

Выберем направление оси  $x$  вдоль вектора  $E$ , тогда вместо уравнения (10.2) следует написать уравнение движения для электрона в виде:

$$m\ddot{x} = -eE - m\nu_{ei}\dot{x}, \quad (10.7)$$

или

$$\ddot{x} + \nu_{ei}\dot{x} = -\frac{(e/m)E_0}{\omega} \exp i\omega t.$$

Решение имеет вид:

$$x = x_0 \exp i\omega t = -\frac{(e/m)E}{i\omega\nu_{ei} - \omega^2},$$

$$\dot{x} = i\omega x.$$

Далее получаем очевидные равенства:

$$j = -ne\dot{x} = \frac{ne^2}{m(i\omega\nu_{ei} - \omega^2)} i\omega E$$

или

$$\sigma = \frac{ne^2}{m} \frac{\nu_{ei} - i\omega}{\omega^2 + \nu_{ei}^2}. \quad (10.8)$$

Рис. 10.4. Зависимость проводимости плазмы от температуры электронов. Газ — аргон, давление 1 мм рт. ст.; ● — равновесное состояние, ○ — неравновесное состояние. Штрих-пунктирная кривая — расчет по формуле Спитцера, сплошная кривая — расчет с учетом столкновений с нейтрадами.

Действительная часть проводимости определится выражением

$$\sigma_{\text{Re}} = \frac{ne^2\nu_{ei}}{m(\omega^2 + \nu_{ei}^2)}; \quad (10.8a)$$

мнимая:

$$\sigma_{\text{Im}} = -\frac{ne^2\omega}{m(\omega^2 + \nu_{ei}^2)}. \quad (10.8b)$$

В случае постоянного электрического поля, т. е. при  $\omega = 0$ , мы возвращаемся к прежнему решению (10.3). В области высоких частот, когда роль столкновений пренебрежима, т. е. при  $\nu_{ei} \ll \omega$ ,

проводимость оказывается чисто мнимой:

$$\sigma = \sigma_{Im} = ne^2 / m\omega.$$

Ток запаздывает по фазе относительно напряжения на  $90^\circ$ . Иными словами, реактивное сопротивление плазмы является чисто индуктивным.

Вернемся к вопросу, который мы временно отложили. Выясним, в каких условиях стационарный режим не реализуется и в плазме появляется оторванная группа убегающих электронов [96].

Сила торможения, испытываемая электроном, находящимся под действием ускоряющего поля, имеет тем меньшую величину, чем больше скорость электрона. Рассмотрим поведение электрона, принадлежащего к далекому хвосту максвелловского распределения ( $W_e \gg kT_e$ ). Направленная компонента скорости  $u_e$ , приобретаемая электроном в промежутке между двумя «столкновениями» с ионами, пропорциональна  $\tau_{ei}$  и, следовательно, растет как  $v^2$ . Поэтому, если скорость теплового движения  $v$  у данного электрона достаточно велика, то его направленная скорость  $u_e$  может достигнуть величины того же порядка, что и  $v$ , или даже превзойдет  $v$ .

При такой ситуации неприменима упрощенная модель процесса, в которой принимается, что электрон набирает на длине пробега небольшую направленную скорость и полностью теряет ее при мгновенном сильном «ударе». В действительности ускорение и торможение электрона происходят одновременно. Пока электрон приобретает направленную скорость, резерфордское рассеяние на ионах постепенно меняет направление его движения. Электрическое поле стремится распрямить траекторию, в то время как взаимодействие с ионами изгибает ее. Если прирост направленной компоненты скорости не компенсируется рассеянием, то равновесие сил не может установиться и электрон должен перейти в процесс непрерывного ускорения, при котором его энергия будет все время возрастать. С увеличением энергии сила торможения падает и электрон, вовлеченный в процесс непрерывного разгона, будет продолжать ускоряться до тех пор, пока он находится в области действия поля.

Из сказанного ясно, что в состоянии разгона полем переходят те электроны плазмы, которые успевают набрать на длине свободного пробега  $\lambda$  дополнительную скорость  $u_e$ , превышающую их начальную скорость  $v$ . Это условие может быть записано в виде:

$$\frac{eE}{m} \tau_{ei} > v. \quad (10.9)$$

Поскольку  $\tau_{ei}$  пропорционально  $v^3/n$ , то из (10.9) следует, что непрерывное ускорение происходит, если  $EW_e/n$  превышает некоторое граничное значение. Как нетрудно убедиться, для водородной плазмы переход в режим разгона происходит при

$$EW_e/n > 3 \cdot 10^{-12}. \quad (10.10)$$

Здесь  $E$  измеряется в вольтах на сантиметр, а  $W_e$  — в электрон-вольтах. В экспериментах с плазмой условие (10.10) обычно удовлетворяется только для электронов с энергией, во много раз превышающей  $kT_e$ . Эти электроны образуют очень небольшую долю всей электронной компоненты. В указанном случае ток, в создании которого участвует подавляющее число электронов плазмы, подчиняется закону Ома. Однако, наряду с этим, в плазме будет существовать ток, обусловленный небольшой группой ускоренных электронов, для которого закон Ома неприменим.

При большой величине  $E/n$  условие (10.10) будет выполняться также и для электронов со средней тепловой энергией. В этом случае в процесс непрерывного ускорения перейдет основная часть электронной компоненты плазмы, и закон Ома окажется резко нарушенным. Расчет показывает, что процесс электронного разгона развивается с заметной скоростью, когда отношение средней величины  $u_e$  для плазмы в целом к средней тепловой скорости электронов становится больше одной десятой. Отношение  $u_e/v$  растет пропорционально  $v^2$ , и поэтому, если для электронов со средней тепловой энергией  $u_e/v = 0,1$ , то для электронов с энергией порядка  $10kT$  направленная компонента  $u$  сравнивается по величине с  $v$ , и такие электроны оказываются близкими к порогу непрерывного ускорения.

Более глубокий анализ поведения потоков разогнанных электронов показывает, что они способны возбуждать и раскачивать в плазме разнообразные колебательные волновые процессы, передавая им свою энергию. Благодаря этому появляется новый механизм торможения ускоренных частиц, прекращающий разгон после того, как электроны плазмы набрали определенную порцию избыточной энергии направленного движения. Этот автоматический механизм не позволяет всем электронам плазмы перейти в состояние непрерывного ускорения. Однако электропроводность плазмы в указанном случае нельзя вычислять по формуле (10.5), так как торможение электронов при взаимодействии с волнами должно приводить к увеличению сопротивления. Забегая вперед, заметим, что измерения электропроводности плазмы в кольцевых системах типа Токамак находятся в качественном согласии с этими предположениями. При высокой плотности плазмы и относительно небольшой величине напряженности электрического поля найденная экспериментально величина  $\sigma$  в пределах ошибок измерений совпадает с величиной, определяемой по формуле (10.5). В разреженной и горячей плазме наблюдается аномально высокое сопротивление.

Откажемся теперь от сделанного в начале параграфа ограничения и предположим, что плазма находится в магнитном поле. Ситуация меняется самым драматическим образом. Формально говоря, проводимость перестает быть скаляром, а превращается в тензор. Физическая картина происходящих событий совершенно ясна: на все процессы переноса, направленные вдоль силовых

линий, магнитное поле никакого влияния не оказывает, и, следовательно,

$$\sigma_{\parallel} = \sigma_0, \quad (10.11)$$

т. е. проводимость вдоль поля сохраняет прежнее значение. Напротив того, движение частиц поперек поля резко затруднено (ведь на этом основана сама идея магнитной термоизоляции!) — частицы движутся по винтовым линиям вокруг силовых линий поля. В результате в безграничной однородной плазме, если векторы  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{E}$  ортогональны, проводимость для установившегося состояния обращается в нуль. Это легко понять на основе следующих простых, хотя и нестрогих рассуждений. В скрещенных полях, как мы знаем, начинается дрейф электронов и ионов, происходящий для свободных частиц со скоростью

$$u = u_i = u_e = c \frac{E}{B},$$

независящей от заряда и массы частицы. Таким образом, плазма будет перемещаться как целое в направлении, перпендикулярном к электрическому и магнитному полю, и электрические токи в ней не возникнут, — электроны и ионы дрейфуют совместно.

Замечательно, что наличие столкновений ничего не меняет в конечном результате. Действительно, теперь выражения для скорости дрейфа ионов и электронов должны быть написаны в виде:

$$u_i = c \frac{[\mathbf{F}_i \mathbf{B}]}{eB^2} \quad \text{и} \quad u_e = -c \frac{[\mathbf{F}_e \mathbf{B}]}{eB^2},$$

причем в качестве возмущающей силы выступают суммы электрических сил и сил трения, обусловленных столкновениями. Если эффективное время электрон-ионных столкновений есть  $\tau_{ei}$ , то

$$\mathbf{F}_i = |e| \mathbf{E} + m(u_e - u_i) \frac{1}{\tau_{ei}}, \quad \mathbf{F}_e = -|e| \mathbf{E} - m(u_e - u_i) \frac{1}{\tau_{ei}}.$$

Таким образом,

$$\mathbf{F}_i = -\mathbf{F}_e$$

и дрейфовые скорости электронов и ионов по-прежнему оказываются одинаковыми и по величине, и по направлению.

В реальном случае ограниченной плазмы положение будет складываться существенно по-разному в зависимости от вида граничных условий. Если дрейфовые процессы не будут выносить потоки частиц на периферию, а создадут замкнутые потоки вещества, то поперечная к магнитному полю проводимость плазмы снова обратится в нуль. Такой результат получается, в частности, для электродной системы, имеющей форму коаксиальных цилиндров, при

$$B = B_z \quad \text{и} \quad E = E_r.$$

Дрейф плазмы будет направлен по азимуту и, следовательно, будет происходить параллельно электродам, т. е. стенкам сосуда. Таким образом,

$$\sigma_{\perp} = \sigma_r = 0. \quad (10.12)$$

Рисунок 10.5 иллюстрирует сказанное.

Рассмотрим теперь, также весьма схематично, случай, когда дрейф оказывается направленным перпендикулярно к стенкам. Выберем направление оси  $z$  вдоль направления электрического поля, оси  $y$  — вдоль направления вектора  $\mathbf{B}$  и пусть перемещение плазмы ограничено в направлении оси  $x$  (рис. 10.6а). Предполагается, что плазма в начальный момент времени однородна и характеризуется плотностью  $n_e = n_0$  и температурой  $T = T_e = T_i$ . В момент появления электрического поля возникнет дрейф частиц в скрещенных полях, и плазма, как целое, начнет перемещаться вправо. Стенка ограничит перемещение, и плотность плазмы вблизи преграды будет нарастать (рис. 10.6б):  $n_1 > n_0$ . Возникший градиент давления

$$\nabla P = kT \nabla n_e$$

приведет к появлению диффузионного потока в направлении, обратном плазменному дрейфу в скрещенных полях. Вместе с тем наличие градиента давления эквивалентно появлению возмущающей силы

$$\mathbf{F} \approx \frac{1}{n_e} \nabla P = \frac{kT \nabla n_e}{n_e},$$

действующей на заряженные частицы под прямым углом к магнитному полю. Как мы знаем, существование такой силы [вспом-

Рис. 10.5. Дрейф плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях;  $\mathbf{B} = B_z$  и  $\mathbf{E} = E_r$ .

ним формулу (6.6)] приведет к дрейфу частиц по нормали к направлению силы и к направлению магнитного поля. Иными словами, появится ток  $J$  в направлении оси  $z$ , т. е. вдоль приложенного электрического поля. Проводимость поперек магнитного поля восстанавливается!

Микроскопически появление тока вдоль оси  $z$ , — тока, обусловленного градиентом концентрации, — поясняется рисунком 10.7. Макроскопическое пояснение таково. В стационарных условиях дрейф плазмы в скрещенных полях полностью компенсируется диффузионным потоком. Исчезновение плазменного дрейфа в направлении оси  $x$  означает исчезновение результирующей силы,

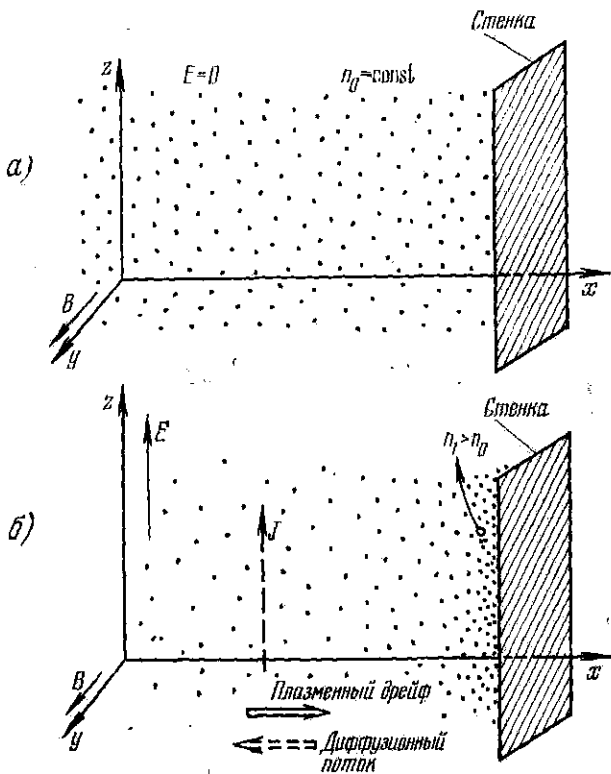


Рис. 10.6. Дрейф плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях при наличии стенки, ограничивающей перемещение плазмы.

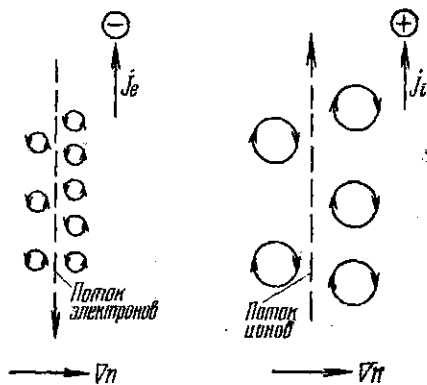


Рис. 10.7. Возникновение проводимости плазмы поперек магнитного поля, обусловленное градиентом концентрации.



направленной вдоль вектора  $\mathbf{E}$ . Это означает, что

$$\mathbf{F}_E = e\mathbf{E} - \frac{m}{\tau_{ei}} (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e) = 0,$$

откуда

$$\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e = \frac{e}{m} \tau_{ei} \mathbf{E},$$

или:

$$\mathbf{j} = ne (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e) = \frac{ne^2}{m} \tau_{ei} \mathbf{E}.$$

Заметим, что проделанное краткое рассмотрение вопроса о проводимости плазмы в магнитном поле носило качественный характер. Количественный анализ приводит к выводу, что в последнем случае, когда проводимость поперек магнитного поля восстанавливается, численный результат для водородной плазмы таков:

$$\sigma_{\parallel} = \sigma_0 \quad \text{и} \quad \sigma_{\perp} = \frac{1}{2} \sigma_0. \quad (10.13)$$

### § 11. Диффузия и теплопроводность плазмы в магнитном поле

Как всегда, начнем с простейшего случая, который позволит, однако, выяснить наиболее характерные черты процесса диффузии в замагниченной плазме. Рассмотрим диффузию поперек магнитного поля в предположении, что 1) электрическое поле отсутствует, 2) магнитное поле однородно, 3) в плазме отсутствуют потоки заряженных частиц, 4) гравитационным дрейфом можно пренебречь.

Как хорошо известно из кинетической теории газов, коэффициент диффузии убывает с повышением плотности, т. е. с увеличением частоты столкновений; соответствующая формула имеет вид:

$$D_0 = \lambda v/3. \quad (11.1)$$

Напротив того, в полностью ионизованной плазме, если столкновения отсутствуют, диффузионный поток поперек поля оказывается вообще исключенным, — заряженные частицы неограниченно долгое время будут кружиться вокруг силовых линий магнитного поля. Постараемся найти выражения для коэффициента диффузии поперек поля на основе самых простых, хотя и нестрогих расчетов.

В случае диффузионного движения удаление данной частицы от исходной точки определяется как корень из суммы квадратов отдельных смещений:

$$x = \sqrt{\sum_k x_k^2}. \quad (11.2)$$

Заменяя элементарные смещения через среднюю длину пробега, получим выражение для  $x$  в виде:

$$x = \lambda \sqrt{\nu}, \quad (11.3)$$

где  $\nu$  — число элементарных смещений за данное время, т. е. число столкновений, испытанных частицей. Если с начала процесса прошло время  $t$  и время между столкновениями есть  $\tau$ , то  $\nu = t/\tau$  и

$$x = \lambda \sqrt{t/\tau}.$$

С другой стороны, по определению коэффициента диффузии

$$x = \sqrt{Dt}.$$

Поэтому

$$\sqrt{D} = \lambda/\sqrt{\tau}. \quad (11.4)$$

Теперь мы сделаем решающий шаг в наших рассуждениях. При диффузии поперек поля роль среднего пробега играет ларморовский радиус  $\rho$ , — на эту величину, в среднем, смещается винтовая траектория частицы за время  $\tau$ . Поэтому, обозначая коэффициент диффузии поперек поля через  $D_{\perp}$ , можно написать:

$$D_{\perp} = \frac{\lambda^2}{\tau} = \frac{\rho^2}{\tau}. \quad (11.5)$$

Но

$$\rho^2 = \frac{v_{\perp}^2}{\omega^2} = \frac{2kT}{m\omega^2}. \quad (11.6)$$

Прежде чем двигаться дальше, необходимо сделать некоторые уточнения. В силу квазинейтральности плазмы диффузия носит амбиполярный характер. Определяющим является меньший, т. е. электронный, ларморовский радиус и соответственно большая частота  $\omega_e$ ; это обстоятельство должно быть учтено в формулах. Далее, следует иметь в виду, что в магнитном поле диффузия реализуется только за счет столкновений между разнородными частицами. Ион-ионные и электрон-электронные столкновения не приводят к появлению диффузионного потока. Поэтому время столкновений  $\tau$  должно определяться по формуле (9.14в) для электрон-ионных столкновений. То обстоятельство, что столкновения между частицами одного сорта не приводят в магнитном поле к макроскопическим изменениям распределения частиц в пространстве, а следовательно, к ликвидации градиентов плотности за счет диффузии, не является очевидным, но оно может быть доказано совершенно строгим путем (см., например, в книге [42], стр. 98). Мы не будем, однако, останавливаться на этом вопросе.

Наконец, температуры ионов и электронов, в общем случае, не должны считаться одинаковыми, и это также должно найти

отражение в окончательных формулах. В итоге выражение для коэффициента диффузии поперек поля принимает вид:

$$D_{\perp} = \frac{k(T_e + T_i)}{m\omega_e^2 \tau_{ei}} = \frac{k(T_e + T_i)}{m\omega_e^2} v_{ei}, \quad (11.7)$$

или, используя формулу (9.14в) и объединяя константы в общий численный коэффициент, получим:

$$D_{\perp} \approx 10^{-2} \frac{T_e + T_i}{T_e^{3/2}} \cdot \frac{n}{B^2}. \quad (11.8)$$

Таким образом, коэффициент замагниченной диффузии быстро убывает с ростом поля и должен принимать особенно низкие значения для редкой и горячей плазмы.

Сравнение обычной и замагниченной диффузии может быть проведено с наибольшей наглядностью из сопоставления следующих формул. Возвращаясь к равенству (11.1), перепишем его в несколько иной форме, учитывая при этом, что входящая в него скорость частиц  $v$  есть скорость более быстрых частиц, т. е. электронов:

$$D_0 = \frac{\lambda v_e}{3} = \frac{v_e^2}{3} \tau_{ei} = \frac{kT_e}{m} \tau_{ei}. \quad (11.9)$$

Из равенств (11.7) и (11.9) получаем:

$$D_{\perp} = \frac{T_e + T_i}{T_e} \cdot \frac{D_0}{(\omega_e \tau_{ei})^2}. \quad (11.10)$$

Безразмерный множитель  $\omega_e \tau_{ei} = \omega_e / \nu_{ei}$  служит мерой замагниченности плазмы. Физический смысл его, как отношения ларморовской частоты к частоте кулоновских столкновений, совершенно ясен.

Вследствие исключительно большого значения формул (11.7) или (11.10) для физики горячей плазмы сделаем численную оценку замагниченности коэффициента диффузии поперек поля для типичного случая. Пусть  $n_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = T_i = 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$  и  $B = 5 \cdot 10^4 \text{ гс}$ . Тогда, как легко проверить, величина  $\omega_e \tau_{ei} = 3 \cdot 10^7$ . Это означает, что диффузионные потоки в рассматриваемых условиях должны снизиться приблизительно на 15 порядков величины! Таков строгий результат классической теории. Обратимся к эксперименту.

Сформулированные выше ограничения, соблюдение которых является обязательным для резкого уменьшения диффузионного потока поперек магнитного поля, предъявляют суровые требования к условиям и технике проведения соответствующих экспериментов. Вряд ли приходится удивляться поэтому, что только в немногих случаях удается наблюдать согласие между экспериментом и предсказаниями классической теории, основанной на столкно-

вительном механизме диффузии. Получение плазмы, свободной от электрических полей, сильных токов, пучков заряженных частиц, а также от различного рода колебательных процессов, — это трудная задача. Среди многочисленных опытов, выполненных на протяжении последних лет с целью выяснения характера диффузии в замагниченной плазме, мы остановимся сначала на двух группах исследований.

В первой из них [97, 98] сильно ионизованная плазма получалась путем поверхностной ионизации атомов щелочных или щелочноземельных металлов (Cs, K, Ba) на раскаленной (2000—2700 °K) вольфрамовой пластинке. Напомним, что, согласно уравнению Ленгмюра — Саха, практически все испаряющиеся атомы покидают поверхность в виде ионов, если энергия ионизации атома меньше работы выхода металлической подложки. В результате в установке образуется низкотемпературная плазма из ионов щелочных атомов, растекающаяся от вольфрамовой поверхности вдоль силовых линий магнитного поля, — плазма, свободная от электрических полей, пучков частиц, а при определенных условиях и от колебательных процессов. Геометрия опыта ясна из рис. 11.1. Магнитные поля могли изменяться в пределах до  $10^4$  гс, интервал исследованных плотностей плазмы составлял  $10^8$  —  $10^{12}$  см $^{-3}$ .

Для измерения  $D_{\perp}$  применялись разнообразные методики, которые дают, в общем, согласующиеся между собой результаты. В одном из вариантов вдоль оси системы перемещался тщательно юстированный экранированный электрод радиуса  $a$ , который мог измерять продольный поток частиц в произвольном сечении системы. Можно написать следующее очевидное равенство для изменения потока вдоль оси:

$$\frac{d\Phi}{dz} = 2\pi a D_{\perp} \left( \frac{\partial n}{\partial r} \right)_{r=a} + \pi a^2 \bar{n} q. \quad (11.11)$$

Здесь через  $q$  обозначена частота появления (или исчезновения) новых частиц в плазме за счет объемных процессов. Пренебрегая этими процессами (электронная ионизация при низких темпера-

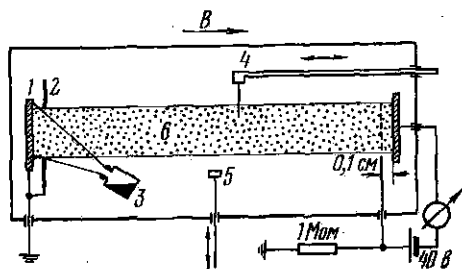


Рис. 11.1. Схематическое изображение прибора, предназначенного для определения коэффициента диффузии поперек магнитного поля в низкотемпературной плазме. 1 — горячая вольфрамовая пластина; 2 — диафрагма; 3 — источник атомов калия; 4 — подвижной зонд для измерения продольного потока; 5 — подвижной зонд для измерения концентраций; 6 — калиевая плазма.

турах может считаться исключенной, объемная рекомбинация — процесс второго порядка), из написанного равенства легко найти коэффициент поперечной диффузии, если измерено ослабление продольного потока вдоль оси  $z$  и радиальное распределение концентрации.

Результаты одного из экспериментов [98] приведены на рис. 11.2. Как видим, согласие с теорией хорошее. Характер зависимости  $D_{\perp}$  от магнитного поля в точности согласуется с предсказанием теории, различие в абсолютных значениях  $D_{\perp}$  не превышает 1,6. Для других вариантов опытов, в которых применялась иная методика измерения  $D_{\perp}$ , можно говорить о совпадении характера зависимости  $D_{\perp}(B)$ , но абсолютные значения различаются на порядок величины.

Во второй группе работ изучался свободный распад гелиевой, водородной, аргоновой плазмы, полученной тем или иным способом [99—101]. Исследовался временной ход убывания плотности при свободном распаде. Здесь также было получено хорошее соответствие между экспериментом и теорией. На поздней стадии распада распределение частиц по энергиям приближается к равновесному, а пространственное распределение отличается от изотропного только за счет диффузии. В этих условиях постоянная времени распада плазмы определяется уравнением:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{D_{\perp}}{l_{\perp}^2} + \frac{D_{\parallel}}{l_{\parallel}^2} + q. \quad (11.12)$$

Рис. 11.2. Зависимость коэффициента поперечной диффузии от величины магнитного поля, измеренная по ослаблению продольного потока частиц. Сплошная линия — теория;  $n = (3 \div 6) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

Здесь первое слагаемое обусловлено уходом частиц в результате поперечной диффузии, второе определяется продольной диффузией, третье, как и в уравнении (11.11), характеризует объемные процессы. Диффузионные длины  $l_{\perp}$  и  $l_{\parallel}$ , как показывает расчет, связаны с размерами плазменного столба следующими соотношениями:

$$l_{\perp} \approx 0,5a \quad \text{и} \quad l_{\parallel} = \frac{1}{\pi} l,$$

где  $a$  — радиус и  $l$  — длина цилиндрического сосуда. Если роль продольной диффузии и объемных процессов невелика, то уравнение (11.12) позволяет определить  $D_{\perp}$  с необходимой точностью. На рис. 11.3 приведены экспериментальные результаты для гелиевой плазмы в широком интервале значений магнитного поля и для нескольких значений плотности плазмы; диаметр сосуда (стенки — изолятор) 60—80 мм, длина 800—1200 мм. Как мы ви-

дим, согласие между теорией (сплошные кривые) и экспериментом (точки на графиках) очень хорошее.

Достаточно, однако, отказаться от рафинированной чистоты экспериментальных условий, при которых изучалась прохладная плазма в описанных установках, как идиллическая картина согласия между теорией и экспериментом исчезает. Если в опытах с распадающейся плазмой перейти от сравнительно широких цилиндрических сосудов к более узким, если в опытах со щелочной плазмой появятся даже сравнительно слабые колебательные процессы, не говоря уже о возникновении пучков, электрических полей или иных возмущающих факторов, как диффузия поперек поля резко возрастает.

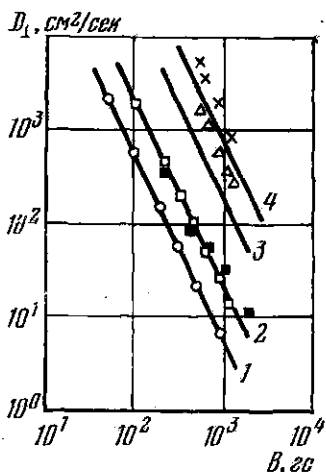


Рис. 11.3. Зависимость коэффициента поперечной диффузии в гелиевой плазме от магнитного поля для нескольких значений электронной плотности. 1)  $n_e < 10^9 \text{ см}^{-3}$ ; 2)  $n_e < 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ; 3)  $n_e = 2,7 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ; 4)  $n_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

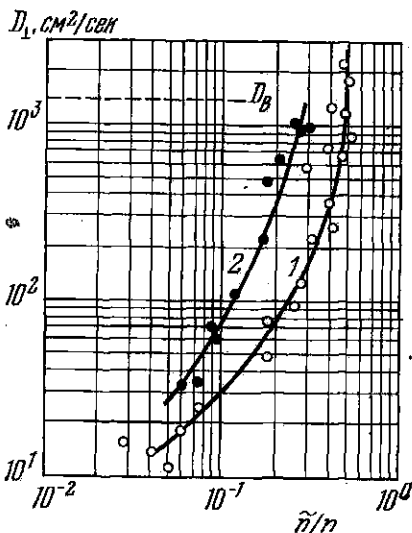


Рис. 11.4. Зависимость коэффициента поперечной диффузии от амплитуды колебаний плазмы в установках с термической ионизацией,  $n_e = 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ;  $D_B$  — коэффициент диффузии Бома (см. ниже). 1 — генерация дрейфовых волн; 2 — генерация ионно-акустических волн.

В качестве примера на рис. 11.4 показано [402], как возрастает величина  $D_{\perp}$  в установках с поверхностной ионизацией при раскачке колебаний\*), а на рис. 11.5 — увеличение  $D_{\perp}$  при переходе от широких к более узким баллонам [401]. В обоих приведенных примерах величина  $D_{\perp}$  возрастает на 1–2 порядка величины.

Но ведь в реальных условиях, в установках, предназначенных для получения горячей плазмы, нельзя обеспечить те тепличные,

\*) Мы не останавливаемся ни на вопросе о механизме генерации возбуждаемых волн, ни на измерительной методике.

равновесные условия, о которых шла речь в описанных ранее экспериментах. Магнитные поля в таких системах заведомо не будут однородными; исключить электрические поля, по крайней мере на стадии приготовления горячей плазмы, во многих случаях кажется нереальным; наличие интенсивных пучков заряженных частиц с большой энергией также представляется необходимым элементом при создании многих плазменных конфигураций. Возникает очевидная и серьезная трудность: любое возмущение равновесного состояния плазмы означает нарушение устойчивости и приводит к быстрому росту коэффициента замагниченной диффузии. Между тем все надежды на осуществление программы управляемого синтеза с помощью принципа магнитной термоизоляции основаны на снижении поперечной диффузии в сильном магнитном поле в соответствии с предсказаниями классической теории.

Здесь необходимо сделать остановку и рассказать о формуле американского физика Бома, предложившего еще в 1942 г., — правда, без вывода, — следующее выражение для коэффициента замагниченной диффузии при наличии в плазме колебательных процессов [103]:

$$D_B = \frac{c}{16} \cdot \frac{kT_e}{eB}. \quad (11.13)$$

После подстановки численных значений констант эта формула принимает вид

$$D_B \approx 600 \frac{T_e}{B}. \quad (11.13a)$$

В отличие от формулы (11.8), коэффициент поперечной диффузии по Боу меняется обратно пропорционально первой степени  $B$ , а не квадрату магнитного поля, и линейно нарастает с электронной температурой, а не убывает как  $1/\sqrt{T_e}$ .

Легко убедиться, что в широком интервале параметров плазмы и в интересующей нас области магнитных полей коэффициент диффузии Бома во много раз превышает величину классического коэффициента  $D_{\perp}$ . В самом деле, сравнение формул (11.7) и (11.13) дает:

$$\frac{D_B}{D_{\perp}} = \frac{1}{16} \cdot \frac{kT_e}{m\omega_e} \cdot \frac{m\omega_e^2 \tau_{ei}}{k(T_e + T_i)} = \frac{1}{16} \cdot \frac{T_e}{T_e + T_i} \omega_e \tau_{ei}. \quad (11.14)$$

Если  $T_e = T_i$ , то

$$\frac{D_B}{D_{\perp}} = \frac{1}{32} \omega_e \tau_{ei}. \quad (11.14a)$$

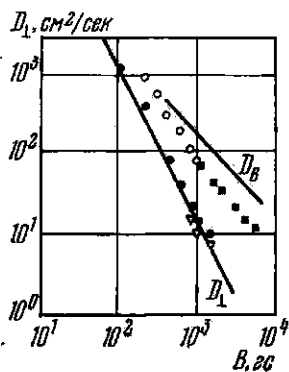


Рис. 11.5. Зависимость  $D_{\perp}$  в гелиевой плазме от  $B$  в сосудах разного диаметра ( $\nabla$  — 66 мм;  $\bullet$  — 44 мм;  $\circ$  — 16 мм;  $\blacksquare$  — 4 мм).

Подставляя в последнее равенство выражения для  $\tau_{ei}$  из формулы (9.14в) и внося численные значения констант, получим:

$$\frac{D_B}{D_{\perp}} \approx 10^3 \frac{T_e^{3/2}}{nB} \text{ \AA.} \quad (11.146)$$

В целях наглядности на рис. 11.6 приведен график  $D_B/D_{\perp} = f(B)$  для трех типичных случаев.

Предсказания, основанные на формуле Бома, как мы видим, весьма неутешительны. Гораздо хуже, однако, что не только ряд экспериментов, подобных тем, о которых шла речь выше, но практически все опыты на модельных установках, построенных в связи с программой управляемого синтеза, до недавнего времени указывали на существование сильных потоков частиц поперек магнитного поля, а численные оценки, основанные на анализе экспериментальных данных, оказывались в ряде случаев в приближенном согласии с формулой Бома. Ограничимся одним примером. На рисунке 11.7 приведены оценки [104] так называемого энергетического времени жизни частиц на установке Стелларатор-С, полученные экспериментально и основанные на использовании формулы Бома; обе оценки согласуются между собой в пределах численного множителя, равного 2—3.

Как уже упоминалось, формула (11.13) была предложена Бомом без вывода. Если отвлечься от численного коэффициента, выбор которого представляется достаточно произвольным, то приведенные ниже соображения могут служить некоторым пояснением результатов Бома.

Пусть в редкой замагниченной плазме возникло макроскопическое возмущение (вихрь, турбулентность) с характерным размером  $l$ . В энергетическом плане это возмущение может быть охарактеризовано электростатическим потенциалом  $\phi$ , величина которого, при флуктуационном происхождении вихря, определится следующим образом:

$$e\phi \sim kT.$$

Соответствующее электрическое поле будет;

$$E \sim \phi/l.$$

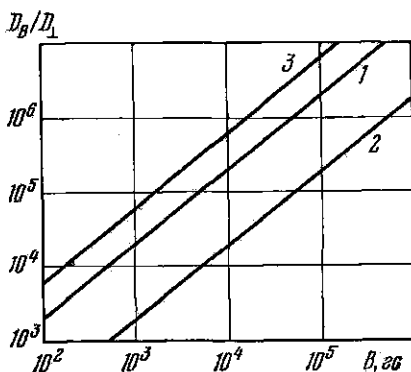


Рис. 11.6. График  $D_B/D_{\perp} = f(B)$  для трех типичных случаев. 1) Термоядерная плазма;  $T_e = 10^8$  °К,  $n_e = 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. 2) Холодная, газоразрядная плазма;  $T_e = 10^4$  °К,  $n_e = 10^{10}$  см<sup>-3</sup>. 3) Плазма на установке Токамак Т-4;  $T_e = 10^7$  °К,  $n_e = 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.



На больших расстояниях поле  $E$  меняется хаотически, но на протяжении длины  $l$  происходит дрейф плазмы, а вместе с тем и самого вихря со скоростью порядка

$$u = cE/B.$$

Средний свободный пробег вихря, как это следует из выводов турбулентной гидродинамики, порядка размеров самого вихря, т. е. происходит за время

$$t \sim l/u.$$

Если теперь предположим, что диффузия в плазме поперек поля реализуется за счет появления коллективных движений плазмы,

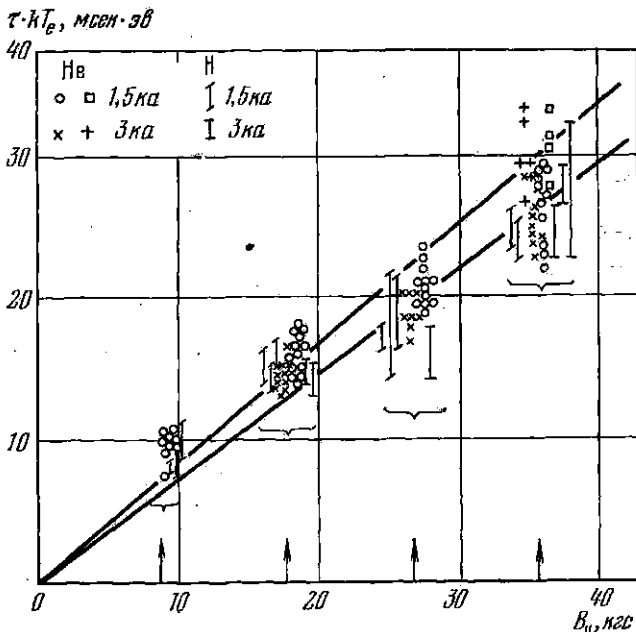


Рис. 11.7. Экспериментальные и вычисленные по формуле Бома значения энергетического времени жизни частиц на установке Стелларатор-С. Опыты проводились на гелии и водороде при двух значениях тока, текущего через плазму. Внутренний радиус камеры 5 см.

связанных с появлением электрических полей указанного происхождения, то можно написать:

$$D_{\text{турб}} \sim \frac{l}{t} \sim lu \sim \frac{kT}{eE} c \frac{E}{B} \sim c \frac{kT}{eB} \sim D_B.$$

Таким образом, представления о турбулентной диффузии согласуются с формулой Бома. Вряд ли есть необходимость лишних раз указывать на крайнюю нестрогость приведенных соображений.

Существенно другое. Появление в замагниченной плазме электрических полей вызывает дрейф плазмы, порождает в ней коллективные движения, и на смену картине парных столкновений заряженных частиц, определяющих классическое значение коэффициента замагниченной диффузии, приходят образы, характерные для плазмы как некоторой непрерывной среды. Конечный результат происходящих событий сводится к резкому возрастанию диффузионных потоков поперек магнитного поля.

Не удивительно поэтому, что на протяжении почти двух десятилетий формула Бома была кошмаром для физиков, изучавших горячую плазму, и казалась главным препятствием на пути к осуществлению термоядерной реакции в контролируемых условиях. К счастью, как показали опыты последних лет, и прежде всего опыты, выполненные в Советском Союзе на установках типа Токамак, формула Бома не является универсальной и в ряде случаев удается достигнуть времен удержания плазмы, которые в десятки раз превосходят значения, рассчитанные по формуле Бома.

Простые выводы классической теории утрачивают силу не только при появлении коллективных процессов в плазме, но и при нарушении однородности магнитного поля. В однородном поле каждый шаг диффузионного процесса, обусловленный столкновениями, отвечал смещению на величину порядка ларморовского радиуса  $\rho$ , т. е. переходу с одной силовой линии поля на соседнюю, параллельную первой. Если магнитное поле неоднородно, то соскальзывание с данной силовой линии в результате соударений может сопровождаться смещением, сильно превышающим величину  $\rho$ .

Остановимся вкратце на особенно интересном для нас случае магнитного поля, воаникающего в тороидальной системе, в которой помимо сильного продольного поля имеется также азимутальное поле, созданное либо током, протекающим вдоль тора по плазменному шнуру, либо специальными наружными обмотками, обеспечивающими закручивание силовых линий. Откладывая анализ геометрии магнитных полей в таких системах до рассмотрения соответствующих термоядерных установок, заметим, что закрученные силовые линии перестают в этих условиях замыкаться сами на себя после обхода вокруг тора, а, бесконечно навиваясь, формируют так называемые магнитные поверхности в виде совокупности вложенных друг в друга торов. Простой анализ, выполненный Пфиршем и Шлютером, показывает [105], что размытие траектории заряженных частиц около данной магнитной поверхности происходит не на величину ларморовского радиуса  $\rho$ , который определяется значением продольного поля  $B_{\parallel}$  на данном удалении от оси системы, а на бо́льшую величину  $\rho'$ , которая зависит от азимутальной составляющей поля  $B_{\phi}$ . Диффузионным шагом при одном столкновении оказывается не величина  $\rho$ , а величина

$$\rho' = q\rho, \quad (11.15)$$

где  $q$  — так называемый «запас устойчивости»:

$$q = \frac{r}{R} \cdot \frac{B_{\parallel}}{B_{\varphi}}. \quad (11.16)$$

Здесь  $r$  и  $R$  — соответственно малый и большой радиусы тора. В типичных случаях, когда  $q = 3-4$ , коэффициент поперечной диффузии, который пропорционален квадрату диффузионного шага, возрастает в 10—20 раз, и роль магнитного поля, подавляющего диффузию, играет  $B_{\varphi}$ :

$$\rho' = \frac{r}{R} \cdot \frac{B_{\parallel}}{B_{\varphi}} \cdot \frac{m v c}{e B_{\parallel}} = \frac{\text{const}}{B_{\varphi}}.$$

Таким образом, в данных системах возникает следующая ситуация: сильное продольное поле, необходимое для сохранения устойчивости плазменного шнура как целого (об этом будет идти

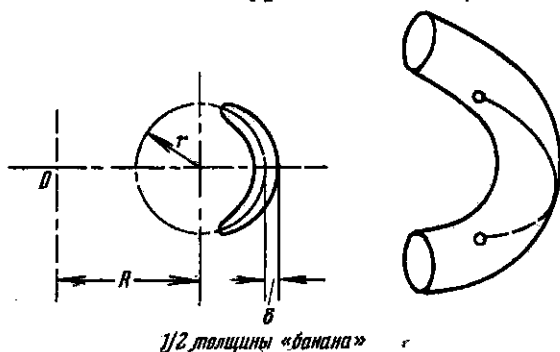


Рис. 11.8. Траектория заряженной частицы с большой поперечной скоростью в магнитном поле, неоднородном по сечению тороидальной камеры («банановые» траектории запертых частиц).

речь в § 14), не оказывает, как можно было бы надеяться, полного воздействия на микроскопический процесс замагничивания диффузии поперек оси тора. Диффузия подавляется азимутальным полем  $B_{\varphi}$ .

Вопрос еще более осложняется при учете неоднородности магнитного поля по сечению тороидальной камеры. Траектории заряженных частиц теперь делятся на две категории. Если вектор скорости частицы образует достаточно малый угол с силовой линией продольного поля, то частица будет совершать свободные циркуляции вдоль тора, не испытывая отражений от областей усиленного тороидального поля. Напомним, что для замкнутого кругового соленоида  $R_1 \sim 1/R$ , где  $R$  — большой радиус тора. Если, напротив того, вектор скорости образует большой угол с силовой линией, то частица проникает глубже в область более сильного поля, испытывает отражение и оказывается запертой. Проекция траектории такой запертой частицы, совершающей колебание меж-

ду точками отражения, напоминает по форме банан (см. рис. 11.8) Отсюда жаргонный термин: банановые траектории.

Для пролетных частиц столкновения вызывают смещение траектории на величину порядка ларморовского радиуса, для запертых частиц столкновения приводят к смещению на величину порядка толщины «банана». В случае редкой плазмы, в бесстолкновительном режиме, когда длина между столкновениями превышает длину банановой траектории, роль запертых частиц в процессе диффузии является определяющей. Коэффициент поперечной диффузии должен сравнительно круто нарастать с увеличением  $v_{ei}$ , так как толщина банана много больше диаметра ларморовского кружка. При большой частоте столкновений роль запертых частиц мала, и мы возвращаемся к результатам классической диффузии (с поправкой Пфирш — Шлютера).

Как показали вычисления, выполненные Галеевым и Сагдеевым [106], зависимость  $D_{\perp}$  от  $v_{ei}$  для тороидальных систем может быть представлена в виде графика, изображенного на рис. 11.9. Вместо линейного возрастания, график  $D_{\perp} = f(v_{ei})$  разбивается на три области.

Область I относится к бесстолкновительному режиму, и для коэффициента диффузии в этой области справедливо выражение

$$D_{\perp} \approx \frac{T_e + T_i}{T_e} \rho_{\varphi}^2 \left(\frac{r}{R}\right)^{1/2} v_{ei}. \quad (11.17)$$

В промежуточной области II (область плато) коэффициент диффузии вычисляется по формуле

$$D_{\perp} = \text{const} \cdot \left(\frac{T_e + T_i}{T_e}\right) \frac{T_e^{3/2}}{B_{\parallel} B_{\varphi}} \cdot \frac{r}{R^2}. \quad (11.18)$$

Наконец, в области III мы возвращаемся, как уже было указано, к результатам Пфирш — Шлютера.

Подведем итоги.

Простая картина сильного замагничивания диффузии поперек магнитного поля реализуется в эксперименте только при исключительной чистоте начальных условий, в отсутствие каких-либо возмущающих факторов. Появление колебаний, вихрей, электрических полей приводит к возрастанию поперечных потоков. Конкретным выражением одного из случаев усиленной поперечной диффузии является формула Бома. Универсальной применимостью эта формула, к счастью, не обладает. Нарушение однородности магнитного поля также сопровождается увеличением поперечной диффузии; количественные результаты зависят от кон-

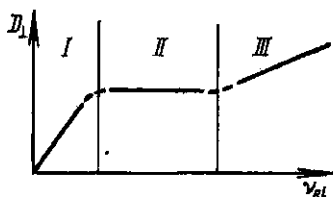


Рис. 11.9. Зависимость коэффициента поперечной диффузии от частоты электрон-ионных столкновений (график Галеева — Сагдеева).

фигурации магнитного поля, и мы еще вернемся к этому вопросу при рассмотрении различных термоядерных установок.

В заключение данного параграфа — несколько слов о теплопроводности плазмы в магнитном поле.

Напомним, прежде всего, что транспорт вещества в процессе диффузии реализуется только за счет столкновений между разнородными частицами — электронами и ионами. Напротив того, перенос энергии в процессе теплопроводности с наибольшей эффективностью происходит в результате столкновений частиц с одинаковой массой, т. е. в результате электрон-электронных и ион-ионных столкновений.

Рассмотрим сначала выражение для коэффициента теплопроводности, когда магнитное поле отсутствует. Из сказанного ясно, что следует различать коэффициент ионной и коэффициент электронной теплопроводности. Пользуясь формулами кинетической теории газов, имеем:

$$a_0 = c_v \rho D_0 = nkD_0 \quad \text{и} \quad D_0 = \lambda v/3.$$

Так как длины пробега электронов и ионов в плазме приблизительно одинаковы, то

$$a_0^e \sim nk\lambda v_e, \quad a_0^i \sim nk\lambda v_i$$

и, следовательно, в предположении, что  $T_e = T_i$ ,

$$a_0^e = \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} a_0^i. \quad (11.19)$$

Таким образом, в отсутствие поля определяющей является теплопроводность, обусловленная электронными столкновениями, как происходящими с большей частотой, т. е.

$$a_0 \approx a_0^e. \quad (11.20)$$

При наличии магнитного поля замагничивание вдоль силовых линий отсутствует, и снова все определяется электронной теплопроводностью:

$$a_{\parallel} = a_{\parallel}^e \sim a_0^e = a_0. \quad (11.21)$$

Поперек магнитного поля замагничиваются обе теплопроводности, но сильнее — электронная. Действительно,

$$a_{\perp}^e = nkD_{\perp}^e = \frac{nkD_0^e}{(\omega_e \tau_e)^2} = \frac{a_0^e}{(\omega_e \tau_e)^2} \sim \frac{a_0}{(\omega_e \tau_e)^2};$$

$$a_{\perp}^i = nkD_{\perp}^i = \frac{nkD_0^i}{(\omega_i \tau_i)^2} = \frac{a_0^i}{(\omega_i \tau_i)^2}.$$

Пользуясь формулой (11.19) и очевидными выражениями

$$\omega_i = \frac{m}{M} \omega_e \quad \text{и} \quad \tau_i = \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} \tau_e,$$

получим:

$$a_{\perp}^i = \frac{a_0}{(m/M)^{1/2} (\omega_e \tau_e)^2} = \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} a_{\perp}^e,$$

т. е.  $a_{\perp}^i \gg a_{\perp}^e$ , и можно считать:

$$a_{\perp} \sim a_{\perp}^i = \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} \frac{a_0}{(\omega_e \tau_e)^2}. \quad (11.22)$$

Итак, теплопроводность поперек поля замагничивается в  $(M/m)^{1/2}$  раз слабее, чем диффузия, что совершенно естественно, так как в переносе тепла определяющую роль играют ион-ионные столкновения.

Разумеется, все сказанное об отступлении от простых результатов классической теории диффузии может быть распространено и на транспорт потоков тепла. Возмущающие факторы, приводящие к движению плазмы поперек поля, будут сопровождаться параллельным увеличением потоков тепла, т. е. резким ухудшением магнитной термоизоляции.

## ГЛАВА IV

### КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

#### § 12. Ленгмюровские колебания плазмы

Мы переходим теперь к обсуждению вопросов, в которых в наибольшей степени проявляются свойства плазмы как некоторой непрерывной проводящей среды. На смену микроскопической картине, которой мы пользовались до сих пор, картине кружащихся в магнитном поле заряженных частиц, взаимодействующих по закону Кулона, приходят понятия и образы макроскопической физики. Это — подход магнитной гидродинамики; в нем плазма, рассматриваемая как непрерывная среда, характеризуется определенным набором параметров, являющихся функциями координат и времени. Плотность вещества, давление, плотность тока, скорость, температура — таковы стандартные величины, определяющие поведение плазмы в заданных начальных и граничных условиях.

В рамках систематического курса теории плазмы для отыскания этих величин следовало бы написать полную систему уравнений магнитной гидродинамики. В основу такой системы должно быть положено уравнение движения, которое мы уже писали применительно к единице объема плазмы (см. § 5). Это уравнение надо теперь дополнить уравнениями Максвелла, уравнением непрерывности, той или иной формой записи закона Ома, выражением, связывающим давление плазмы с температурой, и уравнением энергетического баланса.

Осуществление этой строгой программы не входит в наши задачи. Однако главные результаты магнитной гидродинамики допускают наглядное истолкование и оказываются исключительно полезными при решении многих задач физики плазмы. Некоторые из них нам известны, например, уравнение (5.1); другие, например теорема вмороженности, будут вводиться по мере необходимости.

В наши задачи не может также входить систематический анализ многочисленных колебательных и волновых процессов, возникающих в плазме. Слишком обширен и сложен материал, и мы ограничимся главным. Как и раньше, анализ проводится для полно-

стью ионизованной водородной плазмы. Сначала будут разобраны более простые примеры, затем более сложные. Во всех случаях строгий математический подход заменяется выяснением физического механизма явления.

Пусть плазма с заданной плотностью и температурой находится в области пространства, где магнитное поле отсутствует. Предположим, что из некоторого объема внутри плазмы удалась часть электронов, а массивные ионы остались на месте. Квазинейтральность нарушится, возникнет объемный заряд, под действием которого электроны устремятся в исходное положение, набирая кинетическую энергию. Дальнейшее очевидно: возникнут электронные колебания около положения равновесия. Определим частоту этих колебаний, предполагая сначала, что температура низкая и тепловой энергией электронов можно пренебречь. Для простоты рассмотрим одномерную задачу, т. е. электронные колебания слоя, и ограничимся случаем малых возмущений.

Запишем прежде всего уравнение движения для электрона:

$$m \frac{dv}{dt} = -eE, \quad (12.1)$$

или, в линейном приближении

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \approx \frac{\partial v}{\partial t},$$

имеем:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{e}{m} E. \quad (12.2)$$

Воспользуемся теперь уравнением Пуассона для плоского случая:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi\rho, \quad \text{где } \rho = e(n_i - n_e).$$

Согласно сделанным допущениям

$$n_i = n = \text{const}, \quad n_e = n + n', \quad n' \ll n$$

и, следовательно,

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -4\pi en'. \quad (12.3)$$

Уравнение непрерывности, также для плоского случая, имеет вид:

$$\frac{\partial j}{\partial x} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}.$$

Ограничиваясь линейным приближением

$$\frac{\partial j}{\partial x} = -e \frac{\partial}{\partial x} (n + n') v = -en \frac{\partial v}{\partial x} - en' \frac{\partial v}{\partial x} - ev \frac{\partial n'}{\partial x} \approx -en \frac{\partial v}{\partial x},$$



в результате получим:

$$\frac{\partial n'}{\partial t} = -n \frac{\partial v}{\partial x}. \quad (12.4)$$

Дифференцируя уравнение (12.2) по  $x$ , а уравнение (12.4) по  $t$ , исключая из них производную  $\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t}$  и заменяя с помощью (12.3) величину  $\partial E/\partial x$  через  $-4\pi e n'$ , получим для избыточной электронной плотности хорошо известное уравнение, описывающее колебательный процесс:

$$\frac{\partial^2 n'}{\partial t^2} = -\frac{4\pi e^2 n}{m} n'. \quad (12.5)$$

Частота этих колебаний, так называемая ленгмюровская частота электронных плазменных колебаний, определяется стандартным способом из характеристического уравнения и оказывается равной

$$\omega_p = \left( \frac{4\pi e^2 n}{m} \right)^{1/2}. \quad (12.6)$$

Это та самая частота, о которой шла речь при рассмотрении механизма нарушения квазинейтральности плазмы [см. формулу (8.7)].

Уравнение (12.5) описывает продольные колебания электронной плотности, возникшие в некотором объеме внутри плазмы. Возникает вопрос: приводит ли наличие колебаний с частотой  $\omega_p$  в каком-то ограниченном участке плазмы к распространению волнового процесса во всей среде? Напомним, прежде всего, известный результат из теории волн. Если между частотой и волновым вектором  $\mathbf{k}$  отсутствует связь, как это имеет место в рассматриваемом случае, где плазменная частота  $\omega_p$  для плазмы с заданной плотностью есть величина постоянная, то это означает, что

$$\frac{d\omega_p}{dk} = v_g = 0,$$

т. е. равенство нулю групповой скорости, отсутствие переноса энергии и, следовательно, наличие колебаний, а не бегущих волн.

Физически этот результат совершенно естественен. Мы пренебрегли тепловым движением электронов и тем самым исключили механизм, который обеспечивает распространение возмущения за пределы начальной области. Действительно, соседние участки плазмы будут вовлечены в волновой процесс только при наличии градиента давления. Выравнивание градиентов давления является по существу первопричиной процесса распространения продольных волн. Но в рассматриваемой модели, при  $T \sim 0$ , давление  $P = nkT \sim 0$ , а следовательно, и  $\nabla P \sim 0$ .

Иными словами, электрические силы, возникшие при смещении электронов, остаются скрытыми внутри области первоначального возмущения. Размеры этой области произвольны. Формально это и проявилось в отсутствии связи между частотой и волновым

вектором: мы не можем сконструировать дисперсионное уравнение, не можем ввести понятие о групповой скорости.

Ситуация радикально меняется, как только мы учтем тепловое движение электронов. В правой части уравнения (12.1) придется добавить к электрическим силам силу газового давления, отнесенную к одному электрону, так как смещение электронов вызывает теперь не только нарушение квазинейтральности, но и появление градиента давления:

$$m \frac{dv}{dt} = -eE + \frac{1}{n} \nabla P,$$

или (по-прежнему для одномерного случая)

$$m \frac{\partial v}{\partial t} = -eE + \frac{kT_e}{n} \frac{\partial n'}{\partial x}. \quad (12.7)$$

Комбинируя уравнения (12.2) и (12.3) с последним уравнением, получим:

$$\frac{\partial^2 n'}{\partial t^2} = -\frac{4\pi e^2 n}{m} n' + \frac{kT_e}{m} \frac{\partial^2 n'}{\partial x^2}. \quad (12.8)$$

Это — волновое уравнение; его частное решение можно искать в виде:

$$n' = A \sin(\omega t + kx), \quad (12.9)$$

где  $\omega$  — частота и  $k$  — волновое число. Подстановка решения в волновое уравнение дает:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \frac{kT_e}{m} k^2. \quad (12.10)$$

Полученное дисперсионное уравнение устанавливает связь между частотой и волновым вектором в бегущей продольной волне. Понятно, что с увеличением температуры, т. е. электронного давления, возрастает частота: градиент давления, подобно электростатическим силам, заставляет переходить электроны от мест с более высокой к местам с более низкой концентрацией. При  $T_e \rightarrow 0$  мы возвращаемся к прежнему результату: частота стремится к плазменной частоте  $\omega_p$ . Совершенно естественно и то, что влияние давления исчезает при малых значениях  $k$ , т. е. больших длинах волн: градиент  $P$  становится тем более пологим, чем больше длина волны.

При строгом рассмотрении вопроса сомножитель  $kT_e/m$  в уравнениях (12.7) — (12.10) должен быть заменен на  $3kT_e/m$ , и дисперсионное уравнение принимает вид:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \frac{3kT_e}{m} k^2, \quad (12.11)$$

или

$$\omega^2 = \omega_p^2 + v_e^2 k^2, \quad (12.12)$$

где  $v_e$  — тепловая скорость электронов.

Фазовая и групповая скорости легко определяются из последнего равенства:

$$v_p = \frac{\omega}{k} = \sqrt{v_e^2 + \left(\frac{\omega_p}{k}\right)^2} = v_e \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}, \quad (12.13)$$

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{v_e^2}{\sqrt{v_e^2 + \left(\frac{\omega_p}{k}\right)^2}} = \frac{v_e}{\omega} \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}. \quad (12.14)$$

Как мы видим, обе скорости связаны простым соотношением:

$$v_p \cdot v_g = v_e^2. \quad (12.15)$$

В полном согласии с предыдущими результатами, при  $\omega = \omega_p$  групповая скорость обращается в нуль, а фазовая скорость — в бесконечность.

В случае плазмы большой плотности заметную роль начинают играть парные электрон-ионные столкновения, и в уравнении (12.7) надлежит ввести дополнительное слагаемое, учитывающее этот эффект. В результате в решении волнового уравнения появится экспоненциальный множитель, описывающий происходящий процесс диссипации и затухание электронных волн.

Несравненно интереснее, однако, что и в бесстолкновительном режиме в области значений  $\omega > \omega_p$ , когда фазовая скорость продольных электронных волн постепенно приближается к тепловой скорости электронов, мы встречаемся со своеобразным эффектом специфического затухания волн, как только их

длина волны становится сравнимой с длиной Дебая. Мы еще вернемся в конце параграфа к этому интересному и важному вопросу, а пока заметим, что это специфическое затухание — «затухание Ландау» — не имеет никакого отношения к обычному столкновительному затуханию плазменных волн при больших плотностях плазмы, а является результатом коллективного взаимодействия частиц.

В целях наглядности на рис. 12.1 показано изменение квадрата показателя преломления электронных плазменных волн, т. е. величины  $N^2 = c^2/v_p^2$  для рассматриваемого случая. Пунктирная часть дисперсионной кривой отвечает области, где сильно сказывается поглощение за счет затухания Ландау.

Мы начали рассмотрение вопроса о колебаниях и волнах в плазме, сделав естественное допущение, что массивные ионы остаются в покое. В итоге было получено дисперсионное уравнение

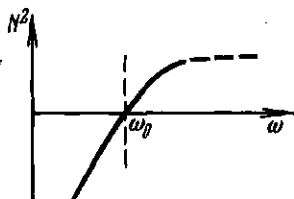


Рис. 12.1. Зависимость квадрата показателя преломления электронных плазменных волн от частоты.

для высокочастотных электронных колебаний. Это главный вид колебаний, возникающих в плазме. Аккуратный учет движения ионов практически не сказывается на форме этой высокочастотной ветви плазменных колебаний. Но в области низких частот, при  $\omega \ll \omega_p$ , появляется новая ветвь колебаний, возникающая только за счет движения ионов. Смещения ионов происходят значительно медленнее, чем смещения электронов; поэтому для каждого распределения потенциала, образованного мгновенным расположением ионов, успевает установиться равновесное распределение электронов.

Мы не будем проследивать вывод дисперсионного уравнения для этого случая, а приведем прямо конечный результат. Если температура ионов низкая и тепловым движением можно пренебречь, то ионные плазменные колебания происходят с ионной плазменной частотой:

$$(\omega_p)_i = \left( \frac{4\pi e^2 n}{M} \right)^{1/2}. \quad (12.16)$$

Учет теплового движения приводит к появлению бегущих продольных волн с дисперсионным уравнением

$$\omega^2 = k^2 \left( v_i^2 + \frac{(m/M) v_e^2}{1 + k^2 (v_e^2/\omega_p^2)} \right). \quad (12.17)$$

Здесь  $v_i$  — тепловая скорость ионов, остальные символы имеют прежнее значение.

Сравнительно громоздкое выражение (12.17) принимает более простой вид в двух крайних случаях: коротких и длинных волн. Если длина волны значительно превышает длину Дебая, то величиной  $k^2 v_e^2/\omega_p^2$  в формуле (12.17) можно пренебречь по сравнению с единицей, и мы получаем:

$$\omega^2 = k^2 \left( v_i^2 + \frac{m}{M} v_e^2 \right). \quad (12.18)$$

Последнее уравнение описывает распространение в плазме продольных волн с фазовой скоростью  $v_p$ , которая совпадает в данном случае с групповой скоростью  $v_g$ :

$$v_p = v_g = \left( v_i^2 + \frac{m}{M} v_e^2 \right)^{1/2} = \left( \frac{2k(T_i + T_e)}{M} \right)^{1/2}. \quad (12.19)$$

Вспоминая известное выражение для скорости звука в газе, можно сказать, что уравнение (12.19) дает выражение для скорости «ионного звука» в плазме; вместо температуры газа здесь появляется сумма температур ионов и электронов, отнесенная к массе иона. Затухание Ландау приводит к тому, что ионный звук может распространяться в плазме только при  $T_e \gg T_i$ , когда его скорость сильно превышает тепловую скорость ионов (так называемый «ионный звук с электронной температурой»). Заметим

еще, что рассмотренное приближение длинных волн соответствует пренебрежению объемным зарядом, т. е. совместным колебаниям электронов и ионов без нарушения квазинейтральности плазмы.

Противоположный крайний случай коротких длин волн приводит к дисперсионному уравнению вида:

$$\omega^2 = (\omega_p)_i^2 + k^2 v_i^2. \quad (12.20)$$

Затухание Ландау исключает распространение этих волн. В итоге вся ионная ветвь плазменных колебаний ограничена областью низких частот.

Перейдем теперь к следующему вопросу, который пока оставался в тени. Каков механизм генерации плазменных колебаний? Наличие колебаний в плазме газового разряда было установлено в прямых экспериментах еще в конце двадцатых годов. Создав при помощи внешних электродов емкостную связь между плазмой, образованной газовым разрядом в сосуде с изолирующими стенками, и лехеровской системой, Тонкс и Ленгмюр [107] в своих классических исследованиях обнаружили колебания с длиной волны порядка десятков сантиметров. В те же годы Штеенбек показал (см. [20], стр. 306), что измеренные значения длины волны совпадают с вычисленными по формуле (12.6) в пределах 15% точности.

Но почему, собственно говоря, вообще удается обнаружить колебания электронов плазмы путем возбуждения лехеровской системы от плазмы разряда? Если энергия колебаний находится в тепловом равновесии с электронным газом, то регистрирующему устройству может быть передана только энергия порядка  $kT_e$ , которая слишком мала, чтобы быть обнаруженной. Приходится предположить, что электронные колебания черпают энергию не от случайных статистических эффектов в равновесной плазме, а от некоторого фактора, систематически подводящего энергию, систематически раскачивающего электроны.

Таким фактором служат упорядоченные потоки электронов, существующие при определенных условиях в газоразрядной плазме, а механизмом передачи энергии является своеобразный резонансный эффект, аналогичный эффекту Вавилова — Черенкова. Остановимся на этом вопросе несколько подробнее.

Пусть функция распределения электронов в плазме по компоненте скорости в выделенном направлении  $x$  изображается кривой, приведенной на рис. 12.2а. В равновесной плазме при максвелловском распределении  $f(v_x)$  есть монотонно убывающая функция. Если в плазме присутствует группа электронов, движущихся в данном направлении с упорядоченной скоростью  $v_1$ , то на фоне плавно убывающей кривой  $f(v_x)$  при  $v_x = v_1$  появится максимум, величина которого будет зависеть от интенсивности пучка электронов (см. рис. 12.2б). Сопоставим с этой группой виртуальную волну, распространяющуюся в том же направлении  $x$  с фазовой скоростью  $v_p$ , немного меньшей, чем  $v_1$ . Возникнув за счет теп-

ловой флуктуации, эта волна будет далее черпать энергию от электронного пучка. Действительно, интуитивно ясно, что электроны пучка, слегка обгоняющие волну, будут сообщать волне энергию, «подталкивая» ее, увеличивая амплитуду колебаний. Напротив того, слегка запаздывающие электроны будут отбирать

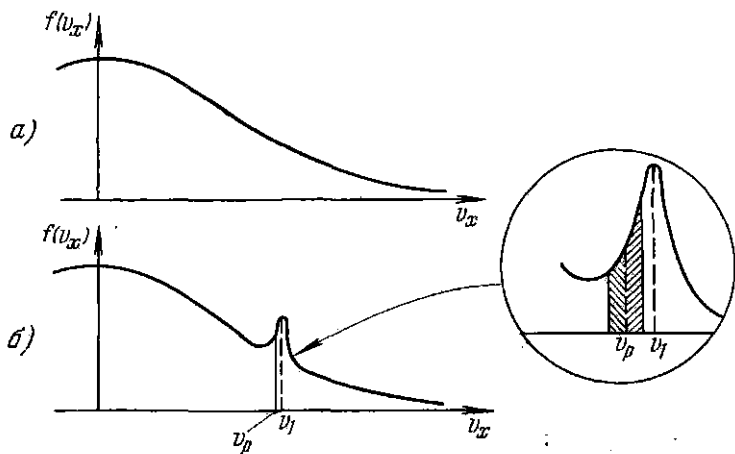


Рис. 12.2. Распределение электронов по компоненте скорости  $v_x$  в случае максвелловского распределения (а) и при наличии группы электронов, движущихся в данном направлении с упорядоченной скоростью  $v_1$  (б).

энергию у волны, приводя к ее затуханию. Но число более быстрых электронов превышает число более медленных,

$$n_2 > n_1, \text{ если } \frac{\partial f}{\partial v_x} > 0,$$

а это условие выполняется, когда имеется горб на функции распределения, т. е. в плазме распространяется пучок частиц. Обратный случай реализуется при условии

$$n_2 < n_1, \text{ т.е. при } \frac{\partial f}{\partial v_x} < 0,$$

что имеет место в равновесной плазме. Распространяющаяся в плазме волна будет при этом постепенно затухать, передавая энергию электронам плазмы, — происходит затухание Ландау.

Такова качественная картина, описывающая генезис плазменных колебаний при наличии электронного пучка и механизм бесстолкновительного затухания этих колебаний в равновесной плазме.

К такому же выводу приводят и следующие простые рассуждения. Пусть скорость электронов в пучке отличается от фазовой скорости волны на небольшую величину

$$\Delta v = v_1 - v_p.$$

Постепенно обгоняя волну, электроны попадают в тормозящее электрическое поле и при достаточно малом значении  $\Delta v$  изменяют направление своего движения относительно волны. Вместо обгоняющих электронов появляются запаздывающие: в системе координат, движущейся со скоростью  $v_p$ , электроны пучка испытали отражение, т. е.  $\Delta v$  изменило знак.

Нетрудно оценить потерю энергии  $\Delta \mathcal{E}$ , испытанную электроном при отражении от потенциального рельефа волны. До торможения скорость электрона была  $v_p + \Delta v$ , после торможения  $v_p - \Delta v$ , поэтому

$$\Delta \mathcal{E} = \frac{1}{2} m [(v_p + \Delta v)^2 - (v_p - \Delta v)^2] = 2m v_p \Delta v.$$

Если электрическое поле волны описывается формулой вида

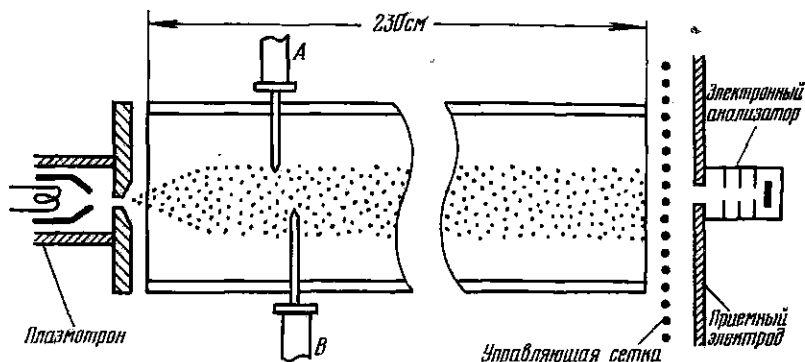


Рис. 12.3. Схема прибора для наблюдения бесстолкновительного затухания Ландау.

$E = E_0 \sin kx$ , то глубина потенциального рельефа, очевидно, будет:  $e\phi = 2eE_0/k$ , и интервал значений  $\Delta v$ , при которых происходит отражение, определится соотношением

$$\Delta v < \left( \frac{2eE_0}{km} \right)^{1/2}.$$

Легко понять, что электроны пучка, скорость которых сначала была меньше фазовой скорости волны, которые подгонялись волной, испытывая отражение от потенциального рельефа волны, будут приобретать энергию такой же величины  $\Delta \mathcal{E}$ . Прежним будет и интервал значений  $\Delta v$ .

Будет ли в итоге происходить раскачка или затухание колебаний и соответственно потеря или приобретение энергии электронами в плазме — определится снова соотношением между числом более быстрых и более медленных электронов, т. е. знаком функции распределения  $f(v_x)$ .

Все сказанное приобрело бы несравненно большую убедительность в случае прямой экспериментальной проверки. Генерация плазменных колебаний была продемонстрирована в опытах Ленгмюра и Тонкса. Экспериментальное подтверждение существования затухания Ландау было получено в недавних опытах Мальмберга, Уортона и Драммонда [108]. Рассмотрим вкратце результаты этих опытов.

Затухание электронных плазменных волн, распространяющихся по цилиндрическому плазменному столбу, было измерено в условиях, когда столкновительное затухание играло пренебре-

жимо малую роль, а распределение электронов по энергиям было максвелловское. Схема использованного прибора приведена на рис. 12.3. Источник плазмы (так называемый плазмотрон, мы не останавливаемся на его конструкции) размещен в левой торцевой части цилиндрического сосуда (длина 230 см, диаметр 10 см), справа находится электрод под отрицательным потенциалом, служащий приемником ионов плазмы. Небольшое продольное магнитное поле стабилизирует границы плазмы в поперечном направлении, делает условия опыта более «одномерными».

Никакого влияния на распространение продольных колебаний вдоль оси прибора это поле не оказывает. Типичные параметры водородной плазмы, с которой проводились эксперименты, таковы: плотность  $10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$ , температура электронов 5—10 эв.

Продольная электронная волна возбуждалась в плазме с помощью ВЧ колебаний, подаваемых на неподвижный зонд А; колебательная мощность в плазме была на уровне  $1 \text{ мквт/см}^2$ . Для наблюдения возникших колебаний служил второй ленгмюровский зонд В, который мог перемещаться вдоль оси сосуда и регистрировать пространственное затухание волны. Результаты измерений представлены на рис. 12.4; на верхней кривой в логарифмическом масштабе показано изменение принимаемой мощности в зависимости от положения зонда, на нижней — результат интерференции сигнала с зонда с опорным (соответственно ослабленным) сигналом от генератора. Как видно из графиков, длина затухания, на которой амплитуда волны уменьшается в  $e$  раз, порядка 10 см. Между тем столкновительная длина превышала 40 метров; она определялась в основном столкновениями электронов с нейтральными частицами остаточного газа. Различие достигает 400 раз. Красноречивые цифры.

Однако это еще не все. Строгая теория затухания по Ландау позволяет найти численное значение коэффициента затухания,

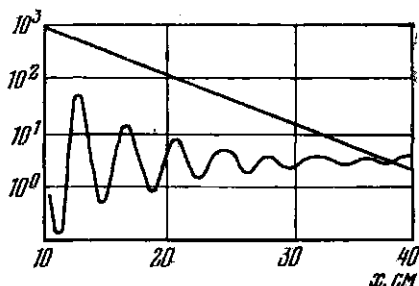


Рис. 12.4. Результаты измерения затухания Ландау.



— отношение мнимой части волнового числа  $k_i$  к действительной  $k_r$ , — в зависимости от квадрата отношения фазовой скорости волны к средней тепловой скорости электронов в плазме. Из приведенной выше качественной картины процесса затухания ясно, что затухание должно ослабевать по мере того, как все меньшее число частиц плазмы начинает участвовать во взаимодействии с волной, — иными словами, по мере того, как мы переходим в область хвоста функции максвелловского распределения. Точнее,

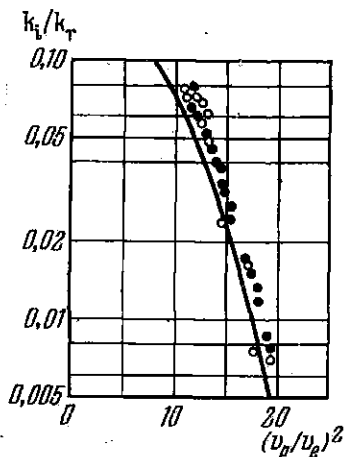


Рис. 12.5. Зависимость коэффициента затухания от квадрата отношения фазовой скорости волны к средней тепловой скорости электронов плазмы.

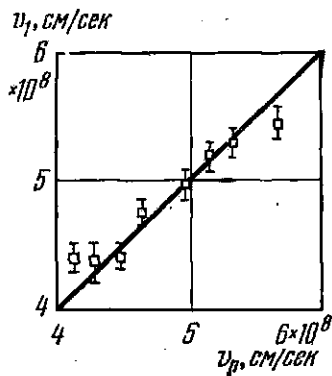


Рис. 12.6. График  $v_1 = f(v_p)$ : затухание уменьшается при исключении из плазмы быстрых электронов, скорость которых совпадает с фазовой скоростью.

число частиц в интервале  $\Delta v$  вблизи резонансного значения  $v_p$  убывает как  $\exp(-v_p^2/v_e^2)$ .

На рис. 12.5 приведен график  $k_i/k_r = f(v_p^2/v_e^2)$  в логарифмическом масштабе. Экспериментальные точки, полученные для двух режимов работы прибора, хорошо согласуются с теоретической кривой. Замечательно, что это согласие достигнуто без использования какой-либо подгоночной нормировки и каких-либо эмпирических коэффициентов.

Наконец, в той же серии опытов было показано, что затухание действительно определяется резонансными электронами. Меняя потенциал сетки, расположенной перед торцевым электродом, можно было устранять из плазмы наиболее быстрые электроны. Когда потенциал сетки принимал значение, при котором из плазмы оказывались исключенными электроны со скоростью  $v_1$ , равной фазовой скорости возбужденной волны, затухание резко ослабевало. Рис. 12.6 иллюстрирует сказанное: скорости  $v_1$  и  $v_p$  равны.

Заканчивая на этом краткий обзор свойств продольных плазменных колебаний и волн, т. е. волн, которые возникают в плазме «сами по себе» и развиваются затем за счет механизма пучкового возбуждения, перейдем к вопросу о распространении поперечных волн. По-прежнему предполагаем, что магнитное поле отсутствует, что плазма однородна и электрон-ионные столкновения игнорируются [учет электрон-ионных столкновений см. в § 23, — формула (23.6)].

Пусть через плазму распространяется обычная электромагнитная волна. Введем понятие о диэлектрической постоянной плазмы на основе стандартного определения:

$$D = \varepsilon E = E + 4\pi P \text{ и } \varepsilon = D/E;$$

здесь  $D$  и  $E$  — индукция и напряженность поля,  $P$  — электрический момент единицы объема. Будем считать, что бегущая через плазму плоская поперечная волна — чисто гармоническая с частотой  $\omega$ . Тогда

$$E = \exp(i\omega t),$$

и уравнение движения для электрона можно записать в виде:

$$m\ddot{\xi} = -eE, \quad (12.21)$$

где  $\xi$  — смещение электрона из равновесного положения под действием электрического поля волны. Вынужденные колебания электронов будут происходить с той же частотой  $\omega$  и, следовательно,

$$-m\omega^2\xi = -eE$$

или

$$\xi = \frac{e}{m\omega^2} E. \quad (12.22)$$

Для момента единицы объема теперь можно написать:

$$P = -en_e\xi = -\frac{e^2n_e}{m\omega^2} E;$$

тогда

$$D = E - \frac{4\pi n_e e^2}{m\omega^2} E. \quad (12.23)$$

Таким образом,

$$\varepsilon = N^2 = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2, \quad (12.24)$$

или, так как  $k = (\omega/c)N$ , то соответствующее дисперсионное уравнение может быть написано в виде:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2c^2. \quad (12.25)$$

Для фазовой и групповой скорости получаем очевидные выражения:

$$v_p = \frac{\omega}{k} = \frac{c\omega}{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}, \quad (12.26)$$

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{\omega} \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}. \quad (12.27)$$

Полученные формулы показывают, что для частот  $\omega > \omega_p$  волна распространяется через плазму с фазовой скоростью, превышающей скорость света. При  $\omega = \omega_p$  фазовая скорость обращается в бесконечность, связь между частотой и волновым числом исчезает. В области низких частот, при  $\omega < \omega_p$ , диэлектрическая постоянная принимает отрицательные значения, а коэффициент преломления — чисто мнимый. Это значит, что распространение волны внутри плазмы невозможно: падающее на плазму излучение с  $\omega < \omega_p$  отразится от поверхности раздела. Качественно физика происходящего процесса такова: электроны плазмы под действием электрического поля волны за время  $\tau = 1/\omega$  успевают создать электрический ток, магнитное поле которого складывается с магнитным полем волны. В результате волновой вектор поворачивается и волна отразится от плазмы. Иными словами, в рассматриваемых условиях электроны успевают следовать за вынуждающей силой, — область частот лежит ниже резонансного значения.

Мы еще вернемся к обсуждению вопроса о прохождении электромагнитных волн через плазму в связи с описанием метода микроволновой диагностики, а сейчас заметим, что эффект отражения волн от плазмы при  $\omega < \omega_p$  проявляется с исключительной наглядностью в радиосвязи на коротких волнах. Под действием коротковолнового излучения Солнца происходит ионизация верхних слоев атмосферы. В ночное время ионизация прекращается и концентрация атмосферной плазмы падает за счет рекомбинации. Плотная плазма, возникающая в дневное время, отражает более короткие радиоволны, чем разреженная плазма ночью:

$$(\omega_p)_{\text{дневн.}} > (\omega_p)_{\text{ночн.}}$$

В результате днем обеспечивается более далекая радиосвязь на коротких волнах благодаря отражению от ионосферного слоя. Ночью те же длины волн проникают на большую глубину в ионосферу и в ней поглощаются.

### § 13. Колебания и волны в плазме при наличии магнитного поля

Если плазма находится в магнитном поле, ситуация существенно меняется и становится значительно более сложной. Появляется выделенное направление, среда становится анизотропной. Диэлектрическая постоянная и проводимость перестают быть скалярными

ми величинами, а должны рассматриваться как тензоры. Возрастает число возможных ветвей колебаний.

Наш обзор по необходимости делается еще более кратким.

Введем, прежде всего, понятие о диэлектрической постоянной плазмы в направлении, перпендикулярном к магнитному полю. В безграничной плазме проводимость плазмы поперек поля равна нулю и введение  $\epsilon_{\perp}$  вполне оправдано, даже для случая статического поля.

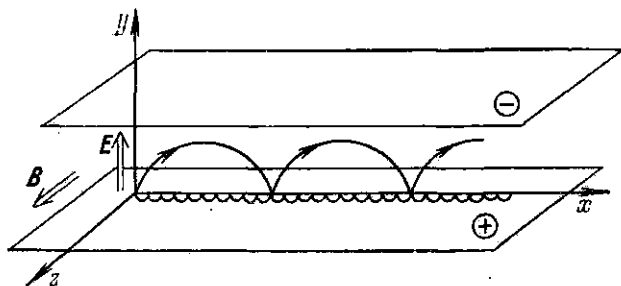


Рис. 13.1. Поляризация плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Рассмотрим плазму, находящуюся в плоском конденсаторе неограниченной длины и ширины.

Как уже было разъяснено раньше, под действием  $E_{\perp}$  в замагниченной плазме возникает дрейф электронов и ионов, происходящий в одном и том же направлении, по нормали к векторам  $E$  и  $B$ , с одной и той же скоростью:

$$u_i = u_e = c \frac{E}{B}.$$

В процессе дрейфа разноименные заряды раздвигаются на величину порядка половины высоты циклоиды ионов (см. рис. 13.1), т. е.

$$\Delta z \approx \rho_i = \frac{Muc}{eB} = \frac{Mc^2}{e} \cdot \frac{E}{B^2}.$$

Иными словами, плазма поляризуется, причем поляризация единицы объема будет

$$P = en_e \Delta z.$$

По определению

$$\epsilon_{\perp} E = E + 4\pi P,$$

откуда для диэлектрической постоянной получаем:

$$\epsilon_{\perp} = 1 + 4\pi (P/E) = 1 + 4\pi n_e (\Delta z/E).$$

Таким образом, окончательное выражение  $\epsilon_{\perp}$  для замагниченной плазмы имеет вид

$$\epsilon_{\perp} = N_{\perp}^2 = 1 + 4\pi n_e (Mc^2/B^2). \quad (13.1)$$

Численные оценки показывают, что  $\epsilon_{\perp}$  велико даже в случае сравнительно редкой плазмы и сильного магнитного поля. Пусть, например,  $B = 10^4$  гс и  $n = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>; тогда  $\epsilon_{\perp} = N_{\perp}^2 = 1 + 60\pi \approx 200$ . Поэтому в большинстве интересующих нас случаев с хорошей точностью можно будет пользоваться приближенным выражением:

$$\epsilon_{\perp} \approx 4\pi n_e M c^2 / B^2 = 4\pi \rho c^2 / B^2, \quad (13.2)$$

где  $\rho$  — плотность вещества.

Рассмотрим теперь поперечную плоскополяризованную электромагнитную волну, входящую в плазму и распространяющуюся вдоль магнитного поля так, что электрический вектор волны  $\vec{E}$  ориентирован перпендикулярно к вектору внешнего магнитного поля. Как всегда, остаемся в рамках линейной теории, т. е. ограничиваемся случаем малых амплитуд. Для определения фазовой скорости волны мы можем воспользоваться обычной формулой  $v = c/N_{\perp}$ ; но в качестве коэффициента преломления взять  $N_{\perp}$ , так как  $\vec{E}$  перпендикулярно к внешнему магнитному полю. Тогда

$$v_A = \frac{c}{N_{\perp}} \approx \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (13.3)$$

Такова скорость сильно замедленных (обычно  $N_{\perp} \gg 1$ ) поперечных электромагнитных волн, распространяющихся в замагниченной плазме\*). Возможность существования подобных волн была предсказана в 1942 г. шведским физиком Альфвеном [109], и они так и называются альфвеновскими, или собственно магнитогидродинамическими волнами.

Следует иметь в виду, что изучаемые волны отвечают существенно низкочастотным колебаниям. Действительно, как вытекает из самого вывода формулы (13.1), который основан на понятии дрейфа частиц в скрещенных полях, поля должны быть квазистационарны, т. е. период колебаний волны должен быть много больше циклотронного периода для более медленных частиц (т. е. ионов). В сущности, это эквивалентно условию адиабатичности:

$$\tau \gg T_{\text{цикл}} \quad \text{или} \quad \omega \ll \omega_i,$$

где  $\omega$  — частота распространяющихся гидромагнитных колебаний, а  $\omega_i$  — ларморовская частота ионов. Для водородной плазмы

\*) Напомним, что «замагниченность» плазмы означает, что ионная ларморовская частота превышает частоту электрон-ионных столкновений. В нашем стандартном примере, при  $n_e \sim 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e \sim 10^8$  °К и  $B \sim 5 \cdot 10^4$  гс, получается:  $(\nu_{ei})$  столкн  $= 20n_e/T_e^{3/2} \approx 2 \cdot 10^4$  гц;  $(\nu_i)$  лармор  $\approx 10^8$  гц. Для редких плазм (интересные примеры относятся к астрофизике) замагниченность выражена еще в большей степени.

подстановка численных значений констант дает:

$$\omega \ll 10^4 B,$$

и при «рабочих» полях  $5 \cdot 10^4$  эс написанное условие принимает вид:

$$\omega \ll 5 \cdot 10^8 \text{ рад/сек, или } \nu \ll 100 \text{ Мгц.}$$

Для наглядности полезно построить график, представляющий зависимость величины  $v_A$  от магнитного поля для ряда значений  $\rho$ . Разумеется, при малых значениях  $4\pi\rho c^2/B^2$  нельзя пользоваться приближенным выражением для  $\epsilon_{\perp}$  и скорость альфвеновских волн должна вычисляться по формуле:

$$v_A = \frac{c}{N_{\perp}} = \frac{c}{\sqrt{1 + 4\pi\rho c^2/B^2}}, \quad (13.4)$$

которая в предельном случае редких плазм и сильных магнитных полей дает  $v_A \rightarrow c$ , т. е. отвечает распространению гидромагнитных волн со скоростью света. Рисунок 13.2 иллюстрирует сказанное.

Если электромагнитная волна распространяется через замагниченную плазму перпендикулярно к направлению внешнего магнитного поля и электрический вектор волны образует прямой угол с вектором  $\mathbf{B}$ , то в качестве диэлектрической постоянной, как и в предыдущем случае, следует воспользоваться величиной  $\epsilon_{\perp}$ ; в результате скорость волны определится по прежней формуле:

$$v_A = \frac{c}{N_{\perp}} \approx \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}.$$

Снова применимость написанного выражения ограничена областью низкочастотных колебаний. По причинам, которые будут разъяснены ниже, эти волны называются магнитно-звуковыми.

Если электрический вектор волны параллелен вектору внешнего магнитного поля, то поле никакого влияния на распространение волны не будет оказывать.

Как видно из формулы (13.3), фазовая скорость не зависит от частоты и для альфвеновских волн, и для волн, распространяющихся поперек поля, у которых  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ ; величина  $v_A$  полностью определяется плотностью плазмы и напряженностью внешнего магнитного поля. Это означает, что фазовые и групповые скорости рассматриваемых волн совпадают, т. е. дисперсия отсутствует подобно тому, как это имеет место для обычных электромагнитных

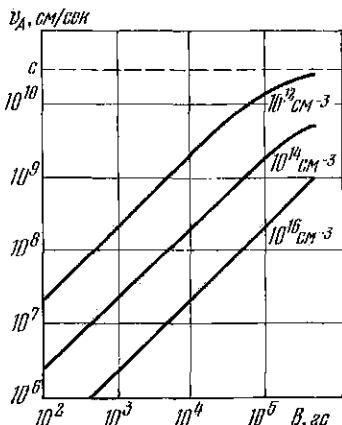


Рис. 13.2. Зависимость скорости альфвеновской волны от магнитного поля для нескольких значений плотности плазмы.

волн в вакууме. Сказанное справедливо, однако, только до тех пор, пока частота колебаний мала по сравнению с резонансными частотами плазмы. Остановимся сначала на случае волны, распространяющейся вдоль магнитного поля.

Как было указано выше, вся картина дрейфовых движений, с помощью которых была сконструирована величина  $\epsilon_{\perp}$ , теряет смысл при  $\omega \sim \omega_i$ . Пояснение событий, происходящих по мере приближения  $\omega$  к  $\omega_i$ , таково. Плоскополяризованная волна может быть представлена в виде суперпозиции двух волн, поляризованных по кругу. В одной из них электрический вектор вращается в том же направлении, что и положительный ион, совершающий вращение по ларморовской окружности в данном магнитном поле. В другой — направление вращения отвечает направлению вращения электрона. На языке оптики первая ветвь колебаний называется обыкновенной волной, вторая — необыкновенной. Когда  $\omega \sim \omega_i$ , ионы плазмы, вращающиеся по ларморовским кружкам, оказываются в резонансе с колебаниями электрического вектора обыкновенной волны. Ионы отбирают энергию у волны, и волна затухает. Как всегда в оптике, область резонанса — это область аномальной дисперсии: коэффициент преломления стремится к бесконечности, а фазовая скорость обыкновенной волны приближается к нулю. Непосредственно перед строгим резонансом коэффициенты преломления плазмы для обыкновенной и необыкновенной волны резко отличаются, т. е. среда делается сильно двулучепреломляющей. При  $\omega > \omega_i$  через плазму распространяется только необыкновенная волна. По мере дальнейшего увеличения частоты величина  $N_{\perp}$  для необыкновенной волны проходит через минимум, а затем, когда  $\omega \rightarrow \omega_e$  и мы вновь приближаемся к резонансу, на этот раз электронному циклотронному,  $N_{\perp}$  устремляется к бесконечности, а фазовая скорость необыкновенной волны — к нулю. Рисунок 13.3 поясняет сказанное.

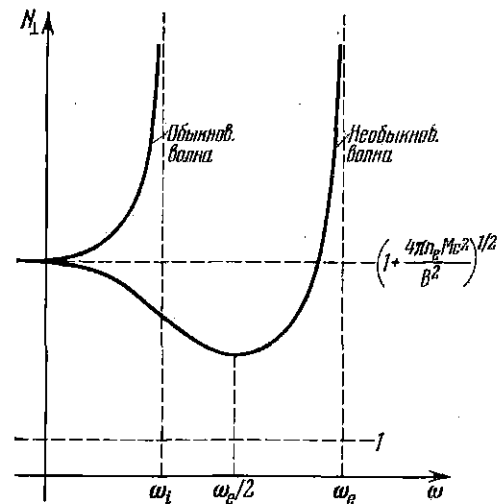


Рис. 13.3. Зависимость коэффициента преломления замагниченной плазмы от частоты.

Рис. 13.3. Зависимость коэффициента преломления замагниченной плазмы от частоты.

В случае волн, распространяющихся поперек поля, также существуют резонансные частоты, а следовательно, и область аномальной дисперсии. Приведем только окончательные результаты. В редкой плазме резонансные частоты совпадают с ионной и элек-

тронной циклотронными частотами. В общем случае выражения для обеих резонансных частот имеют вид:

$$\omega_1^2 = \omega_i \omega_e \frac{\omega_p^2 + \omega_i \omega_e}{\omega_p^2 + \omega_e^2}, \quad \omega_2^2 = \omega_p^2 + \omega_e^2. \quad (13.5)$$

В пределе плотной плазмы, когда  $\omega_p \gg \omega_e$ , нижняя резонансная частота  $\omega_1$  приближается к средней геометрической из электронной и ионной циклотронных частот, а верхняя  $\omega_2$  — к плазменной частоте. Принятая терминология такова: частота  $\omega_1$  называется нижней гибридной частотой,  $\omega_2$  — верхней гибридной. При частоте  $\omega < \omega_1$  в плазме распространяются магнитно-звуковые волны; в промежуточной области, когда  $\omega_1 < \omega < \omega_2$ , строго поперек поля распространение волн невозможно; при  $\omega > \omega_2$  через плазму бегут высокочастотные волны.

Мы ограничились рассмотрением простейших случаев, когда волновой вектор совпадал по направлению с вектором магнитного поля или был ориентирован под прямым углом. В общем случае косых волн анализ вопроса резко усложняется и лежит далеко за поставленными рамками.

Подойдем теперь к проблеме распространения через плазму низкочастотных колебаний, альфвеновских или магнитно-звуковых волн, пользуясь совсем иным набором представлений. Мы не получим при этом новых количественных результатов, но физическая сущность происходящих процессов выступит в новом освещении и станет во многом яснее. Плазма будет рассматриваться в духе магнитной гидродинамики, как непрерывная, хорошо проводящая среда, размеры которой велики по сравнению с длиной пробега частиц. Свойства плазмы — ее плотность, температуру и т. д. — будем считать медленно меняющимися в пространстве и во времени.

Выделим внутри плазмы материальный контур произвольной формы. Произвольное внешнее электрическое поле создаст в контуре ток, который в свою очередь породит магнитное поле. Независимо от происхождения электрического поля, было ли оно вызвано изменением внешних магнитных полей, в которые погружена плазма, или явилось результатом движения контура, появившийся в контуре ток и сцепленное с ним магнитное поле изменят поток, пронизывающий контур, и, следовательно, создадут электродвижущую силу самоиндукции. При этом, в согласии с правилом Ленца, индуцированный ток стремится компенсировать изменение внешнего потока. Чем меньше сопротивление контура и чем больше индуктивность, тем медленнее будут происходить соответствующие изменения. Напомним известный пример: экстраток размыкания катушки по закону  $\exp\left(-\frac{R}{L} t\right)$ , где  $R$  — сопротивление контура и  $L$  — его индуктивность.

Если выделенный в плазме контур смещается поперек поля, так что поток, пронизывающий контур, должен был бы измениться,



то индуцируемые в плазме токи создадут такие магнитные поля, которые, складываясь с первичным полем, будут обеспечивать постоянство исходного потока. Другими словами, произойдет смещение силовых линий вслед за средой, вслед за материальным контуром. Увлечение силовых линий оказывается тем более полным, чем выше проводимость. Еще одна формулировка той же мысли: в идеальном проводнике пересечение силовых линий вызывало бы, за счет возникшей э.д.с., появление сколь угодно больших токов, что невозможно. Следовательно, э.д.с. не возникает, а силовые линии увлекаются вслед за проводящим контуром.

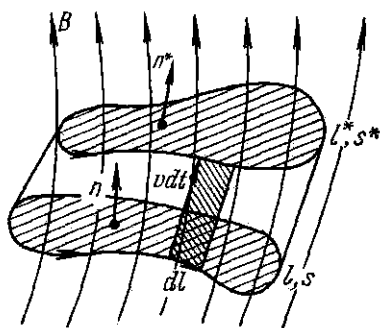


Рис. 13.4. Изменение магнитного потока через произвольный контур при его деформации и перемещении в хорошо проводящей плазме.

Итак, качественная картина ясна: при движении хорошо проводящей плазмы магнитное поле увлекается вместе с плазмой. Силовые линии как бы «приклеены» к частицам вещества, магнитное поле «вморожено» в плазму. Изменение плотности плазмы должно соизмеряться соответствующим изменением густоты силовых линий.

Проведем более строгое рассуждение. Выделим в проводящей жидкой среде, погруженной в магнитное поле, произвольный материальный контур  $l$ , охватывающий площадку  $s$ . При движении среды со скоростью  $v$  через время  $dt$  контур займет новое положение  $l^*$ , охватывая площадку  $s^*$ . Поток, пронизывающий контур, изменится как за счет изменения самого вектора  $\mathbf{B}$  за время  $dt$ , так и за счет изменения площади  $s$ , т. е.

$$d\Phi = dt \int_{s(t)} \frac{\partial B_n}{\partial t} ds + \left( \int_{s^*(t+dt)} B_n ds^* - \int_{s(t)} B_n ds \right). \quad (13.6)$$

При смещении контура площадка  $s$  опишет объем  $dV$  (см. рис. 13.4) с боковой поверхностью  $s_1$ , элемент которой равен

$$ds_1 = v dl dt.$$

Выберем направление обхода по контуру так, чтобы направление внешней нормали к боковой поверхности  $s_1$  совпало с направлением вектора  $[dl \ v] dt$ . При этом нормаль к площадке  $s$  будет направлена внутрь объема  $dV$ , а нормаль к площадке  $s^*$  — наружу. Полный поток через замкнутую поверхность, окружающую объем  $dV$ , равен нулю, в силу  $\text{div } \mathbf{B} = 0$ . Тогда:

$$\int_{s^*} B_n ds^* - \int_s B_n ds + \int_{s_1} \mathbf{B} [dl \ v] dt = 0,$$

или

$$\int_{s^*} B_n^* ds^* - \int_s B_n ds = dt \int_l \mathbf{B} [v dl].$$

Следовательно, равенство (13.6) можно переписать в виде:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \int_s \frac{\partial B_n}{\partial t} ds - \int_l [v\mathbf{B}] dl. \quad (13.7)$$

С другой стороны, для идеального проводника, т. е. при  $\sigma \rightarrow \infty$ , закон Ома, записанный в виде  $\mathbf{j} = \sigma \left[ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [v\mathbf{B}] \right]$ , дает:

$$\mathbf{E} = - \frac{1}{c} [v\mathbf{B}]. \quad (13.8)$$

Тогда в силу уравнения Максвелла  $\text{rot } \mathbf{E} = - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$  имеем:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot} [v\mathbf{B}]. \quad (13.9)$$

Интегрируя по площадке  $s$  и пользуясь теоремой Стокса

$$\int_s \frac{\partial B_n}{\partial t} ds = \int_s \text{rot}_n [v\mathbf{B}] ds = \int_l [v\mathbf{B}] dl$$

и сравнивая с (13.7), получим окончательно:

$$\frac{d\Phi}{dt} = 0. \quad (13.10)$$

*Магнитный поток через произвольный контур, выделенный в плазме с идеальной проводимостью, остается постоянным.* Такова краткая формулировка теоремы вмороженности силовых линий.

Вернемся к вопросу о распространении волн в замагниченной плазме.

Пусть волновой вектор электромагнитной волны направлен вдоль силовых линий однородного внешнего поля. Тогда магнитный вектор волны (так же, как и электрический!) перпендикулярен к силовой линии и распространение волны вдоль поля отвечает картине изогнутой силовой линии. Рисунок 13.5 поясняет сказанное. В силу теоремы вмороженности в волновой процесс окажется вовлеченным и вещество: одновременно с искривлением силовых линий будут смещаться частицы плазмы.

Скорость распространения волны легко найти из следующей наглядной и интересной аналогии. Силовая линия рассматривается как струна, натянутая максвелловскими натяжениями и нагруженная частицами плазмы. Как известно из теории колебаний, скорость распространения волны вдоль натянутой струны определяется формулой:

$$v = \sqrt{\Pi/\rho}, \quad (13.11)$$

где  $\Pi = B^2/4\pi$  — натяжение (максвелловское),  $\rho$  — плотность струны. Таким образом, и в этой картине мы приходим к представлению о бегущих поперечных волнах, распространяющихся вдоль поля с альфеновской скоростью

$$v = v_A = B/\sqrt{4\pi\rho}.$$

Предположим теперь, что волновой вектор электромагнитной волны ориентирован перпендикулярно к силовым линиям магнитного поля, причем  $\vec{B}$  направлен параллельно или антипараллельно

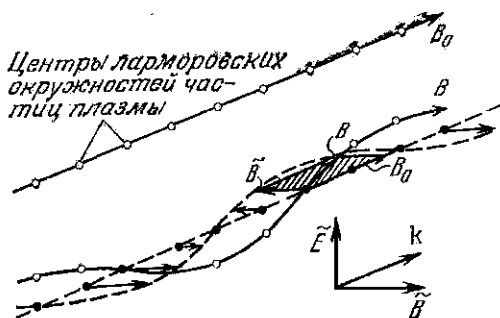


Рис. 13.5. Механическая модель распространения альфеновских волн в плазме.

линиям поля, а электрический вектор волны по-прежнему перпендикулярен к внешнему полю (напомним, что в случае  $\vec{E} \parallel \vec{B}_{\text{внешн}}$

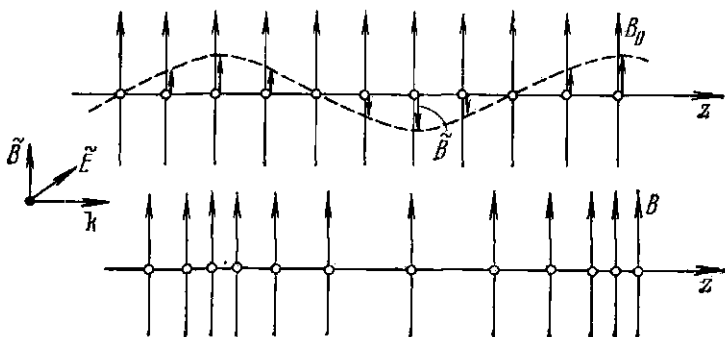


Рис. 13.6. Механическая модель распространения магнитно-звуковой волны.  
 $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}$ .

магнитное поле не оказывает влияния на распространение волн). Распространение волнового процесса в этих условиях отвечает картине то сгущающихся, то расходящихся силовых линий, а следовательно, чередованию плотности плазмы (см. рис. 13.6). Это случай магнитно-звуковых волн. Именно «сгущения» и «разре-

жения» поля и плазмы привели к появлению используемого термина, но данное обстоятельство не должно затемнять того факта, что рассматриваются поперечные электромагнитные волны, электрический и магнитный векторы которых перпендикулярны к волновому вектору. Элемент двойственности и нечеткости в терминологии возникает потому, что движение вещества, частиц плазмы, «приклеенных» к силовым линиям магнитного поля, происходит вдоль распространения волны, как и полагается в случае продольных волн, которые рассматриваются в механике жидкостей и газов. Иными словами, магнитно-звуковые колебания, распространяющиеся поперек внешнего поля, — это поперечные электромагнитные, но продольные механические волны.

Скорость распространения волн можно получить из звуковой аналогии:

$$v_{\text{магн. звука}} = \sqrt{\frac{\partial P}{\partial \rho}}; \quad (13.12)$$

здесь  $P$  — давление (магнитное!),  $\rho$  — плотность плазмы. В силу теоремы вмороженности магнитных силовых линий можно положить  $B = \alpha r$ . Поэтому:

$$\frac{\partial P}{\partial \rho} = \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \frac{B^2}{8\pi} \right) = \frac{B}{4\pi} \frac{\partial B}{\partial \rho} = \frac{B}{4\pi} \alpha = \frac{B^2}{4\pi r}.$$

Таким образом, снова появляется прежний результат:

$$v_{\text{магн. звука}} = v_A.$$

В общем случае, когда через плазму распространяется волна, отвечающая колебаниям полного давления, магнитного и газового, т. е.

$$P = P_{\text{магн}} + P_{\text{газ}},$$

скорость магнитного звука должна определяться из соотношения:

$$v^2 = v_A^2 + \gamma (P_{\text{газ}}/\rho). \quad (13.13)$$

Здесь  $\gamma$  — показатель адиабаты газового давления.

Рассмотрим теперь эксперименты [110], в которых было продемонстрировано возникновение альфвеновских волн в плазме и была определена их скорость. Схема использованного прибора приведена на рис. 13.7. Полый медный цилиндр (диаметр 150 мм, длина 850 мм) размещен внутри соленоида, создающего продольное магнитное поле порядка 10 кэс. На концах цилиндра, на пирексовых изоляторах, смонтированы медные электроды диаметром 50 мм. Прибор откачивается, а затем через него пропускается водород при равновесном давлении 0,1 мм рт. ст. Газ ионизируется пропусканием импульсного разряда от конденсаторной батареи  $C_1$  емкостью 45 мкф, заряженной до напряжения 10 кэ. Амплитудное значение разрядного тока 60 ка. После формирования плазмы между центральным электродом  $A$  и медным цилиндром разряжается батарея  $C_2$  небольшой емкости; при этом возникает радиальное

Электрическое поле и генерируется магнитогидродинамическая (альфвеновская) волна, бегущая вдоль оси  $z$ . Пришедшие колебания регистрируются на другом конце прибора в виде разности потенциалов между электродом  $B$  и медным цилиндром. Сигналы на входе и выходе прибора подаются на двухлучевой осциллограф.

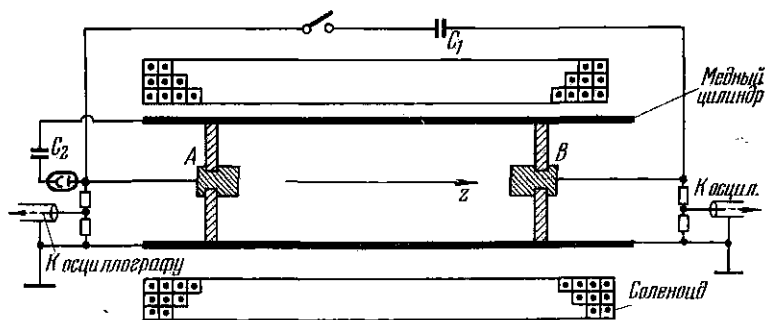


Рис. 13.7. Схема прибора для демонстрации возникновения альфвеновских волн в плазме.

Временной сдвиг между обоими сигналами определяется скоростью распространения колебаний и легко может быть найден из рассмотрения осциллограмм (см. рис. 13.8).

При вариации момента старта гидромагнитных волн относительно начала разряда, создающего плазму, скорость распространения колебаний остается постоянной, как и следует ожидать в

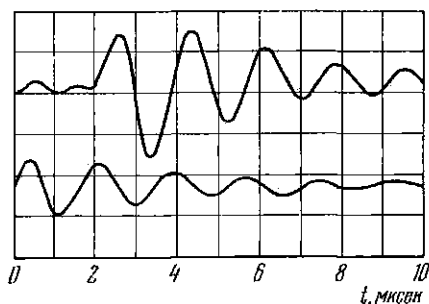


Рис. 13.8. Осциллограммы сигнала на входе и выходе прибора (соответственно нижняя и верхняя кривая), позволяющие определить скорость альфвеновских волн в плазме.

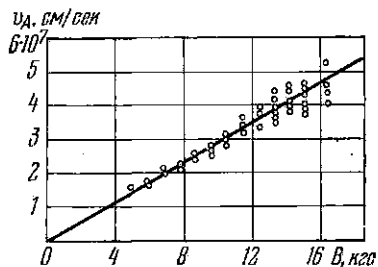


Рис. 13.9. Зависимость скорости альфвеновской волны от величины продольного магнитного поля.

предположении полной ионизации газа, иными словами — неизменности плотности плазмы, заполняющей прибор. Точно так же не меняется скорость волн при изменении разрядного напряжения батареи, генерирующей альфвеновские волны, что прямо указывает на слабое возмущение параметров плазмы этим разря-

дом. Напротив того, при изменении продольного поля в широких пределах (от 5 до 16 *кэс*) скорость волн линейно растет в соответствии с формулой (13.3); рис. 13.9 иллюстрирует сказанное. Больше того, измеренное значение хорошо согласуется с расчетным, если принять в качестве плотности плазмы величину, отвечающую полной ионизации водорода. Остается добавить, что более строгая теория предсказывает наличие затухания альфвеновских волн, обусловленного конечной проводимостью плазмы. И это предсказание теории оправдывается на опыте.

Эксперименты, в которых изучались процессы возбуждения, дисперсии и диссипации магнитно-звуковых волн, также были проведены на протяжении последних лет. Снова было обнаружено хорошее согласие между выводами теории и наблюдениями. Мы не можем, однако, больше останавливаться на этих вопросах.

## ГЛАВА V

### ВОПРОСЫ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ

#### § 14. Магнитогидродинамические неустойчивости

Плазма, нагретая до чрезвычайно высоких температур и помещенная в открытую или замкнутую магнитную ловушку, представляет собой пример системы, весьма далекой от термодинамически равновесного состояния. В средней части ловушки температура должна достигать значений порядка  $10^8$  °К, вблизи стенок она, по необходимости, не должна превышать  $10^3$  °К. Плотность частиц в типичном случае велика в центре, и снова, в силу самого принципа термоизоляции, должна быть мала вблизи границы плазмы. Наконец, и распределение частиц в пространстве импульсов может быть очень далеким от максвелловского. Столкновения между частицами, независимо от того, частые они или редкие, не меняют состояния системы, если она уже находится в полном термодинамическом равновесии. В любом другом случае столкновения будут приближать систему к равновесию. Однако переход в равновесное состояние за счет столкновений будет происходить в горячей плазме за столь большое время, что с этим процессом можно совершенно не считаться с точки зрения возможности осуществления управляемого синтеза. Несравненно опаснее те коллективные движения, которые отвечают макроскопическим дрейфовым потокам частиц по нормали к силовым линиям магнитного поля и которые возникают в результате появления электрических полей или градиентов магнитного поля, плотности или температуры. Эти движения могут быть весьма разнообразны, но все они неизмеримо быстрее, чем парные столкновения, будут нарушать первоначальное неустойчивое состояние горячей плазмы.

Существует определенная иерархия неустойчивостей — иерархия скоростей распада горячей плазмы внутри магнитной ловушки. При наложении запрета на самые «быстрые» неустойчивости среди оставшихся всегда найдется какая-то одна, оказавшаяся, в данной ситуации, самой опасной, главной из непреодоленных. Именно этот механизм разрушения исходной конфигурации будет теперь осуществлять переход плазмы к равновесию.

Приведенная на рис. 14.1 довольно наивная, но наглядная схема поясняет сказанное. Если возникшее возмущение, например нарушение исходной геометрически правильной формы границы плазменной конфигурации, нарастает во времени по закону  $e^{\gamma t}$ ,

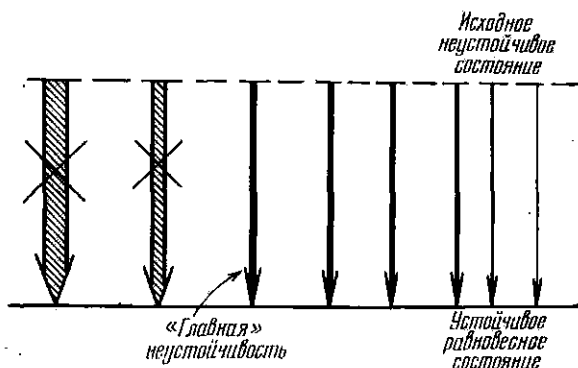


Рис. 14.1. Запрещенные и сохранившиеся неустойчивости.

то расположение неустойчивостей в ряд на рассматриваемой схеме отвечает убывающим значениям инкремента  $\gamma$  и учету геометрического масштаба, начиная с которого вступают в силу нелинейные ограничения дальнейшего роста деформации.

В теоретической физике плазмы детально проанализированы многочисленные механизмы развития неустойчивостей и предложена развернутая классификация типов неустойчивостей. Многие из этих неустойчивостей обнаружены экспериментально. Другие остаются плодами раздумий теоретиков.

Для наших целей можно ограничиться следующей приближенной схемой:

1. Неустойчивости магнитогидродинамические (неустойчивости плазменной конфигурации в обычном пространстве):

- а) желобковая,
- б) токовая (перетяжки, змейки, винтовые).

2. Неустойчивости кинетические (неустойчивости в пространстве импульсов):

- а) пучковая,
- б) конусная,
- в) дрейфово-конусная.

Первая группа неустойчивостей отвечает макроскопическим, видимым на глаз нарушениям формы плазменной конфигурации. Эти «обменные» (конвективные) или магнитогидродинамические неустойчивости характеризуются тенденцией плазмы, представляющей собой горячий газ, расширяться поперек магнитного поля, иными словами, уменьшать градиент давлений в обычном пространстве.



Вторая группа охватывает микроскопические неустойчивости, которые связаны с отклонением распределения плазменных частиц от изотропного максвелловского распределения. Они обусловлены стремлением неравновесной системы перейти в равновесное состояние и свести к минимуму величину, которую можно назвать «градиентом давлений в пространстве импульсов». Некоторые из кинетических неустойчивостей связаны с протеканием через плазму токов и будут проявляться в явлениях типа аномальной диффузии поперек поля.

Рассмотрим механическую аналогию, поясняющую происхождение желобковой неустойчивости. Предположим, что в стакане

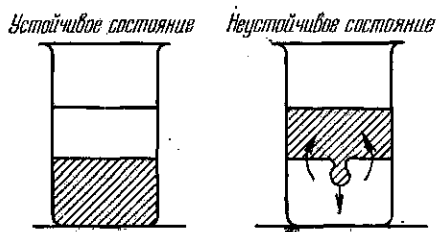


Рис. 14.2. Механическая аналогия, поясняющая происхождение желобковой неустойчивости.

имеются две несмешивающиеся жидкости разной плотности, например керосин и вода. Если легкая жидкость налита поверх тяжелой, то система может оставаться в таком состоянии неограниченно долгое время. Равновесие будет устойчивым. Совершенно иная картина получится, если попытаться, пусть даже со всей осторожностью, образовать слой тяжелой жидкости

над легкой. В этом случае исходное равновесное состояние, при котором сила тяжести, тянущая вниз верхний слой воды, компенсируется гидростатическим давлением нижнего слоя керосина, есть состояние неустойчивое. Достаточно, чтобы в результате флуктуации в каком-либо месте границы раздела появилось небольшое возмущение, как оно начнет нарастать и более тяжелая жидкость займет место более легкой. Легкая жидкость всплывает, а тяжелая оседает на дно (см. рис. 14.2). Как всегда, устойчивое состояние будет отвечать минимуму потенциальной энергии.

В этом простом и наглядном примере последовательность событий выступает с исключительной прозрачностью. Место возникновения возмущения не предопределено, как не предопределена флуктуация. Развитие возмущения обусловлено присутствием сил тяжести, вызывающих конвекцию жидкостей в сосуде. Процесс закачивается образованием устойчивой конфигурации.

Аналогичная картина будет наблюдаться, при определенных условиях, и на границе между областью, занятой плазмой, и магнитным полем. Пусть в исходном состоянии газовое и магнитное давления уравниваются друг друга, т. е.

$$\beta \ll \frac{2nkT}{B^2/8\pi} = 1,$$

и граница раздела гладкая. Какова будет судьба случайного возмущения (плазменного выступа или желобка, вытянутого вдоль

силовых линий) — зависит от геометрии поля вблизи границы. Если напряженность поля убывает, т. е. силовые линии обращены выпуклостью наружу от плазмы, то локальное возмущение будет расти, — ведь плазменному давлению будут противостоять убывающие силы магнитного давления. Конфигурация будет неустойчивой. По существу, это — проявление плазменного диамагнетизма: как всякий диамагнетик, плазма выталкивается из области более сильного поля в область более слабого. Роль силы, вынуждающей развитие неустойчивости, играет газовое давление. Если, напротив того, вблизи границы плазмы магнитное поле повсеместно нарастает, то конфигурация должна быть устойчивой. Можно, однако, доказать, что для замкнутых магнитных ловушек нельзя обеспечить нарастание напряженности поля во всех направлениях наружу от плазмы. Поэтому для подобных систем ситуация в целом выглядит весьма неутешительно.

Но мы рассматривали пока случай равенства магнитного и газового давлений, т. е. случай  $\beta \sim 1$ . Между тем в плазменных установках как типа открытых, так и замкнутых магнитных ловушек газовое давление обычно много меньше магнитного. В этих условиях начальное возмущение может не сопровождаться заметным искажением топографии магнитного поля и происходящий процесс следует описывать с иной точки зрения.

Выделим внутри плазмы, находящейся в заданном магнитном поле, некоторую трубку силовых линий. Под действием сил газового давления трубка будет перемещаться в таком направлении, обмениваясь местами с соседними трубками, что ее объем будет возрастать, а потенциальная энергия заполняющей ее плазмы — уменьшаться. Объем трубки равен

$$V = \int s \, dl, \quad (14.1)$$

где  $s$  — поперечное сечение трубки. В силу теоремы вмороженности магнитный поток через сечение трубки

$$\Phi = Bs$$

остается величиной постоянной при любых перемещениях трубки с плазмой. Поэтому можно положить

$$V = \text{const} \cdot \int \frac{dl}{B}, \quad (14.2)$$

и условие минимума потенциальной энергии, а вместе с тем и устойчивости границы плазмы, эквивалентно условию максимума  $V$ . Поэтому, когда данная силовая трубка достигнет границы плазмы, придав ей форму рифленки (см. рис. 14.3), условие устойчивости можно будет записать в виде:

$$\delta \int \frac{dl}{B} < 0. \quad (14.3)$$

Здесь варьирование производится при перемещении трубки по нормали к поверхности плазмы. Как легко понять, последнее неравенство не означает, что для обеспечения устойчивости величина  $B$  должна возрастать при смещении наружу от плазмы в любой точке границы. Если вклад в величину рассматриваемого интеграла от участков варьированного пути, где  $B$  нарастает наружу, с лихвой компенсирует разрушительное действие участков с убывающим  $B$ , то конфигурация окажется устойчивой.



Рис. 14.3. Вид неустойчивой поверхности плазмы на границе с магнитным полем.

В сущности это утверждение представляет собой упрощенную формулировку так называемого «принципа минимума  $B$ » — условия, при котором плазменная система с малым значением  $\beta$  оказывается магнитогидродинамически устойчивой. Особенно важен сделанный вывод для замкнутых систем, так как он вносит фундаментальные ограничения в высказанный выше неутешительный прогноз.

Ввиду исключительной важности вопроса о МГД-неустойчивостях остановимся еще на микроскопической картине явления. Пусть магнитное поле убывает наружу от границы плазмы. В неоднородном поле, как всегда, начнется дрейф частиц, который будет происходить в противоположных направлениях для частиц различных знаков. Если граница плазмы гладкая, то появление этих противоположно направленных потоков не приведет к изменению исходной конфигурации. Предположим, однако, что на границе раздела возникло небольшое возмущение — выступ, вытянутый вдоль силовых линий поля. В этом случае (рис. 14.4) смещение зарядов приведет к образованию электрического поля, направленного приблизительно под прямым углом к линиям  $B$ . В скрещенных полях, как всегда, начнется дрейф частиц со скоростью  $u$ , но на этот раз происходящий для частиц обоих знаков в одном и том же направлении — по нормали к вектору  $B$  и градиенту  $B$ . Легко сообразить, что результирующее перемещение плазмы будет увеличивать исходную деформацию. Размеры желобков начнут возрастать. Граница неустойчива, неустойчива и вся плазменная конструкция.

Скорость нарастания возмущений рассматриваемого типа была вычислена и оказалась порядка тепловой скорости ионов. Соответственно

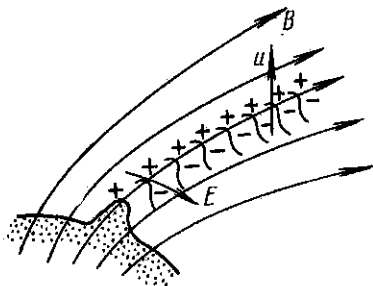


Рис. 14.4. Поляризация неустойчивой границы плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях.

ветственно инкремент нарастания возмущений будет порядка  $v_i/a$ , где  $a$  — характерный размер системы.

В дальнейшем при описании различных плазменных установок мы встретимся с многочисленными (к сожалению!) примерами проявления МГД-неустойчивостей. Сейчас ограничимся единственной иллюстрацией.

На рис. 14.5 приведена схема экспериментальной установки [111]. С помощью плазменного инжектора  $A$  (мы не можем остановиться здесь на описании его устройства и механизма работы — это будет сделано много позднее, в § 37) порция высоко

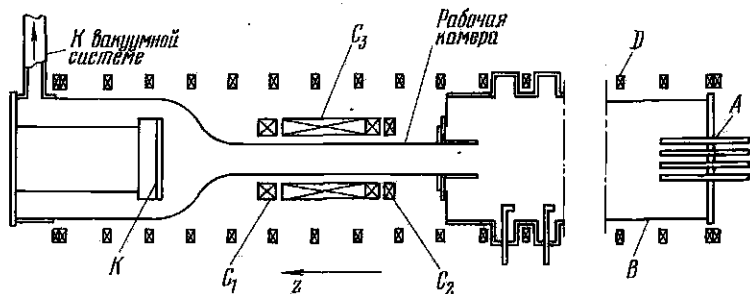


Рис. 14.5. Схема магнитной ловушки с дополнительным сжатием плазмы.  $A$  — плазменный инжектор;  $B$  — вакуумная камера;  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$ ,  $D$  — соленоиды;  $K$  — люминесцентный экран.

ионизованной водородной плазмы поступает в вакуумную камеру  $B$ , размещенную внутри соленоидов  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  и  $D$ . Размеры камеры: диаметр в узкой части 230 мм, длина 1200 мм. Питание катушек  $C_1$ ,  $C_2$  и  $C_3$  импульсное, программированное во времени; соленоид  $D$  питается постоянным током.

Рассмотрим последовательность событий во времени. Питание импульсной катушки  $C_1$  включается примерно за 100 мксек до старта инжектора, поэтому, когда передний фронт плазменного столба, распространяясь в ведущем продольном поле соленоида  $D$ , достигнет этой части установки, он встретит магнитную пробку ( $B \sim 25$  кгс), от которой часть плазмы отразится. Отраженная порция плазмы окажется захваченной в рабочей камере путем очень быстрого (фронт нарастания  $\approx 5$  мксек) включения нового пробочного магнитного поля, примерно такой же интенсивности, в катушке  $C_2$ . Затем залетая в ловушке плазма подвергается дополнительному адиабатическому сжатию путем импульсного (за  $\approx 50$  мксек) наращивания поля в катушке  $C_3$ .

Типичные параметры плазмы после сжатия:  $n_e = 10^{13} - 10^{14}$  см $^{-3}$ ,  $T_e = 100 - 200$  эв, энергия ионов 4—5 кэв.

Плазма, проникающая через магнитную пробку, образованную катушкой  $C_1$ , и свободно распространяющаяся далее вдоль силовых линий ведущего поля, регистрируется на флуоресцирующем экране  $K$ , помещенном в широкой части вакуумной камеры.

Можно показать, что картины, получаемые при этом на экране, воспроизводят, без существенных искажений, поперечные перемещения сжатой плазмы в рабочей камере. На рис. 14.6 приведено несколько снимков, относящихся к различным моментам времени. Если бы плазма после сжатия сохраняла устойчивую форму, картины свечения были бы ограничены пунктирными кружками, отмеченными на снимках. Мы видим, однако, что граница сохраняет приблизительно правильную форму только на первых

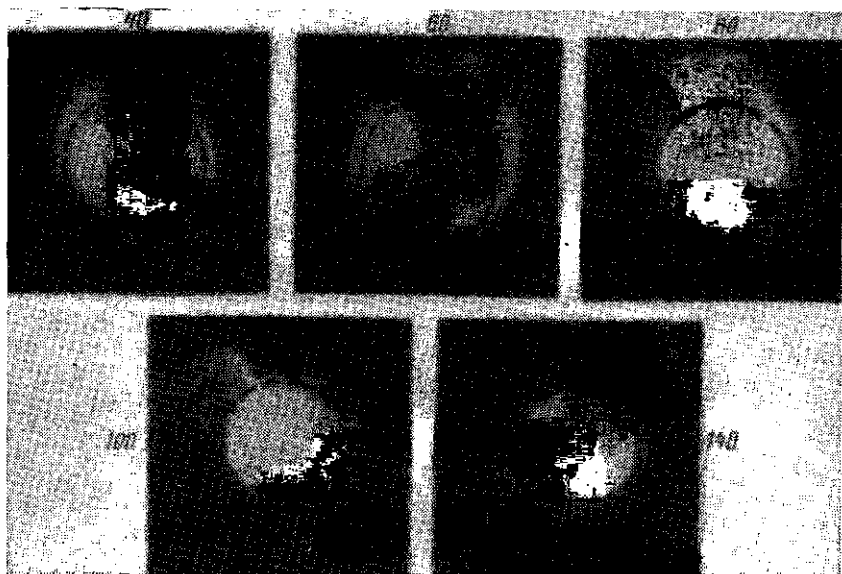


Рис. 14.6. Поперечное сечение плазмы в различные моменты времени. Эксперимент с плазмой низкой плотности. Возле фотографий указано время в *мксек.*

снимках. На следующих снимках отчетливо видны плазменные «язычки», нарастающие к периферии, в радиальном направлении.

Из всего сказанного следует, что надежды на подзвление МГД-неустойчивостей в условиях, характерных для открытых магнитных ловушек, связаны с правильным выбором закона изменения магнитного поля у границы плазмы. Этот интересный и важный вопрос будет обсуждаться в его экспериментальном аспекте, при описании конкретных вариантов конструкций магнитных ловушек (см. § 28).

Рассмотрим теперь механизм развития МГД-неустойчивостей при наличии в плазме макроскопических токов. Пусть плазменное образование представляет собой правильную цилиндрическую колонну, вдоль которой течет в большей или меньшей степени скиннированный ток  $J$ , а на границе плазмы выполняется равенство

магнитного давления тока и газового давления плазмы. Плазма предполагается хорошо проводящей, теорема вмороженности полностью применима.

Исходная конструкция очевидно неустойчива, потому что магнитное поле тока убывает всюду от границы плазмы наружу. Возникающие деформации границы плазмы удобно классифицировать с помощью азимутального числа  $m$ , которое показывает, сколько раз направление деформации меняет знак при обходе по окружности вокруг токового шнура. Так, азимутальное число

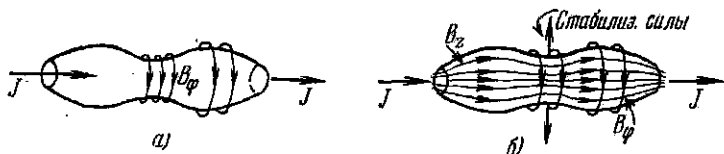


Рис. 14.7. Неустойчивость плазмы типа «перетяжек»: а) без продольного магнитного поля и б) со стабилизирующим магнитным полем  $B_z$ .

$m = 0$  отвечает деформации типа равномерного сжатия или расширения шнура вблизи некоторой плоскости  $z = \text{const}$  (это неустойчивости типа «перетяжек», см. рис. 14.7). Азимутальное число  $m = 1$  отвечает появлению локального изгиба шнура (это неустойчивости типа «змеек», см. рис. 14.8).

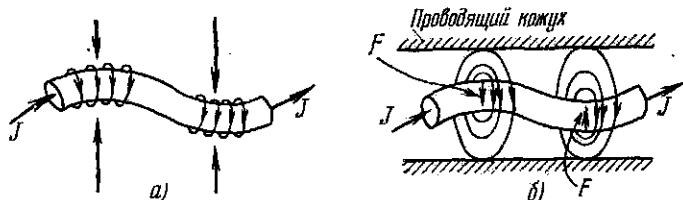


Рис. 14.8. Неустойчивость плазмы типа «змеек»: а) без проводящего кожуха и б) при наличии кожуха. В последнем случае возникают стабилизирующие силы  $F$ , обусловленные токами Фуко в проводящем кожухе.

Легко убедиться, что происходящие при этих деформациях перераспределения исходного магнитного поля тока способствуют усилению возникающего возмущения. Подробнее. При сжатии шнура в случае неустойчивости типа перетяжек поле тока вблизи границы плазмы нарастает как  $1/a$ , а магнитное давление — как  $1/a^2$ . С другой стороны, газовое давление остается постоянным, так как плазма свободно перемещается вдоль шнура вблизи оси разряда, где магнитное поле мало, вытекая из зоны сжатия в области, не затронутые деформацией. В результате возникшая деформация должна увеличиваться. В случае деформаций типа змеек поле тока со стороны вогнутости шнура возрастает (см. рис. 14.8) и будет стимулировать дальнейшее развитие

возникшего изгиба. Напротив того, с наружной стороны изгиба силовые линии разрезаются и магнитное давление соответственно падает.

Развитие неустойчивостей с  $m = 0$  может быть радикально подавлено путем использования внутри плазмы продольного магнитного поля. Образно говоря, силовые линии продольного поля  $B_i$ , пронизывающие плазму, создают жесткий каркас, противостоящий сжимающему действию магнитного поля тока  $B_\phi$ . Подтвердим сказанное количественной оценкой. Пусть радиус плазменного шнура изменится на  $da$ ; в силу сохранения магнитного потока в сечении плазмы (теорема вмороженности) поле внутри шнура изменится на

$$dB_i = -B_i \frac{2da}{a}.$$

Поле снаружи шнура, по предположению, определяется только полем тока  $B_\phi = 2J/ca$  и, следовательно,

$$dB_\phi = -B_\phi \frac{da}{a}.$$

Изменение давления на границу плазмы с внутренней стороны шнура будет (газовое давление не меняется!):

$$dP_{in} = d\left(\frac{B_i^2}{8\pi}\right) = \frac{B_i}{4\pi} dB_i = -\frac{B_i^2}{4\pi} \cdot \frac{2da}{a}.$$

Соответственно, изменение давления с наружной стороны будет:

$$dP_{ex} = d\left(\frac{B_\phi^2}{8\pi}\right) = \frac{B_\phi}{4\pi} dB_\phi = -\frac{B_\phi^2}{4\pi} \frac{da}{a}.$$

Сопоставление последних двух выражений показывает, что повышение давления внутри шнура, происходящее в результате уменьшения радиуса, превысит увеличение давления снаружи, если выполняется неравенство:

$$B_i^2 > B_\phi^2/2. \quad (14.4)$$

Таково условие устойчивости относительно возникновения перетяжек: достаточно сильное продольное поле подавляет развитие неустойчивостей с  $m = 0$ .

Несколько более длинный, но также элементарный расчет показывает, что в случае змеек продольное поле подавляет только коротковолновые неустойчивости, оставляя длинноволновые возмущения. Эти возмущения, однако, могут быть также стабилизированы, если плазменный шнур окружен хорошо проводящей коаксиальной оболочкой. При смещениях шнура в массивном проводящем кожухе будут наводиться индукционные токи (токи Фуко), в результате взаимодействия с которыми шнур будет стремиться вернуться в исходное положение.

Отдельно должно быть рассмотрено возникновение МГД-неустойчивости, когда стабилизирующее продольное магнитное поле существует как внутри, так и снаружи плазменного шнура с аксиальным током. Подобная ситуация типична для медленно протекающих процессов: в этом случае за характерные времена успевает произойти перемешивание продольного и азимутального поля, так что суммарное поле оказывается винтовым. На поверхности плазменного шнура силовые линии имеют форму винтовых линий с шагом

$$h = 2\pi a (B_z/B_\phi), \quad (14.5)$$

где  $a$  — радиус шнура,  $B_z$  — внешнее продольное поле и  $B_\phi$  — собственное поле тока. Опасной и легко развивающейся деформацией шнура в этих условиях будет такая, при которой шнур, изогнувшись по винтовой силовой линии, пролезет между силовыми линиями магнитного поля, не искривляя их. Иными словами, опасная длина волны возмущения  $\lambda$  совпадает с шагом винтовой линии. Коротковолновые возмущения с  $\lambda < h$  оказываются стабилизированными. В прямом шнуре неограниченной протяженности длина волны возмущения ничем не лимитируется и винтовые неустойчивости будут свободно развиваться. В реальном случае длина волны ограничена размерами системы, т. е. общей длиной шнура. Для тороидального шнура (замкнутые магнитные ловушки) длина возмущения не может превышать длину тора  $L$ . Поэтому, если длина тора окажется меньше  $h$ , то такое возмущение вообще не произойдет и винтовая неустойчивость не разовьется. Итак, шнур устойчив относительно винтовых возмущений, если

$$L < h = 2\pi a (B_z/B_\phi). \quad (14.6)$$

Для тороидальной системы это условие переписывается в виде:

$$2\pi R < 2\pi a (B_z/B_\phi)$$

или, вводя понятие о «запасе устойчивости»  $q$  [см. формулу (11.16)],

$$q = \frac{a}{R} \frac{B_z}{B_\phi} > 1. \quad (14.7)$$

Записанное в такой форме условие устойчивости для тороидальных систем называется условием Шафранова — Крускала [112, 113].

Для не слишком крутого тора  $B_\phi \sim J/ca$ , и, следовательно, последнее неравенство можно представить в виде:

$$\frac{ca^2 B_z}{RJ} > 1. \quad (14.8)$$

Таким образом, при токах, меньших

$$J_{\text{крит}} \sim c \frac{a^2}{R} B_z, \quad (14.9)$$



для тороидального плазменного шнура обеспечена устойчивость относительно винтовых возмущений. Допустимый ток пропорционален стабилизирующему полю  $B_z$ , широкие и крутые торы лучше узких и пологих.

Примеры, иллюстрирующие появление неустойчивостей типа перетяжек и змеек, мы приведем в § 34 при описании импульсных систем — так называемых линейных пинчей. К вопросу о развитии (и подавлении!) винтовых неустойчивостей мы вернемся при обсуждении экспериментов, выполненных на замкнутых магнитных ловушках различных типов, в §§ 31—33.

Заканчивая на этом краткий (и тем самым поверхностный) обзор развития неустойчивостей формы плазменных образований, подведем итоги. Необходимым условием возникновения МГД-неустойчивости является убывание напряженности магнитного поля наружу от границы плазма — вакуум. Для плазмы низкого давления происходящий процесс носит характер обменной неустойчивости. Принцип минимума  $B$  указывает направление, в котором следует искать путей стабилизации плазменных конфигураций. Токовые неустойчивости с  $m = 0$  (перетяжки) и с  $m = 1$  (змейки) подавляются путем использования продольного магнитного поля и заключения токового шнура в массивный проводящий кожух. Особый случай — развитие винтовых неустойчивостей. В этих условиях выполнение неравенства Шафранова — Крускала обеспечивает стабильность плазменного шнура.

Следует ясно понимать, что проделанное рассмотрение было основано на использовании модели: плазма — хорошо проводящая жидкость. Если учесть конечную проводимость плазмы, то ситуация осложняется: возникает новая группа неустойчивостей, так называемых диссипативных неустойчивостей. Анализ этих видов возмущений увел бы нас далеко за рамки, поставленные при отборе материала для настоящей книги. К счастью, общие замечания о методах подавления МГД-неустойчивостей остаются в силе и применительно к диссипативным неустойчивостям.

## § 15. Кинетические неустойчивости плазмы

Исходным моментом в развитии кинетической неустойчивости является отступление функции распределения частиц плазмы по скоростям от равновесного максвелловского распределения. В наиболее наглядной форме развитие таких неустойчивостей прослеживается, если в плазме присутствует пучок заряженных частиц, образующих группу частиц, «оторванных» от основного распределения и формирующих небольшой максимум на монотонно убывающей кривой, описывающей функцию распределения по компоненте скорости  $v_z$ , т. е.  $f(v_z)$ . Пользуясь лазерной терминологией, можно сказать, что в этих условиях возникает инверсная заселенность энергетических уровней и, следовательно, обеспечиваются условия для индуцированного испускания квантов с

энергией  $\hbar\omega$  и импульсом  $\hbar k_z = \hbar \frac{\omega}{v_p}$ , где  $v_p \ll v_1$  — фазовая скорость генерируемых волн, близкая к скорости  $v_1$  частиц в пучке. В сущности мы повторяем сейчас вкратце ту схему рассуждений, которая использовалась нами в § 12 при обсуждении вопроса о возникновении ленгмюровских колебаний в плазменной среде. В рамках тех же представлений мы сможем сказать, что инверсная заселенность делает возможной раскачку колебаний за счет механизма обратного затухания Ландау.

Рассмотрим еще два примера возникновения инверсной популяции частиц: ведь функция распределения частиц в плазме перестает быть равновесной не только в результате появления пучка!

Если плазма находится в открытой магнитной ловушке, то неравновесным оказывается распределение по поперечной энергии. В самом деле, при заданном значении средней полной энергии  $\mathcal{E}$  (или соответствующей полной скорости  $v$ ) из ловушки ускользают частицы, у которых основная доля энергии приходится на продольную компоненту скорости  $v_z$  и которые, тем самым, обладают малой поперечной скоростью  $v_\perp$  (см. конец § 6). Иными словами, среди частиц, удерживаемых в ловушке, будет дефицит частиц с малой поперечной энергией и относительный избыток частиц с большой поперечной энергией. Этим простым пояснением качественного характера может быть придана более строгая форма. Если в равновесной ситуации функция распределения по поперечной энергии имеет вид:

$$f_0(\mathcal{E}_\perp) = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_\perp}{kT}\right),$$

т. е. монотонно убывает при увеличении  $\mathcal{E}_\perp$ , то в магнитной ловушке эта функция

$$f(\mathcal{E}_\perp) \approx \text{const} \cdot \mathcal{E}_\perp^{1/2} \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_\perp}{kT}\right)$$

изображается кривой, имеющей максимум (см. рис. 15.1). Таким образом, в этих условиях реализуется инверсная заселенность по уровням поперечной энергии.

Инверсная заселенность будет возникать также в неоднородной плазме при наличии в ней градиентов концентрации или температуры. Появление в этом случае дрейфовых потоков частиц, ортогональных к градиенту давления и внешнему магнитному полю, приведет к нарушению пространственной изотропии функции распределения и в конечном счете к инверсной заселенности энергетических уровней. Мы не будем прослеживать детальнее ситуацию, которая здесь создается.

Все сказанное до сих пор, однако, не только не выводит нас за рамки весьма общих утверждений, но мы, казалось бы, уклоняемся от главного вопроса: как же фактически реализуется сама кинетическая неустойчивость, как внутренние перестройки в

импульсном пространстве и появление колебаний преобразуются в перемещения частиц в координатном пространстве и приводят, в конечном счете, к распаду исходной плазменной структуры? Центральная идея проста.

Под действием нарастающего переменного электрического поля волны происходит раскачка заряженных частиц плазмы, которая вызывает увеличение коэффициента диффузии сверх его классического значения, обусловленного чисто столкновительным механизмом. В самом деле, смещение  $\xi$ , входящее в общее выражение коэффициента диффузии

$$D = \xi^2/\tau,$$

будет теперь определяться, помимо тепловой скорости и частоты  $\nu_{ei}$  столкновений частиц, амплитудой и частотой электрического поля волны. Действительно, вспоминая равенство (12.22):

$$\xi = \frac{e}{m\omega^2} E,$$

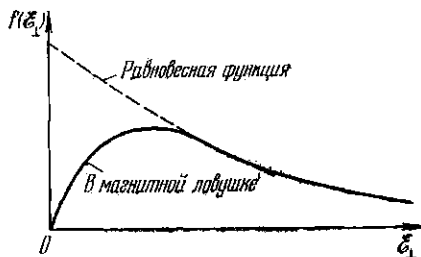


Рис. 15.1. Распределение частиц в плазме по поперечным энергиям.

мы видим, что коэффициент диффузии, а вместе с тем и диффузионные потоки частиц, оказываются пропорциональными величине  $E^2$ , т. е. плотности энергии электромагнитного поля волны, если столкновительный вклад в полное смещение становится малым по сравнению с колебательным. В этих условиях для описания возникающей ситуации используется довольно рыхлое понятие «аномальной» диффузии, т. е. процесса, чем-то отличающегося от классического.

Разумеется, приведенные качественные соображения ничего не говорят не только об инкременте, но и вообще о характере развивающихся неустойчивостей, так как все это зависит от конкретного вида раскачивающихся волн, оказавшихся в резонансе с инверсной популяцией плазменных частиц. Чтобы несколько продвинуться в этом направлении, желательно дополнить простые рассуждения о раскачке ленгмюровских волн на случай плазмы, помещенной в магнитное поле. Мы будем следовать при этом все той же используемой нами модели: инверсная популяция, резонанс с плазменной волной того или иного типа, — и будем применять квантовую терминологию, как это сделано в интересном обзоре [57]. При таком подходе мы выиграем не только в простоте описания, но и в разносторонности освещения процесса.

Поперечная энергия заряженных частиц в магнитном поле квантована: в системе возникают уровни Ландау, отстоящие друг от друга на величину  $\hbar\Omega_B$ , где  $\Omega_B$  — циклотронная частота. Движение вдоль магнитного поля «не квантуется». С квантовой точки зрения неустойчивость (т. е. появление и раскачка волн) —

это индуцированное испускание квантов с энергией  $\hbar\omega$  и составляющей импульса  $\hbar k_z$  вдоль магнитного поля. Энергия испускаемых квантов черпается из ресурсов поперечной энергии частиц, а составляющая импульса кванта компенсируется соответствующим изменением продольной скорости частицы, которая возрастает. Напомним, что в простейшем случае раскачки ленгмюровских волн под действием пучка энергия колебаний возрастает за счет замедления продольного движения частиц.

Записывая закон сохранения энергии и продольного импульса для процесса индуцированного испускания, получим:

$$\mathcal{E}_{\parallel} + \mathcal{E}_{\perp} = \mathcal{E}'_{\parallel} + \mathcal{E}'_{\perp} + \hbar\omega, \quad p_{\parallel} = p'_{\parallel} + \hbar k_{\parallel};$$

или, выбирая направление оси  $z$  вдоль магнитного поля:

$$\mathcal{E}_{\perp} + \frac{Mv_z^2}{2} = \mathcal{E}'_{\perp} + \frac{M(v_z + \Delta v_z)^2}{2} + \hbar\omega, \quad (15.1)$$

$$Mv_z = M(v_z + \Delta v_z) + \hbar k_z. \quad (15.2)$$

Пренебрегая в первом равенстве членами второго порядка малости и учитывая, что изменение поперечной энергии отвечает переходу частицы на уровень Ландау, лежащий ниже исходного на  $l\hbar\Omega_B$ , где  $l$  — целое число, т. е. принимая  $Mv_{\perp} \cdot \Delta v_{\perp} = -l\hbar\Omega_B$ , получим:

$$Mv_z \cdot \Delta v_z - l\hbar\Omega_B + \hbar\omega = 0, \quad (15.3)$$

$$M\Delta v_z + \hbar k_z = 0. \quad (15.4)$$

Комбинируя написанные выражения, получим:

$$\omega - kv_z - l\Omega_B = 0. \quad (15.5)$$

Последнее уравнение описывает условие резонанса частиц с волнами и показывает, что в системе координат, движущейся вместе с частицей вдоль оси  $z$ , частота возникающих колебаний отвечает  $l$ -й гармонике циклотронной частоты ионов.

Постоянная Планка сократилась и отсутствует в уравнении (15.5). Квантовые представления сослужили службу, — процесс по существу чисто классический.

Обратимся теперь к вопросу, какие волны образуются в плазме, как именно происходит их раскачка и как условия резонанса (15.5) оказываются связанными с параметрами плазмы. Для конкретности последуем за развитием кинетических неустойчивостей на примере плазмы с горячими ионами, находящейся в магнитном поле ловушки. Мы будем искать среди плазменных волн такие, которые смогут резонансным образом, через гармоники  $\Omega_B$ , взаимодействовать с инверсной популяцией частиц по поперечным энергиям. Напомним, прежде всего, формулы для характерных плазменных и циклотронных частот, которые мы запишем с численными коэффициентами отдельно для электронов и ионов

(протонов):

$$\text{электроны: } \omega_p \approx 6 \cdot 10^4 n_e^{1/2}, \quad \omega_B \approx 1,7 \cdot 10^7 B;$$

$$\text{протоны: } \Omega_p \approx 1,5 \cdot 10^3 n_e^{1/2}, \quad \Omega_B \approx 10^4 B.$$

В случае очень редкой плазмы и сильного магнитного поля даже электронная плазменная частота будет ниже первой гармоники  $\Omega_B$ ; поэтому мы не найдем никаких плазменных волн, находящихся в резонансе с  $\Omega_B$ , и кинетические неустойчивости должны отсутствовать. По мере увеличения электронной плотности величина  $\omega_p$  сравнивается, а затем и превосходит  $\Omega_B$ . Резонанс реализуется

при этом на косых ленгмюровских волнах, т. е. на волнах, распространяющихся почти перпендикулярно к внешнему полю. Поясним сказанное (см. рис. 15.2). Электроны не могут двигаться поперек поля; они колеблются вдоль силовых линий  $B$  под действием  $z$ -й компоненты электрического поля объемного заряда; таким образом, уравнение

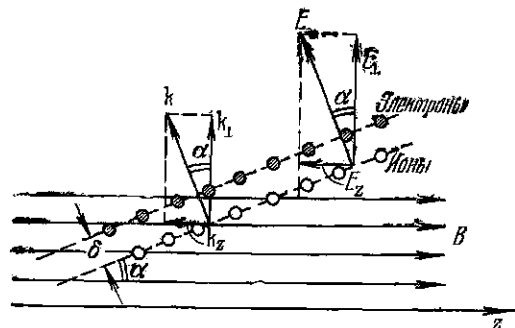


Рис. 15.2. К механизму расщепки косых ленгмюровских волн.

движения для электронов должно быть записано в виде:

$$m\ddot{z} = -eE_z = -eE \sin \alpha, \quad (15.6)$$

где

$$\sin \alpha = k_z/k. \quad (15.7)$$

С другой стороны, как всегда:

$$E = 4\pi\sigma = 4\pi n_e e \delta. \quad (15.8)$$

Здесь  $\delta$  — смещение зарядов вдоль вектора  $E$ , т. е. вдоль волнового вектора косой волны; очевидно, что

$$\delta = z \sin \alpha. \quad (15.9)$$

Тогда

$$m\ddot{z} = -(4\pi n_e e^2 \sin^2 \alpha) z, \quad (15.10)$$

и частота колебаний будет:

$$\omega^2 = \frac{4\pi n_e e^2 \sin^2 \alpha}{m} = \omega_p^2 \sin^2 \alpha, \quad (15.11)$$

или

$$\omega = \omega_p (k_z/k). \quad (15.12)$$

Итак, частота косых ленгмюровских волн меньше плазменной частоты, электроны как бы «утяжеляются». По мере дальнейшего увеличения плотности резонанс переходит на все более высокие гармоники  $\Omega_B$ . Описанный процесс развития резонанса между ленг-

мюровскими колебаниями электронов и циклотронным вращением называется циклотронной электростатической неустойчивостью.

Продольная фазовая скорость косой волны  $(v_p)_z = \omega/k_z$  должна в несколько раз превышать тепловую скорость электронов  $v_e$ , так как в противном случае число взаимодействующих резонансным образом частиц будет велико и начнет сказываться затухание Ландау на электронах. (Напомним, что вдоль магнитного поля инверсная заселенность отсутствует, функция распределения электронов по  $|v_z|$  — монотонно убывающая и взаимодействие волны с электронами плазмы за счет механизма Ландау должно приводить к затуханию.) Таким образом, должно выполняться приближенное соотношение:

$$(v_p)_z = \frac{\omega}{k_z} \approx 3v_e = 3 \left( \frac{kT_e}{m} \right)^{1/2}. \quad (15.13)$$

С другой стороны, раскачка косых волн, в соответствии с условием (15.5), происходит при резонансе частоты развивающихся колебаний с гармоникой ионной циклотронной частоты:

$$\omega = l\Omega_B. \quad (15.14)$$

При этом инкремент нарастания колебаний будет велик, если заселенность инверсных по  $v_{\perp}$  уровней, из которых черпается энергия колебаний, также достаточно велика. Оптимум реализуется при поперечном волновом числе  $k_{\perp}$ , определяемом соотношением:

$$k_{\perp} v_{\perp} \ll k_{\perp} v_i = l\Omega_B. \quad (15.15)$$

Здесь  $v_i = (kT_i/M)^{1/2}$  — поперечная тепловая скорость ионов. Тогда, комбинируя равенства (15.13) и (15.15), а также учитывая (15.12) и то, что  $k^2 = k_z^2 + k_{\perp}^2$ , получаем следующую формулу, связывающую величину  $\omega_p$ , а следовательно и плотность плазмы с условием раскачки циклотронной неустойчивости:

$$\omega_p = l\Omega_B \left[ 1 + \frac{9MT_e}{mT_i} \right]^{1/2}. \quad (15.16)$$

По мере увеличения  $n_e$  неустойчивость развивается сначала на первой гармонике  $\Omega_B$ , затем на второй, третьей и т. д.

Электростатическая циклотронная неустойчивость наблюдалась в ряде экспериментов на открытых плазменных ловушках, и мы еще будем иметь возможность сопоставить предсказания теории с опытом (см. § 30).

Предположим, однако, что электронная плотность продолжает нарастать, так что ионная плазменная частота  $\Omega_p$  становится больше ионной циклотронной частоты  $\Omega_B$ . Теперь открывается возможность для развития так называемой конусной неустойчивости. Существенно, что в рассматриваемых условиях колебания становятся квазинейтральными, приобретая характер звуковой волны, у которой электроны, будучи замагничены, совершают инерционные колебания вдоль магнитного поля, а ионы, воспринимая элект-

трическое поле объемного заряда, созданного электронами, колеблются поперек магнитного поля. Колебания плотности ионов принимают на себя роль упругости. Хотя вычисления предсказывают, что этот вид неустойчивости должен обладать большим инкрементом, экспериментально он не был обнаружен, и мы ограничимся сделанными беглыми замечаниями.

До сих пор мы предполагали, что плазма однородна. Если плотность плазмы переменна, то под действием градиента давления возникает дрейф заряженных частиц со скоростью

$$u = c \frac{F}{Be} = c \frac{kT(\nabla n/n)}{Be} = v \frac{\rho}{a}. \quad (15.17)$$

Здесь  $a = \frac{n_0}{dn/dx}$  — характерный размер градиента плотности (предполагается, что плотность плазмы меняется вдоль оси  $x$ ),  $\rho$  — ларморовский радиус и  $v$  — тепловая скорость частиц. Магнитное поле предполагается направленным вдоль оси  $z$ . Возникшие потоки частиц можно описывать и как диамагнитные плазменные токи, направленные в рассматриваемом случае по азимуту. Это означает, как уже отмечалось выше, что распределение частиц по поперечной составляющей скорости  $v_{\perp}$  оказывается инверсным и, следовательно, создаются условия для раскачки кинетической неустойчивости за счет волны, бегущей по азимуту.

Простые вычисления показывают, что частота дрейфовых колебаний выражается следующей формулой:

$$\omega = \frac{1}{2} \left( \frac{4\pi eck_y}{Bk^2} \right) \frac{dn}{dx}. \quad (15.18)$$

Исходное возмущение предполагается постоянным вдоль оси  $z$  и имеет вид:

$$n = n_0 + n' \exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y). \quad (15.19)$$

Колебания бегут вдоль  $y$ , т. е. под прямым углом к магнитному полю и градиенту плотности.

Важно заметить, что магнитное поле может считаться однородным — инверсная заселенность по  $v_{\perp}$  все равно возникает, за счет градиента давления. Однако величина инкремента раскачиваемых волн зависит от конфигурации магнитного поля. Подробно проанализированный теоретиками случай, когда внешнее магнитное поле имеет ловушечное происхождение, оказывается особенно интересным: возникающая неустойчивость, получившая название дрейфово-конусной, наблюдалась экспериментально. Мы вернемся к этому вопросу в § 30, где будут указаны условия возникновения этой неустойчивости и их связь с параметрами плазмы.

Рассмотренные несколько примеров кинетических неустойчивостей, разумеется, дают только приблизительное и бледное представление о всем богатстве имеющихся здесь возможностей. Превосходным «путеводителем» по обширному морю неустойчивостей плазмы может служить монография А. Б. Михайловского [8].

## ГЛАВА VI

# ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИЕ И ЗОНДОВЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЫ

### § 16. Общие вопросы плазменной диагностики

Переходя к обзору методов исследования плазмы, мы обнаружим поразительное богатство и разнообразие в подходах, используемых при решении возникающих проблем. Современная диагностика горячей плазмы опирается на атомную физику (спектроскопия во всех длинах волн и корпускулярная диагностика), квантовую электронику (лазерные эксперименты), ядерную физику (изучение продуктов ядерных реакций в дейтериевой и тритиевой плазме). Это обстоятельство придает данному разделу физики весьма энциклопедический характер, делая его одновременно и крайне трудным для систематического изложения, и очень интересным.

Следует заметить, что в пределах рассматриваемой области на протяжении последнего десятилетия произошел отчетливый сдвиг центра приложения усилий и интересов экспериментаторов. Этот процесс был связан с признанием одного, по существу совершенно банального, обстоятельства: измерительный инструмент нельзя помещать внутри горячей плазмы. Миниатюрный прибор сгорит, не успев дать показания; более массивный безнадежно испортит исследуемую плазму, охладив и загрязнив ее. Поэтому электрические и магнитные зонды все реже используются на установках, построенных в связи с программой управляемого синтеза, хотя и сохраняют полностью свои позиции при изучении обычной газоразрядной плазмы или в космических исследованиях.

Слегка упрощая и схематизируя ситуацию, можно сказать, что в современном плазменном эксперименте либо анализируется электромагнитное или корпускулярное излучение, испускаемое исследуемым объектом (пассивная диагностика), либо анализируется та доля зондирующего пучка излучения или частиц, которая была рассеяна плазмой (активная диагностика). В первом случае мы сталкиваемся прежде всего с классической задачей спектроскопии. Здесь изучается распределение энергии по сплошному спектру,



измеряются относительные интенсивности спектральных линий или исследуются профили эмиссионных линий. Если спектроскопия плазмы развивалась в русле традиционных направлений и мы еще вернемся к относящимся сюда историческим параллелям, то корпускулярная диагностика — это новое направление, которое появилось и достигло высокого уровня развития на протяжении последних десяти — пятнадцати лет. В случае активной диагностики используются хорошо коллимированные и, по возможности, интенсивные пучки микроволнового, лазерного или корпускулярного излучения, пронизывающие плазменный объем. Применение для анализа корпускулярных потоков потребовало разработки специализированных детекторов рекордной чувствительности.

За рамками приведенной схемы, помимо зондовых методов, о чем уже было сказано, остаются также методы определения электрических параметров плазмы, в частности измерение макроскопических токов и напряжений. В дальнейшем нами принята следующая последовательность изложения. Сначала очень кратко, в соответствии с высказанными замечаниями, будут обсуждены электротехнические и зондовые методы, а затем мы перейдем к систематическому обзору различных вариантов пассивной и активной диагностики.

Рассматривая вопросы плазменной диагностики в целом, полезно задуматься над тем, к чему сводится вообще «процесс исследования свойств данной плазмы». Все начинается с получения, при помощи той или иной совокупности выбранных датчиков (электрических, оптических, магнитных), набора сведений о тех или иных характеристиках изучаемого плазменного объекта. Например, измеряется уширение выделенной спектральной линии, определяется поток нейтральных атомов водорода, покидающих плазму в заданном направлении, или изучается изменение фазы микроволнового импульса, пронизывающего плазменный объем вдоль фиксированной прямой. Если изучаемая плазма сравнительно плотная и ярко светится, обычно оказывается полезным получить также снимки плазменной конфигурации либо в белом свете, либо в свете отдельной спектральной линии, либо, наконец, при достаточно высокой температуре плазмы, в ее собственном рентгеновском излучении. Следующий шаг состоит в переходе, вручную или с помощью ЭВМ, от показаний датчиков к макроскопическим параметрам плазмы — температуре, плотности, химическому составу. К сожалению, этот переход неоднозначен и связан зачастую с принятием некоторых априорных допущений о свойствах исследуемого объекта.

Поясним сказанное примером. Наличие у электронов или ионов плазмы максвелловского распределения по скоростям есть допущение, в принципе не только совершенно не обязательное, но, как мы знаем, нередко весьма далекое от действительности. Поэтому всякий раз, когда из полуширины контура спектральной линии, уширение которой приписывается эффекту Доплера, из-

влекается численное значение «ионной температуры», мы вступаем на достаточно зыбкую почву. Точнее, сделанные выводы справедливы, если: 1) имеются веские основания считать, что распределение по скоростям для ионов данного сорта — максвелловское; 2) использованное при расчете значение полуширины линии определяется тепловым движением ионов, а все другие причины уширения исключены или играют пренебрежимо малую роль; 3) отобранное для анализа излучение получено из представительного участка исследуемого объема и в подходящий временной интервал.

Если хотя бы одно из перечисленных условий не выполнено, ценность полученной информации падает, а употребление термина «ионная температура» без развернутого методического комментария может дать повод для недоразумений. В особенности незаконно перенесение температурной оценки, сделанной для данного сорта ионов, на температуру плазмы как целого. Приведенный пример показывает, что измерение температуры плазмы оказывается делом достаточно сложным. Но описанная ситуация возникает и при микроволновом зондировании, и при исследовании корпускулярных потоков, и в случае скоростной киносъемки плазмы.

Итак, главные источники возникающих трудностей связаны с двумя моментами. Во-первых, как это было иллюстрировано рассмотренным примером, использование без необходимых, но порой утомительных и сложных оговорок таких терминов, как ионная или электронная температура, означает навязывание изучаемому объекту черт, быть может вовсе ему и не свойственных. Во-вторых, при выполнении любой измерительной процедуры следует постоянно иметь в виду, что плазма представляет собой среду, свойства которой, как правило, меняются от точки к точке и зависят от времени. Это значит, что, строго говоря, функции распределения частиц плазмы по скоростям, равно как концентрации частиц, или их времена жизни, как электрические и магнитные поля в плазме, являются функциями координат и времени.

Таким образом, полное исследование плазменного объекта предполагает получение пространственных разверток всех параметров системы. Степень детальности разверток определяется условиями задачи. Между тем, отыскание локальных значений того или иного параметра плазмы представляет собой далеко не простую задачу, а в некоторых случаях соответствующая экспериментальная методика просто отсутствует. Несравненно более распространенным и простым методом является интегральное зондирование плазмы «вдоль луча зрения» (разумеется, здесь снова речь идет о бесконтактном зондировании!). Остановимся на этом вопросе несколько подробнее.

Предположим, для простоты и наглядности, что изучаемый параметр  $q$  обладает цилиндрической симметрией. Это — типичный случай для систем с магнитным полем. Примем, что временная развертка исследуемого сигнала (интенсивность собственного электромагнитного излучения плазмы в выделенном спектральном

интервале, набег фазы зондирующего микроволнового излучения, интенсивность интегрального или монокинетического потока атомов перезарядки, посылаемого плазменным объектом, и т. д.) регистрируется вдоль ряда хорд, пронизывающих цилиндрический объем плазмы (см. рис. 16.1). Измерения выполняются либо последовательно в ряде экспериментов, повторяющихся в неизменных условиях, либо производится синхронно в одном опыте с

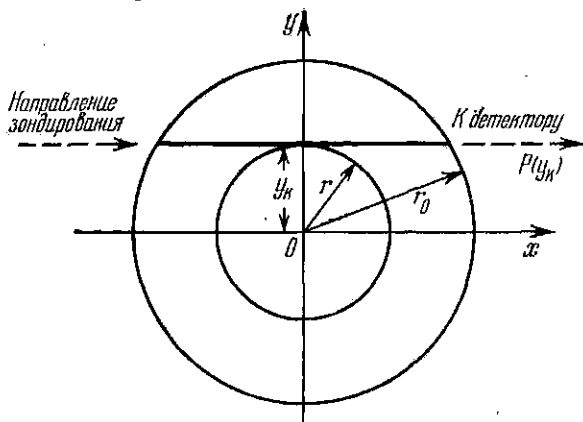


Рис. 16.1. Определение радиального распределения  $q(r)$  с помощью поперечного зондирования.

помощью набора соответствующих измерительных приборов. Последний вариант желателен, но, конечно, гораздо сложнее и дороже. Обозначим совокупность измеренных величин через

$$p(y_k), \quad k = 1, 2, 3, \dots, n,$$

где  $n$  — число хорд, вдоль которых производится зондирование. Величина измеренного сигнала, по определению, представляет собой сумму эффектов от элементарных плазменных объемов вдоль выбранной хорды. По экспериментальным значениям  $p(y_k)$  тем или иным способом, например методом наименьших квадратов, формируется «сглаженная» экспериментальная функция:

$$p(y_k) \rightarrow p(y).$$

Вопрос о методе сглаживания экспериментальной функции  $p(y)$  и о выборе оптимального числа  $n$  направлений зондирования нетривиален, но мы не можем на нем останавливаться.

Возвращаясь к рис. 16.1, легко убедиться, что интересующие нас, в конечном счете, значения искомого параметра  $q(r)$  связаны с наблюдаемой функцией  $p(y)$  следующим интегральным соотношением:

$$p(y) = 2 \int_y^{r_0} \frac{q(r) r dr}{(r^2 - y^2)^{1/2}}. \quad (16.1)$$

Это — хорошо известная интегральная уравнение Абеля относительно функции  $q(r)$ . Решение уравнения имеет вид:

$$q(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{r_0} \frac{p'(y) dy}{(y^2 - r^2)^{1/2}}. \quad (16.2)$$

Написанное выражение дает точное решение уравнения (16.1), и, формально говоря, при любом виде функции  $p(y)$  методом машинного счета могут быть найдены значения искомой функции  $q(r)$ . Процесс отыскания решения описывается жаргонным термином «абелизация». Но под знаком интеграла находится *производная* экспериментальной функции  $p(y)$ , которая сама неизбежно содержит те или иные погрешности. В еще большей степени это относится к производной  $p'(y)$ . Самое неприятное, однако, состоит в том, что даже сравнительно небольшие вариации в значениях экспериментальной функции  $p(y)$  [а набору экспериментальных значений  $p(y_k)$  неизбежно отвечает некоторый пучок возможных функций  $p(y)$ ] приводят к сильно различающимся, порой физически бессмысленным функциям  $q(r)$ .

Корень этих зловключений спрятан в самом уравнении Абеля или в эквивалентной ему системе линейных алгебраических уравнений с экспериментальными коэффициентами. Уравнение Абеля принадлежит к числу так называемых «некорректно поставленных» задач математической физики. За последние годы проделана большая работа, направленная на отыскание оптимальных подходов к решению подобных проблем. Тем не менее задача остается не полностью определенной, и для окончательного выбора правильного решения среди совокупности формально возможных необходимо привлечение той или иной дополнительной экспериментальной информации.

Интересный и ясный обзор относящихся сюда вопросов содержится в книге [24], стр. 6—29. Там же обсуждаются более сложные случаи отсутствия цилиндрической симметрии и приведены многочисленные литературные ссылки.

## § 17. Осциллографическая регистрация токов и напряжений в плазме

Основной метод измерения тока, текущего через плазму, как правило кратковременного и быстро меняющегося со временем, состоит в использовании трансформатора тока — пояса Роговского. Преимущества метода очевидны: пояс располагается снаружи от плазмы, влияние инструмента на изучаемый объект отсутствует. Применение осциллографической регистрации дает полную временную картину процесса. Конструкция проста (рис. 17.1): тороидальная катушка (соленоид) замкнута на небольшое сопротивление  $R$ . Падение напряжения на сопротивлении измеряется с помощью импульсного осциллографа.

Элементарная теория пояса Роговского такова. Для наглядности будем считать, что пояс охватывает плазменный шнур цилиндрической формы, по которому протекает ток  $J(t)$ , подлежащий определению. Предположим, что омическое сопротивление пояса и нагрузки много меньше индуктивного (это условие легко выполняется в большинстве интересных случаев). Тогда уравнение закона Ома для цепи пояса

$$\mathcal{E} = i(R + r) - L \frac{di}{dt}$$

сводится к равенству

$$\mathcal{E} = -L \frac{di}{dt},$$

где  $i$  — ток в поясе,  $L$  — его индуктивность и  $\mathcal{E}$  — наведенная э.д.с. Далее очевидно:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= -n \frac{d\Phi}{dt} = -ns \frac{dB}{dt} = \\ &= -ns \frac{2}{a} \frac{dJ}{dt}, \end{aligned}$$

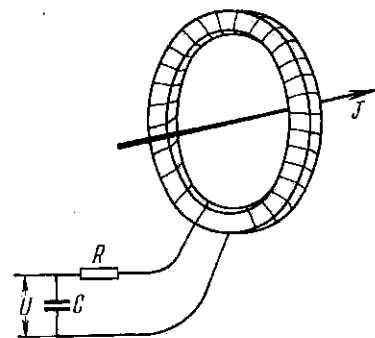


Рис. 17.1. Пояс Роговского с пассивной интегрирующей цепочкой  $RC$ .

где  $\Phi$  — магнитный поток, пронизывающий один виток соленоида,  $n$  — число витков,  $s$  — площадь сечения витка,  $a$  — расстояние от центра шнура до середины пояса. С другой стороны,

$$L = \frac{4\pi n^2 s}{2\pi a} = \frac{2n^2 s}{a}.$$

Следовательно,

$$-2 \frac{ns}{a} \frac{dJ}{dt} = -2 \frac{n^2 s}{a} \frac{di}{dt}, \quad \text{т. е.} \quad J = ni,$$

и окончательно имеем:

$$J(t) = \frac{n}{R} U(t); \quad (17.1)$$

здесь  $U(t)$  — выходное напряжение на нагрузочном сопротивлении. Таким образом, измеряемый ток пропорционален напряжению  $U$ , регистрируемому осциллографом, и пояс Роговского действительно работает просто как трансформатор тока.

Следует подчеркнуть независимость результата от геометрических факторов. Падение напряжения на нагрузочном сопротивлении не зависит от расположения пояса: аксиальная симметрия была использована только для упрощения вывода.

Измерение быстро меняющихся высоких напряжений, возникающих при импульсных разрядах в плазме, выполняется обычно с помощью делителя напряжения. Применение чисто омического делителя, однако, затруднено из-за наличия высокочастотных

составляющих в измеряемом сигнале. В этом случае импеданс паразитных шунтирующих емкостей оказывается меньше величины активных сопротивлений делителя, и измерения теряют смысл. Известным выходом служит применение низкоомных делителей, но увеличение мощности, потребляемой делителем, является ограничивающим фактором. Постоянная составляющая напряжения, конечно, может быть исключена путем использования разделительной емкости. При этом постоянная времени  $\tau = RC$ , где  $C$  — величина разделительной емкости и  $R$  — сопротивление делителя, должна превышать период самого низкочастотного сигнала в анализируемом спектре.

Альтернативой является схема, содержащая чисто емкостной делитель, набранный из высоковольтных конденсаторов малой емкости. Величина емкостей должна быть точно измерена, что может представить известные трудности. Более надежны схемы, пригодные для широкого диапазона частот, получаемые путем параллельного соединения омического и емкостного делителей с одинаковыми коэффициентами деления.

Остановимся на некоторых технических деталях. Как правило, исследования по физике горячей плазмы связаны с экспериментами, в которых применяются очень большие токи (сотни килоампер, иногда мегаамперы), быстро меняющиеся во времени. Велики в этих условиях и возникающие перенапряжения. В результате вокруг экспериментальной установки образуются сильные электромагнитные поля, которые могут создавать в измерительной аппаратуре наводки, превышающие по величине полезный сигнал. Борьба с наводками составляет постоянную и обязательную заботу экспериментатора. Не существует универсальных и простых рецептов, гарантирующих успех, но некоторые полезные приемы известны и в большинстве случаев оказываются достаточно эффективными.

Импульсы напряжения от измерительных устройств передаются к осциллографам, которые следует относить подальше от установок, с помощью экранированных коаксиальных кабелей с согласованными волновыми сопротивлениями. Заземленная оплетка кабеля служит защитой от электромагнитных наводок. Особое внимание должно быть обращено на тщательный монтаж всех разъемов между отдельными проводниками — применение экранированных коаксиальных штырей и штепсельных гнезд является обязательным.

Наличие интенсивных магнитных полей в пространстве, окружающем сильноточную установку, приводит к тому, что, помимо азимутального поля тока, который регистрируется поясом Роговского, на нагрузочном сопротивлении может появиться паразитный сигнал за счет продольной составляющей переменных полей, пронизывающих большое отверстие тороидального соленоида пояса. Применение компенсирующего витка (см. рис. 17.2) исключает этот сигнал.

Обычное значение нагрузочного сопротивления пояса составляет десятые доли ома. При этом для области частот  $\omega > 10^3 - 10^4$ , при разумном выборе числа витков и площади витка, величина сигнала оказывается достаточно большой для удобной осциллографической регистрации, а условие  $\omega L > R + r$  легко выполняется. В области низких частот следует применять интегрирующую  $RC$ -цепочку.

Измерение токов и напряжений, помимо самостоятельного интереса, позволяет определить проводимость плазмы, а следовательно, при определенных условиях, и ее электронную температуру. Это важный вопрос, остановимся на нем немного подробнее.

Предположим, для конкретности, что речь идет об изучении свойств прямого или свернутого в тор цилиндрического плазменного шнура, нагреваемого током. Напишем выражение для закона Ома для участка цепи в общей форме:

$$U = RJ + \frac{d}{dt}(LJ). \quad (17.2)$$

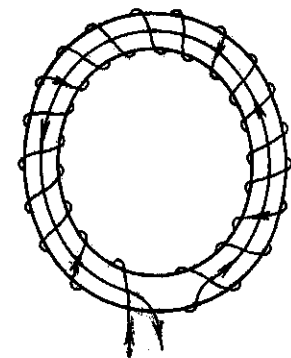


Рис. 17.2. Пояс Роговского с обратным витком, компенсирующим магнитный поток через отверстие тора.

Индуктивность плазменного шнура меняется со временем в соответствии с изменением геометрии самого плазменного образования. Поэтому величина  $L$  сохранена под знаком производной. В простейшем случае, если омическое сопротивление

шнура мало, то, производя одновременные измерения тока и напряжения, можно найти временной ход индуктивности:

$$L(t) = \frac{1}{J(t)} \int_0^t U(t) dt. \quad (17.3)$$

Если ток течет по поверхностному слою шнура (случай быстроменяющихся токов и резко выраженного скин-эффекта) и если изменение формы плазмы сводится к электродинамическому стягиванию шнура к оси, то найденная экспериментально зависимость  $L(t)$  позволяет затем определить зависимость радиуса шнура  $a$  от времени. В самом деле, индуктивность прямого цилиндрического проводника (плазменного шнура) длины  $l$  и радиуса  $a$ , окруженного металлическим коаксиальным фидером радиуса  $b$ , выражается известной формулой:

$$L(t) = l \ln \frac{b}{a(t)}. \quad (17.4)$$

В случае тороидальной системы формула для индуктивности

имеет вид:

$$L(t) = 2\pi R \ln \left[ \frac{b}{a(t)} + \frac{1}{2} \right], \quad (17.5)$$

где  $R$  — большой радиус тора. Таким образом, по измеренной величине  $L(t)$  действительно легко находится радиус плазменного шнура.

Предположим теперь, что изменение формы шнура незначительно, так что слагаемым  $J \frac{dL}{dt}$  можно пренебречь, и что распределение тока по сечению известно, а следовательно, известна и величина  $L(t)$ . В этом случае тщательные измерения падения напряжения на длине шнура и величины полного тока позволяют определить омическое сопротивление шнура  $R(t)$  или, что то же самое, его усредненную общую проводимость. Тогда при известном сечении и известной длине шнура легко вычислить среднюю удельную проводимость плазмы  $\sigma(t)$  и, по формуле Спитцера (10.5), ее электронную температуру.

Разумеется, измерения, проведенные по такой схеме, носят макроскопический характер и дают только грубую характеристику одного из макроскопических параметров плазмы. Нет нужды повторять, что при такой оценке игнорируется вклад, вносимый в величину тока быстрыми, убегающими электронами, что оставлен в тени вопрос о влиянии примесей с большими  $Z$  на величину проводимости, что, наконец, само использование понятия «электронная температура» должно сопровождаться серьезными оговорками.

С конкретными примерами подобных электротехнических измерений параметров плазмы мы встретимся в § 32 и § 33, при описании работы замкнутых систем типа Токамак и Стелларатор.

## § 18. Метод электрических зондов Ленгмюра

Один из наиболее старых, ставший в настоящее время классическим, этот метод продолжает находить широкое применение и при исследованиях немагнитиченной холодной плазмы малой плотности в лаборатории, и при изучении плазмы в космическом пространстве. Его неоспоримые достоинства — экспериментальная простота и локальный характер измерений. Ограничения, связанные с загрязнением и охлаждением горячей плазмы при внесении в нее любого зондирующего инструмента, уже были отмечены выше, и сейчас нет нужды возвращаться к этому вопросу. Дополнительное осложняющее обстоятельство — трудность анализа результатов зондовых измерений при наличии в плазме сильных магнитных полей. Между тем, это типичная ситуация в экспериментах с горячей плазмой; не удивительно, что использование электрических зондов для исследования плазмы в установках, построенных в связи с развитием работ по управляемому синтезу, встречается сравнительно редко.



Начнем с простейшего случая: предположим, что магнитное поле в плазме отсутствует. Электрический зонд представляет собой небольшой металлический электрод с чистой поверхностью, погруженный в плазму. Размеры самого зонда и крепящих траверс должны быть невелики, чтобы вносимое искажение было минимальным. Форма зонда практически произвольна, — плоскость,

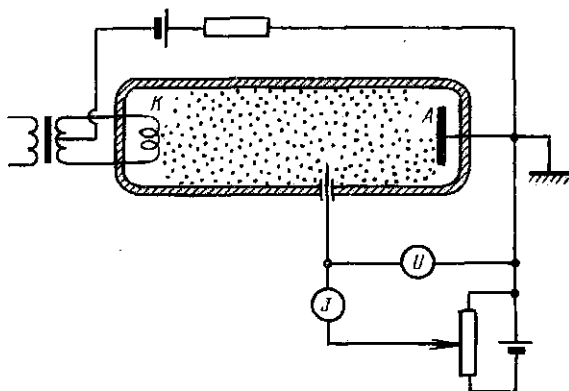


Рис. 18.1. Схема включения электрического зонда.

цилиндр, сфера применяются с успехом. Для конкретности в дальнейших рассуждениях будем считать зонд плоским.

Допустим также, что размеры зонда  $l$  малы по сравнению со средней длиной пробега заряженных частиц в плазме, т. е. предположим, что

$$l \ll \lambda.$$

Мы будем предполагать также, что на поверхности зонда не происходит никаких вторичных процессов: электромагнитное излучение плазмы не вызывает фотоэмиссии, ионная бомбардировка не приводит к испусканию электронов, вторичная электронная эмиссия отсутствует и т. д.

Мы будем считать, иными словами, что все фотоны, электроны, ионы, нейтралы, поступающие на зонд, полностью поглощаются его поверхностью.

Все перечисленные допущения, разумеется, заметно ограничивают область применимости развиваемых далее представлений о работе электрического зонда. С этим же связано использование зондов только для анализа сравнительно редких плазм, а также узость интервала допустимых потенциалов, прикладываемых к зонду.

Стандартная схема включения зонда в газоразрядную плазму показана на рис. 18.1. С помощью потенциометра потенциал зон-

да  $U_s$  может меняться в нужных пределах относительно одного из электродов. При изменении потенциала зонда, от больших отрицательных значений до больших положительных, электронный ток в цепи зонда  $J_s$  изобразится кривой, приведенной на рис. 18.2 (это так называемая зондовая характеристика). Заметим, что потенциал плазмы  $U_p$  в месте, где размещен зонд, пока нам неизвестен и тем самым положен нулю на оси абсцисс зондовой характеристики по отношению к потенциалу плазмы не определено. Зондовая характеристика отчетливо делится на три области, указанные на рисунке. Рассмотрим каждую из них в отдельности.

**Область I.** При больших отрицательных потенциалах все электроны отталкиваются от поверхности зонда. На него собираются положительные ионы, которые создают вокруг зонда положительный объемный заряд. Этот объемный заряд экранирует зонд, находящийся под отрицательным потенциалом, от остальной части плазмы. Именно образование слоя объемного заряда, окутывающего зонд, делает применение зондов в плазменных исследованиях допустимым, — создаваемое возмущение не чрезмерно и четко локализовано. За пределами слоя находится девственная, неискаженная плазма.

Поскольку зонд не оказывает влияния на плазму, через слой на поверхность зонда течет просто диффузионный ионный ток (электроны отталкиваются зондом!). При этом, если толщина слоя много меньше длины пробега, то выражение для плотности ионного диффузионного тока определяется известной формулой кинетической теории газов:

$$j_i = \frac{1}{4} n_i e v_i, \quad (18.1)$$

или

$$J_i = \frac{1}{4} n_i e v_i S, \quad (18.2)$$

где  $S$  — эффективная площадь поверхности зонда.

Рисунок 18.3 поясняет ситуацию, которая складывается в окрестности зонда в рассматриваемых условиях.

Ионный ток в области I в широких пределах сохраняет постоянное значение; это понятно: диффузионный поток полностью определяется параметрами плазмы (плотностью  $n_i$ , скоростью ионов  $v_i$ ) и ему «нет дела» до потенциала зонда. Что же все-таки происходит при изменении этого потенциала? Меняется толщина слоя; так, например, при возрастании отрицательного потенциала

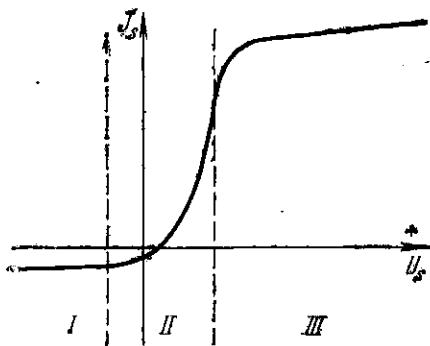


Рис. 18.2. Типичная вольтамперная характеристика зонда.

протяженность слоя становится больше, но плотность тока по-прежнему определяется диффузией. Несколько точнее тот же вывод можно получить следующим образом. Плотность ионного тока в слое, где присутствует объемный заряд и действуют электрические силы, можно выразить с помощью известного уравнения Ленгмюра («закон трех вторых»):

$$j = \frac{1}{9\pi} \left( \frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{U_d^{3/2}}{d^2} \left( = \frac{1}{4} n_i e v_i \right), \quad (18.3)$$

где  $M$  — масса иона,  $U_d$  — падение потенциала на слое и  $d$  — толщина слоя. Ясно, что в условиях постоянства величины  $j$  вариации  $U_d$  вызовут только соответствующие изменения  $d$ .

Заметим, кстати, что вариации толщины слоя при изменении потенциала зонда легко наблюдаются визуально в стационарных плазмах газового разряда.

Какая информация о параметрах плазмы может быть получена из анализа этого участка зондовой характеристики — обсуждается позднее.

*Область II.* По мере снижения отрицательного потенциала зонда на него, помимо ионов, начинают попадать и электроны, сначала самые быстрые, а затем и более медленные. В цепи зонда течет уже не чисто ионный ток, а разность между электронным и ионным током, которая при достаточно большом положительном потенциале сведется к чисто электронному току.

Предположим, что в плазме имеется максвелловское распределение для электронов, отвечающее температуре  $T_e$ . Тогда, если истинный, тормозящий электроны, потенциал зонда относительно потенциала плазмы в данном месте есть

$$U = U_{\text{плазмы}} - U_{\text{зонда}} = U_p - U_s,$$

Рис. 18.3. Картина распределения зарядов в плазме при отрицательном потенциале на зонде.

то на зонд приходят электроны с начальной скоростью  $v_x$  такой, что  $\frac{1}{2} m v_x^2 \geq eU$ . При максвелловском распределении поток электронов с энергией  $W_x = m v_x^2 / 2$ , большей заданной, дается выражением

$$\frac{1}{4} n_e v_e \exp \left( -\frac{W_x}{kT_e} \right) = \frac{1}{4} n_e v_e \exp \left( -\frac{eU}{kT_e} \right).$$

Соответственно, плотность электронного тока на зонд будет

$$j_e = j_0 \exp \left( -\frac{eU}{kT_e} \right). \quad (18.4)$$

Здесь  $j_e = j_{\text{экс}} - j_i$  — электронный ток, который определяется как разность между измеренным током и экстраполированным значением ионного тока. Величина  $U$  — неведомый нам истинный потенциал зонда, однако, внося  $U = U_p - U_s$ , мы можем переписать последнее равенство в виде:

$$J_e = \text{const} \cdot \exp\left(\frac{eU_s}{kT_e}\right), \quad (18.5)$$

где  $J_e = j_e S$  — полный электронный ток в цепи зонда.

Анализ этой части зондовой характеристики для определения плазменных параметров рассмотрен ниже.

*Область III.* Этот участок никогда не бывает хорошо выражен на зондовой характеристике и практически не используется для анализа. Здесь зонд работает как анод в газоразрядном приборе: сильные токи, чисто электронной природы, поступающие на зонд, вызывают интенсивные вторичные процессы на его поверхности. Область насыщения отсутствует.

Переходим к определению параметров плазмы.

В уравнение (18.2) для ионного тока, помимо измеряемой на опыте величины  $J_i$  входят плотность  $n_i$ , ионная скорость  $v_i$  и площадь  $S$ . В случае изотермической плазмы большой плотности при  $T_i = T_e$  ионная скорость определяется очевидным выражением:  $v_i = (3kT_i/M)^{1/2}$ ; отождествляя величину  $S$  с геометрической поверхностью зонда, получаем:

$$n_i = \frac{4J_i S}{e} \left(\frac{M}{3kT_i}\right)^{1/2}. \quad (18.6)$$

Ситуация оказывается более сложной в типичном случае газоразрядной плазмы, когда  $T_e \gg T_i$ . При этом меняется сама структура слоев, окружающих зонд Ленгмюра. Как показал Бом [114], в этих условиях происходит проникновение поля в плазму, без нарушения ее квазинейтральности, на величину, определяемую энергией электронов. Это поле вызывает ускорение ионов вблизи зонда. Подробнее. За областью объемного заряда, непосредственно примыкающей к поверхности зонда, возникает промежуточная область — так называемый предслой, в котором квазинейтральность не нарушена, но существует электрическое поле, простирающееся до границы неискаженной плазмы. В этом предслое более быстрые электроны, конечно, тормозятся, но все же достигают зонда, а ионы, поступающие из плазмы, ускоряются и подходят к границе слоя не со своими тепловыми энергиями, порядка  $kT_i$ , а набрав дополнительную энергию, определяемую много более высокой электронной температурой  $T_e$ . Строгий анализ показывает, что слой объемного заряда оказывается устойчивым, если падение напряжения в переходной области равно  $kT_e/2e$ . В результате ионную скорость теперь надо вычислять по

формуле

$$v_i = (3kT_e/2M)^{1/2},$$

а плотность плазмы находится из очевидного выражения:

$$n_i = \frac{4J_i S}{e} \left( \frac{2M}{3kT_e} \right)^{1/2}. \quad (18.7)$$

Вопрос о величине  $S$ , которая входит в формулы (18.6) и (18.7), требует специального рассмотрения. Разумеется, надо как-то учитывать размеры слоя, обволакивающего зонд, но количественные критерии здесь сомнительны и спорны, и мы не будем останавливаться на этом вопросе.

Электронная температура плазмы определяется из анализа формы зондовой характеристики в области II. Логарифмируя выражение (18.5) для электронного тока, получим:

$$\ln J_e = \text{const} + \frac{eU_s}{kT_e}. \quad (18.8)$$

Таким образом, если в координатах  $(\ln J_e, U)$  экспериментальные точки удовлетворительным образом укладываются на прямую линию, то тангенс угла наклона этой прямой дает величину  $\frac{e}{kT_e}$ .

Откажемся теперь от сделанного вначале упрощающего предположения и рассмотрим случай сильного магнитного поля. Пусть, например,  $B = 5 \cdot 10^4 \text{ гс}$  и  $T_e = T = 10^6 \text{ }^\circ\text{К}$ . Ларморовские радиусы электронов и ионов (протонов) малы:  $\rho_e \sim 10^{-2} \text{ мм}$ ,  $\rho_p \sim 0,5 \text{ мм}$ ; движение заряженных частиц поперек поля крайне затруднено. Размеры даже маленького зонда в приведенном типичном случае оказываются много больше  $\rho_e$ , а обычно и  $\rho_p$ .

Пусть плоскость зонда ориентирована параллельно силовым линиям магнитного поля. Роль свободного пробега поперек поля играют ларморовские радиусы, и выражение для диффузионного потока (18.1) теряет силу.

При положительном потенциале на зонд слой обедняется электронами, так как электрическое поле зонда много быстрее уносит электроны, чем они восполняются из глубинных областей плазмы за счет замагниченной диффузии. Какое именно выражение для коэффициента диффузии поперек поля следует использовать — классическое, боровское, неоклассическое — этот вопрос остается открытым. Вдоль поля диффузия, конечно, не замагничена и поступление частиц на зонд не затруднено. При этом, однако, крайне запутанным становится определение размеров истинной, собирающей ток, поверхности зонда. В целом анализ положительной ветви зондовой характеристики превращается в весьма трудную задачу, а определение  $T_e$  оказывается почти невозможным.

Ситуация складывается благоприятнее в случае магнитного поля меньшей напряженности и высоких температур плазмы. Если ионный ларморовский радиус больше размеров зонда и,

следовательно, можно не считаться с влиянием магнитного поля на процесс собирания ионов в пределах слоя, то приведенная выше качественная схема процесса формирования ионного тока насыщения остается в силе и ионная ветвь характеристики может быть использована для получения численных данных о величине  $n_i$ .

Болеe того, теперь открывается возможность и для нахождения  $T_e$ , если проанализировать с этой целью ту область зондовой характеристики, которая отвечает переходу от участка ионного тока насыщения к электронной ветви. При этом следует ограничиваться обработкой той части характеристики, которая отвечает потенциалам зонда ниже плавающего потенциала. Благодаря тому, что в этой области зонд еще не производит значительного возмущения электронной плотности в своей окрестности, зависимость электронного тока от потенциала сохраняет экспоненциальный характер, что и позволяет определять  $T_e$ .

Если в исследуемой плазме отсутствует опорный электрод, находящийся в хорошем контакте с плазмой (электрод, относительно которого может быть задан потенциал зонда), то для определения параметров плазмы используется метод двойных зондов. Ясно, что применение двойных зондов оказывается особенно привлекательным в таких ситуациях, как исследование ионосферы, или при изучении безэлектродных высокочастотных разрядов в камерах с изолирующими стенками. Конструктивно двойной зонд — это пара лангмюровских зондов, в простейшем случае тождественных по размерам и форме и изготовленных из одинакового материала. Вся система находится под плавающим потенциалом относительно плазмы. При подаче между электродами двойного зонда меняющейся разности потенциалов получаемая вольтамперная характеристика имеет симметричную форму (см. рис. 18.4). В силу требований, налагаемых законом Кирхгофа, ток в цепи зонда всегда ограничен по величине ионным током насыщения. Поэтому возмущения, вносимые зондом в плазму, минимальны. Простой анализ вольтамперной характеристики при стандартных допущениях о максвелловском распределении позволяет определить электронную температуру плазмы и найти электронную плотность.

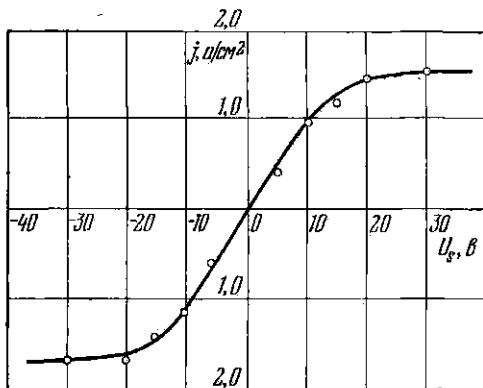


Рис. 18.4. Вольтамперная характеристика двойного зонда для случая, когда площади обоих электродов одинаковы.

В заключение несколько замечаний технического характера. В качестве материала рабочей части зонда обычно выбирается молибден или вольфрам. Высокая температура плавления и превосходные вакуумные свойства этих металлов делают указанный выбор совершенно естественным.

Типичная конструкция простейшего цилиндрического зонда ясна из рис. 18.5.

При больших плотностях плазмы и значительных потенциалах на зонде следует считаться с опасностью зажигания дугового разряда. Для исследования быстро протекающих процессов, в ходе



Рис. 18.5. Конструкция простого цилиндрического зонда.

которых свойства плазмы также быстро меняются со временем, ток зонда, разумеется, осциллографируется. Прикладывая к зонду пилообразные импульсы напряжения, можно непосредственно снимать вольтамперные зондовые характеристики.

Подводя итоги, можно следующим образом сформулировать преимущества и недостатки зондовой методики. Зонды Ленгмюра — это превосходный измерительный инструмент для исследования не слишком плотной и горячей плазмы, в условиях, когда магнитное поле отсутствует. Использование электрических зондов для определения  $n_e$  (но не  $T_e$ !) оказывается весьма полезным и при наличии в плазме не слишком сильного магнитного поля, т. е. в предположении, что ионный ларморовский радиус больше размеров зонда.

## § 19. Метод магнитных зондов

Пояс Роговского и делитель напряжения с успехом используются для изучения интегральных характеристик процессов, протекающих в плазме, пронизываемой макроскопическими токами. Но, как правило, экспериментатор нуждается в получении более детальной информации о локальном распределении токов и магнитных полей в рабочем объеме системы. С этой целью в плазму вводятся миниатюрные катушки — так называемые магнитные зонды. Определяемые  $\mathcal{E}$  помощью магнитных зондов значения  $B$  для различных моментов времени и различных точек пространства позволяют в принципе определять локальные значения давления плазмы  $P = 2nkT$ .

Действительно, для простейшего случая, если можно пренебречь силами инерции и считать давление скаляром, условие равновесия в любой точке внутри плазмы может быть записано в виде:

$$\nabla P = \frac{1}{c} [j\mathbf{B}], \quad (19.1)$$

Для однородного поля отсюда получается известное выражение:

$$P + \frac{B^2}{8\pi} = \text{const.} \quad (19.2)$$

В практически важном случае цилиндрического плазменного шнура (или слабо тороидальной системы), где зависимость  $P$  и  $B$  от  $z$  и  $\varphi$  отсутствует, основное уравнение переписывается в форме:

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \frac{1}{c} (j_\varphi B_z - j_z B_r), \quad (19.3)$$

или, заменяя  $j$  через  $\frac{c}{4\pi} \text{rot } \mathbf{B}$ , получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial r} &= \frac{1}{4\pi} (\text{rot}_\varphi \mathbf{B} \cdot B_z - \text{rot}_z \mathbf{B} \cdot B_\varphi) = \\ &= \frac{1}{4\pi} \left( \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) B_z - \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial (r B_\varphi)}{\partial \varphi} - \frac{1}{r} \frac{\partial B_z}{\partial \varphi} \right] B_\varphi. \end{aligned}$$

В рассматриваемом аксиально симметричном случае производные по  $z$  и  $\varphi$  обращаются в нуль; следовательно,

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \frac{1}{4\pi} \left[ B_z \frac{\partial B_z}{\partial r} + B_\varphi \frac{1}{r} \frac{\partial (r B_\varphi)}{\partial r} \right]. \quad (19.4)$$

Таким образом, если достаточно подробно и аккуратно изменяются значения  $B_z$  и  $B_\varphi$  в зависимости от координат, то последнее уравнение позволяет определить величину плазменного давления. Так как требуется выполнить измерения обеих составляющих вектора  $\mathbf{B}$ , то плоскость измерительной катушки магнитного зонда должна допускать ориентацию в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

Сделаем несколько замечаний относительно техники магнитных зондов. Возникающая в катушке э. д. с. индукции, как всегда, определяется переменным магнитным потоком, пронизывающим витки катушки:

$$\mathcal{E}_i(t) = -n s \dot{B}_\perp(t).$$

Из эксперимента непосредственно находится производная магнитного поля, поэтому необходимо применение интегрирующей цепи.

В качестве типичного примера конструкции магнитного зонда опишем устройство, применявшееся в опытах на тороидальной



магнитной ловушке Зета [115]. Измерительная система состояла из 16 катушек, на каждую катушку была намотана проволока диаметром 0,04 мм, число витков  $n = 700$ ; поперечник витка составлял 4 мм. Катушки были размещены в ряд и находились на расстоянии 32 мм друг от друга. Оси катушек параллельны между собой. Для электростатической экранировки зонды были заключены в посеребренную стеклянную трубку, которая, в свою очередь, помещалась в кварцевую трубку диаметром 25 мм, продуваемую для охлаждения воздухом.

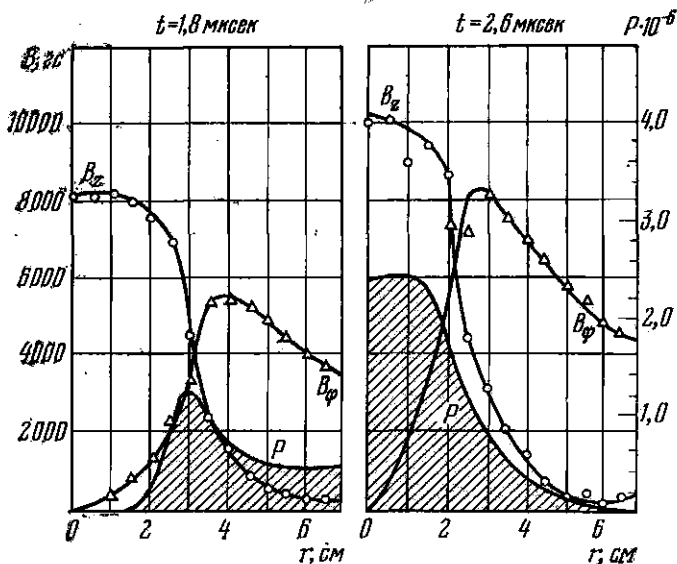


Рис. 19.1. Радиальное распределение давления плазмы, вычисленное по показаниям магнитных зондов.  $B_z = 1500$  гс; начальное давление дейтерия  $6 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.

Таким образом, в каждом опыте производилось синхронное измерение той или иной составляющей магнитного поля в 16 точках по малому радиусу тороидальной камеры. Поворот оси трубки позволял измерять азимутальную или продольную составляющую магнитного поля. Проинтегрированные сигналы с магнитных зондов регистрировались многоканальным осциллографом.

Магнитный зонд обеспечивает локальные измерения  $B$ , а следовательно, и давления плазмы, и в этом его главное достоинство. Вместе с тем, введение зонда в плазму резко увеличивает содержание примесей. Как показали те же опыты на установке Зета, при помещении зонда в плазму проводимость плазмы падает, а интенсивность спектральных линий примесей резко возрастает. Слабым утешением может служить тот факт, что общая конфигу-

рация магнитного поля не меняется от введения в камеру второго зонда на расстоянии 70 см от первого.

Пространственно-временная картина распределения напряженности магнитного поля, плотности тока и давления плазмы, реконструированная на основе показаний магнитных зондов для всего сечения разрядной камеры установки Зета, обсуждается в § 32. В качестве другого примера использования магнитных зондов на рис. 19.1 приведены кривые распределения  $P(r)$ , вычисленные по измеренным значениям  $B_z$  и  $B_\phi$  в опытах с импульсными самостягивающимися разрядами для двух моментов времени [116].

Превосходный и авторитетный комментарий к многочисленным более ранним экспериментам с магнитными зондами можно найти в работах [117, 118].

## ГЛАВА VII

### ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЫ

#### § 20. Спектроскопия плазмы. Анализ сплошного спектра. Определение $n_e$ и $T_e$

Развитие спектроскопической диагностики плазмы шло в основном по пути, проложенному поколениями астрофизиков, для которых методы спектрального анализа служили почти единственным орудием познания процессов, происходящих в удаленных от нас участках космического пространства. Образцы плазмы, создаваемые в лабораторных условиях, конечно, гораздо более доступны для воздействия экспериментатора, чем астрофизические объекты, но и в этом случае трудно переоценить значение оптических методов исследования. Их основное и неоспоримое преимущество, повторим это еще раз, — это отсутствие вмешательства в ход изучаемого процесса.

Излучение совершенно чистой, свободной от примесей водородной плазмы при низкой температуре характеризуется наличием полосатого спектра молекул  $H_2$ . При повышении температуры, когда диссоциация водорода становится значительной, молекулярные полосы слабеют и отчетливо выступают линии атомарного водорода в сериях Лаймана, Бальмера, Пашена. По мере дальнейшего нагревания плазмы к хвостам серий начинает примыкать все более яркий рекомбинационный континуум — результат свободно-связанных переходов. Усиление рекомбинационного свечения свидетельствует о возрастании степени ионизации. Известную роль в этом же температурном интервале играют свободно-связанные переходы, происходящие с образованием отрицательных ионов водорода \*). При еще большей температуре, в условиях практически полной ионизации, спектральные линии исчезают и остающееся непрерывное излучение обусловлено свободно-свободными переходами, т. е. тормозным излучением электронов в поле ядер. Чем выше температура плазмы, тем на более коротковолно-

\*) Именно этот механизм дает основной вклад в сплошной спектр солнечного излучения в видимой и близкой ультрафиолетовой областях.

вую область приходится основная доля тормозного излучения.

В действительности описанную схематически картину никогда не приходилось наблюдать. Во всех реализованных до сих пор системах водородная плазма оказывалась в большей или меньшей степени загрязненной посторонними примесями. Процент примесей сильно меняется от опыта к опыту и от системы к системе, но присутствие атомов примеси, особенно на поздних стадиях жизни плазмы, неизменно обнаруживается спектроскопически. Больше того, нередко внешний вид изучаемого интегрального спектра (т. е. спектра, снятого за все время существования плазмы) почти не зависит от рода газа, наполняющего прибор, а определяется химической природой электродов, диафрагм и стенок, окружающих рабочий объем, и процессами десорбции остаточных газов с этих граничных поверхностей.

Нельзя сказать, однако, что роль атомов примесей, попадающих в рабочий объем помимо воли экспериментатора, была до сих пор чисто негативной. Разумеется, излучение примесей заметно охлаждает плазму и самым неблагоприятным образом сказывается на энергетическом балансе, но вместе с тем анализ спектральных контуров линий примесей и измерение их относительных интенсивностей является мощным средством для получения информации о свойствах плазмы.

Рассматривая спектроскопические методы определения параметров плазмы, мы будем пользоваться сначала упрощенной картиной. Плазма будет считаться изотропной в пространстве и стационарной во времени. Для характеристики распределения частиц плазмы по энергиям будут использоваться понятия электронной и ионной температур, которые могут быть различными по величине, но само введение которых предполагает наличие максвелловского распределения для каждой группы частиц.

Истинная ситуация, как уже было отмечено в § 16, несравненно сложнее. Свойства плазмы резко меняются по сечению прибора, будь то система, через которую пропускается импульсный разряд, будь то открытая или замкнутая магнитная ловушка. Параметры плазмы оказываются быстро меняющимися функциями времени. Далее, как мы знаем, в горячей плазме нередко появляется «оторванная» группа электронов; их энергия во много раз больше средней энергии основной массы электронов плазмы, для характеристики которых мы пытаемся вводить привычный параметр — электронную температуру. В ряде случаев оторванная группа «сверхтепловых» частиц присутствует и среди тяжелых частиц плазмы. Наконец, в горячей плазме легко возникают макроскопические потоки частиц с турбулентным течением. Скорость турбулентных потоков сравнима с тепловой скоростью тяжелых частиц. В результате возникает трудная экспериментальная задача разделения движений обоих типов и определения истинной температуры ионов.

Разумеется, далеко не все из перечисленных трудностей удастся полностью преодолеть, используя спектроскопические методы. Впрочем, в ряде случаев были успешно выполнены и детальный анализ пространственной структуры плазмы, и временная развертка спектра весьма «короткоживущего» разряда. Ясны методы выделения макроскопической составляющей скорости плазменных частиц.

Эти более сложные вопросы спектроскопии плазмы обсуждаются нами позднее: многие конкретные примеры использования спектроскопических методов будут встречаться при описании результатов экспериментов, выполненных на различных плазменных установках.

Обратимся теперь к рассмотрению тормозного и рекомбинационного излучения плазмы и выясним, как из анализа непрерывного спектра определяется плотность заряженных частиц и электронная температура.

Оптическая толщина нагретой плазмы в лабораторной установке, даже при максимальной используемой плотности газа, весьма невелика. Поэтому излучение, наблюдаемое в произвольном спектральном интервале, оказывается незащерченным и, следовательно, меньшим равновесного, рассчитываемого по формуле Планка для черного излучения \*).

Формулы для спектральной плотности тормозного излучения содержатся в строгой квантовомеханической теории Зоммерфельда. Полученные им выражения сложны, и в дальнейшем приводятся приближенные, но вполне достаточные для практических целей формулы. При этом все поправки квантовой теории к простым аналитическим выражениям, которые содержатся в квазиклассических формулах, включаются в так называемый гаунтовский множитель, численно близкий к 1 и медленно изменяющийся с длиной волны и температурой.

Спектральная плотность, выраженная в шкале частот и отнесенная к единице объема плазмы, рассчитывается по формуле:

$$(E_\nu)_{\text{торм}} = 2 \left( \frac{4}{3\pi} \right)^{3/2} \Lambda_0^3 \chi_H Z^2 \left( \frac{\chi_H}{kT_e} \right)^{1/2} \bar{g}_{ff} \exp \left( - \frac{h\nu}{kT_e} \right) n_i n_e. \quad (20.1)$$

Здесь  $\Lambda_0 = h/mc = 2,42 \cdot 10^{-10}$  см — комптоновская длина волны для электрона;  $\chi_H$  — энергия ионизации водородного атома;  $T_e$  — электронная температура;  $n_i$  и  $n_e$  — плотность заряженных частиц данного сорта;  $Z$  — эффективный заряд ионов плазмы и  $\bar{g}_{ff}$  — гаунтовский фактор для свободно-свободных переходов, усредненный по максвелловскому распределению. В этой и следующих формулах численные коэффициенты отвечают полному излучению плазмы, т. е. излучению 1 см<sup>3</sup> плазмы в телесном угле, равном 4π.

\* ) Исключение: плазма, получаемая методом лазерного нагрева.

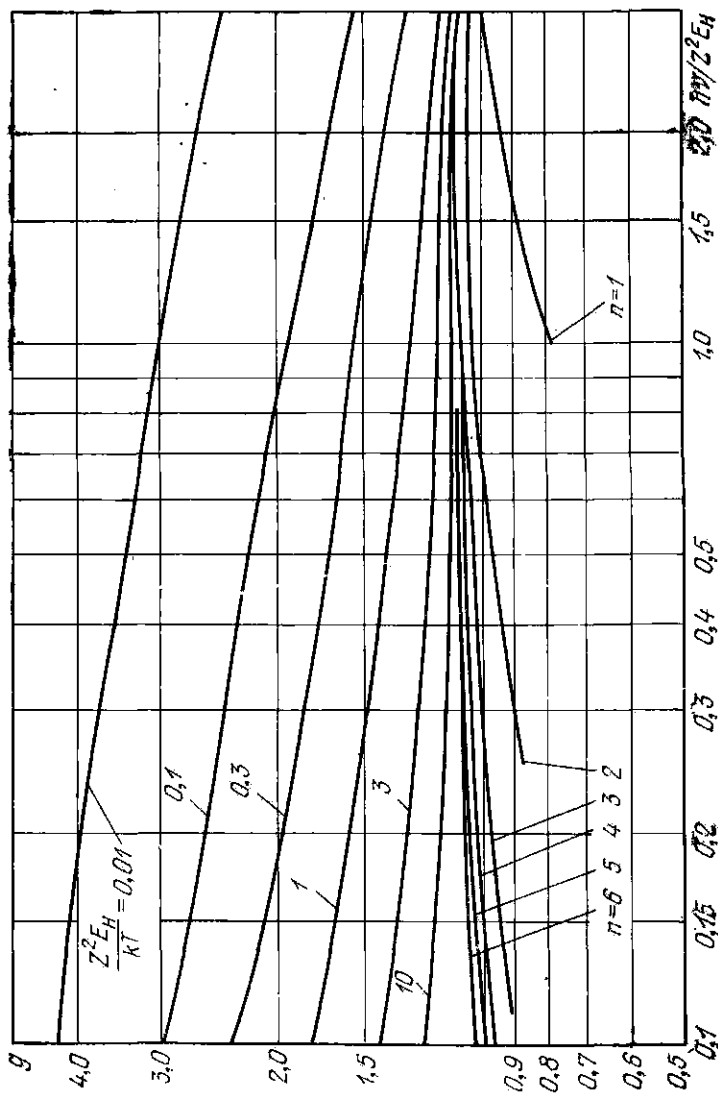


Рис. 20.1. Среденные гаутовские факторы свободно-свободных и свободно-связанных переходов для водородоподобных систем с зарядом ядра  $Z$  в зависимости от энергии фотона. Энергия фотона выражена в безразмерных единицах  $h\nu/Z^2E_H$ , где  $E_H = 13,56$  эв — энергия ионизации водорода.

Если в плазме присутствуют ионы с различными значениями  $Z$ , надлежит провести суммирование по всем  $Z$ , разумеется с учетом парциальных концентраций частиц каждого сорта.

На практике чаще применяется спектральное распределение, записанное в шкале длин волн. В этом случае формула (20.1) для чисто водородной плазмы ( $Z = 1$ ) после подстановки значений универсальных констант принимает вид:

$$(E_\lambda)_{\text{торм}} = 1,9 \cdot 10^{-28} \lambda^{-2} \bar{g}_{ff} T_{\text{эс}}^{-1/2} \exp\left(-\frac{12395}{\lambda T_{\text{эс}}}\right) n_i n_e \left[\frac{\text{вт}}{\text{см}^3 \cdot \text{А}}\right]. \quad (20.2)$$

Здесь электронная температура  $kT_e \equiv T_{\text{эс}}$  выражена в электрон-вольтах, а длина волны  $\lambda$  — в ангстремах. Значения  $\bar{g}_{ff}$  находятся из кривых рис. 20.1. На рис. 20.2 даны, в качестве иллюстрации, графики величины  $(E_\lambda)_{\text{торм}}$  для нескольких значений электронной температуры плазмы. Как видно из графиков, в длинноволновой области спектральная плотность практически не зависит от электронной температуры, убывая обратно пропорционально квадрату длины волны. С точностью до несущественной поправки, даваемой гаунтовским фактором, величина  $(E_\lambda)_{\text{торм}}$  достигает максимального значения при

$$\lambda \approx 6200/T_{\text{эс}} [\text{А}], \quad (20.3)$$

если электронную температуру выражать по-прежнему в электрон-вольтах. В коротковолновой области определяющую роль играет экспоненциальный множитель [см. формулу (20.2)] и величина  $(E_\lambda)_{\text{торм}}$  быстро падает по мере уменьшения  $\lambda$ .

Спектральная плотность рекомбинационного излучения, выраженная в шкале частот, отнесенная также к единице объема

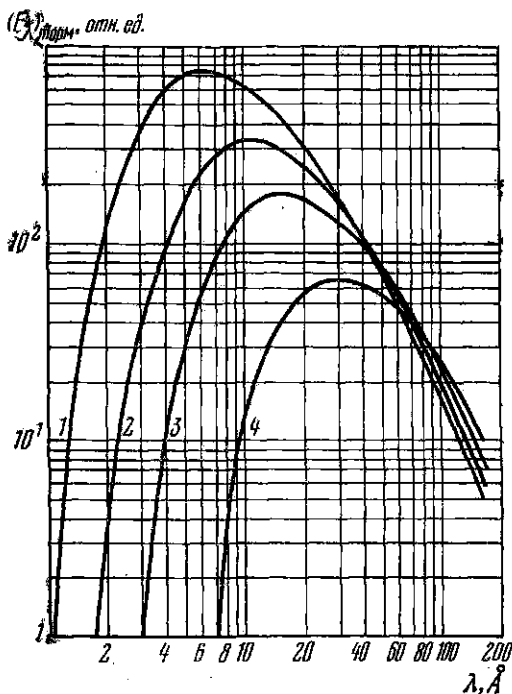


Рис. 20.2. Спектральная плотность тормозного излучения для нескольких значений электронной температуры плазмы. 1)  $T_e = 1000$  эв; 2)  $T_e = 600$  эв; 3)  $T_e = 400$  эв; 4)  $T_e = 200$  эв.

плазмы и телесному углу  $4\pi$ , рассчитывается по формуле:

$$(E_{\nu})_{\text{рекомб}} = 2 \left( \frac{4}{3\pi} \right)^{3/2} \Lambda_{\text{KH}}^3 \frac{Z^4}{n^5} \xi_n \left( \frac{\chi_n}{kT_e} \right)^{3/2} \bar{g}_{fb} \exp \left( \chi_n - \frac{h\nu}{kT_e} \right) n_i n_e. \quad (20.4)$$

При написании последнего равенства предполагается, что рекомбинационное излучение возникает в результате захвата электронов ионами с зарядом  $(Z + 1)$  на уровень с главным квантовым числом  $n$ . В формуле (20.4) приняты следующие обозначения:  $\chi_n = h\nu_n$  — энергия ионизации с уровня  $n$  иона с зарядом  $Z$ ,  $\xi_n$  — число вакансий на  $n$ -й оболочке и  $\bar{g}_{fb}$  — усредненный по максвелловскому распределению гаунтовский фактор для свободно-связанных переходов. Численные значения гаунтовского фактора находятся из кривых, приведенных на рис. 20.1.

Полное рекомбинационное излучение получается путем суммирования излучения ионов всех сортов, присутствующих в плазме. При этом суммирование должно распространяться на процессы заполнения всех вакантных уровней каждого иона.

После перехода к распределению в шкале длин волн и подстановки численных значений констант формула (20.4) для случая водородной плазмы ( $Z = 1$ ;  $\xi_n = 2n^2$ ) запишется в виде:

$$(E_{\lambda})_{\text{рекомб}} = 5,1 \cdot 10^{-27} \frac{\bar{g}_{bf}}{n^3} \lambda^{-2} T_{se}^{-3/2} \exp \left\{ - \frac{12395}{T} \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_n} \right) \right\} n_i n_e \left[ \frac{\text{см}}{\text{см}^3 \cdot \text{А}} \right]. \quad (20.5)$$

Здесь электронная температура  $kT_e \equiv T_{se}$  снова выражена в электронвольтах, длина волны — в ангстремах; через  $\lambda_n$  обозначена длина волны, соответствующая порогу рекомбинации на уровень с главным квантовым числом  $n$ .

Сделав численные оценки, легко убедиться, что рекомбинационное излучение играет малую роль по сравнению с тормозным излучением, начиная с температур в несколько десятков электронвольт. Так обстоит дело, однако, только в плазме, свободной от примесей. Картина радикально меняется при появлении в водородной плазме чужеродных ионов с большим эффективным зарядом и высоким ионизационным потенциалом. В этом случае интенсивность рекомбинационного излучения резко возрастает за счет множителя  $Z^4$ .

В качестве примера на рис. 20.3 изображено наложение на спектр тормозного излучения водородной плазмы рекомбинационного излучения кислорода. Температура плазмы принята равной 200 эв, содержание примеси — 2% атомов кислорода. Скачкообразное возрастание интенсивности при 90 Å, 17 Å и 14 Å отвечает границам серий и, следовательно, порогам рекомбинации для кислородных ионов с различным зарядом. В рассматриваемом примере разрывы непрерывности соответствуют границам серий ионов OVI, OVII и OVIII. Вопрос об относительной интенсивности излучений ионов с различным зарядом связан с относительной



концентрацией излучающих центров и обсуждается несколько ниже. Отметим, что особенно сильное возрастание (в сотни раз!) спектральной плотности непрерывного фона происходит в коротковолновой области.

Рассмотрим теперь, каким образом с помощью анализа непрерывного спектра удастся определить параметры плазмы, которая предполагается стационарной во времени и пространственно изотропной.

Как видно из формул (20.1) и (20.4), частотная зависимость тормозного и рекомбинационного излучений в области за порогом рекомбинации одинакова (с точностью до несущественных различий в значениях гаунтовских факторов  $\bar{g}_{ff}$  и  $\bar{g}_{fb}$ ).

Поэтому изучение частотной зависимости спектральной плотности непрерывного спектра плазмы в достаточно широком энергетическом интервале, сравнимом с  $kT_e$ , позволяет определить электронную температуру плазмы независимо от наличия примесей.

Остановимся на этом вопросе несколько подробнее. При температуре плазмы порядка сотен электронвольт чувствительный к температуре интервал непрерывного спектра лежит при энергии фотонов в сотни или тысячи

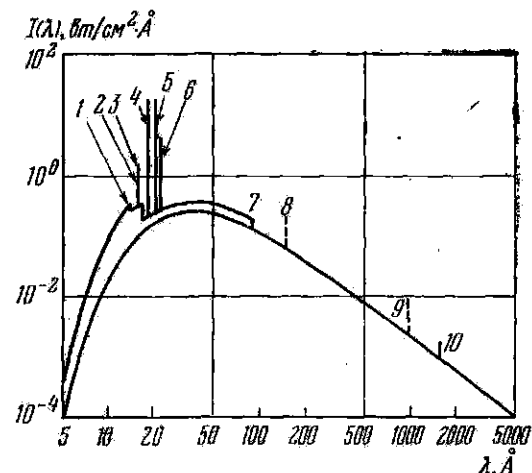


Рис. 20.3. Спектр тормозного излучения водородной плазмы с наложенным спектром рекомбинационного излучения кислорода (плазма содержит в качестве примеси 2% атомов кислорода). 1) OVIII, граница серии; 2) OVIII,  $L_{\beta}$ ; 3) OVII, граница серии; 4) OVIII,  $L_{\alpha}$ ; 5) OVII,  $1s'S_0 - 2p'P_1$ ; 6) OVII,  $1s'S_0 - 2p^2P_1$ ; 7) OVI, граница серии; 8) OVI,  $2s^2S - 3p^2P$ ; 9) OVI,  $2s^2S - 2p^2P$ ; 10) OVII,  $2s^2S_0 - 2p^3P_{3,1,0}$ .

электронвольт, т. е. падает на область самых мягких рентгеновских лучей. Действительно, при температуре  $T_e$  максимум кривой спектральной плотности тормозного излучения в шкале длин волн приходится на фотоны с энергией  $2kT_e$  — см. формулу (20.3). Как известно, производить измерения с разложенным светом в этом спектральном интервале довольно трудно, так как диспергирующий инструмент (изогнутый кристалл или отражательная решетка при скользящем падении) следует помещать в вакуум из-за очень сильного поглощения мягких рентгеновских лучей в слоях воздуха. Тем не менее в ряде случаев таким способом были получены достаточно надежные результаты [119]. На рис. 20.4

приведены кривые, показывающие зависимость интенсивности непрерывного спектра (в полулогарифмическом масштабе) от частоты. Экспериментальные точки хорошо укладываются на прямые и позволяют определить электронную температуру плазмы.

Сравнительно точные данные о  $T_e$  можно получить, применяя и более простую методику, основанную на измерении относительной интенсивности неразложенного в спектр рентгеновского излучения, проходящего через пленки поглотителя различной толщины. Если для выбранного фильтра зависимость линейного коэффициента поглощения  $\mu$  от длины волны известна, то уменьшение интенсивности плазменного излучения в интервале  $(\lambda, \lambda + d\lambda)$  после прохождения через поглотитель толщины  $\delta$  определяется выражением  $\exp[-\mu(\lambda)\delta]$ . Ослабление интенсивности неразложенного белого спектра плазмы выражается очевидной формулой:

$$\alpha(\delta, T_e) = \frac{\int_0^{\infty} \exp[-\mu(\lambda)\delta] f(\lambda, T_e) d\lambda}{\int_0^{\infty} f(\lambda, T_e) d\lambda} \quad (20.6)$$

Здесь  $f(\lambda, T_e)$  — суммарная спектральная плотность тормозного и рекомбинационного излучения плазмы. Рассчитывая заранее, по известным значениям коэффициента поглощения  $\mu(\lambda)$  и по формулам (20.2) и (20.5), ход интенсивности прошедшего излучения от толщины поглотителя для различных значений  $T_e$ , можно среди расчетных кривых подобрать такую, которая лучше всего согласуется с экспериментальными данными. В качестве примера на рис. 20.5 приведены расчетные и экспериментальные кривые для конкретного случая; поглотителем служат пленки из полиэтилена. Как видно из рисунка, в рассматриваемом примере электронная температура плазмы лежит около 250 эв [120].

Фактически измерительная процедура выполняется по следующей схеме. Излучение плазмы, без разложения в спектр, пропускается через поглощающие пленки заданной толщины, нанесенные на сцинтиллятор (пластмасса, кристалл NaJ и т. п.). Сцинтилляционная вспышка в кристалле, являющаяся мерой интенсивности излучения плазмы, регистрируется электронным умножителем. Для защиты фотоумножителя от видимого излучения плазмы пленки поглотителя покрываются очень тонким, но

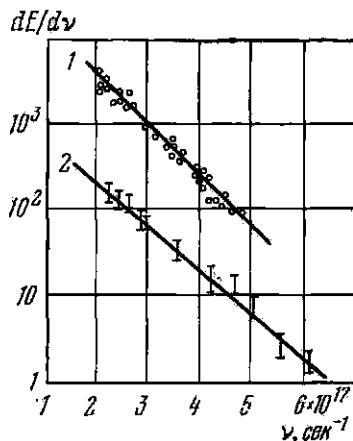


Рис. 20.4. Зависимость интенсивности непрерывного спектра от частоты: определение электронной температуры плазмы. 1)  $kT_e = 295 \pm 30$  эв; 2)  $kT_e = 345 \pm 40$  эв.

сплошным слоем металла (например, Al); разумеется, дополнительное поглощение в металле надо учитывать. Линейность сцинтилляционной отдачи от энергии фотона должна быть проконтролирована абсолютными измерениями с ионизационной камерой. Большая ширина динамического диапазона сцинтилляционного

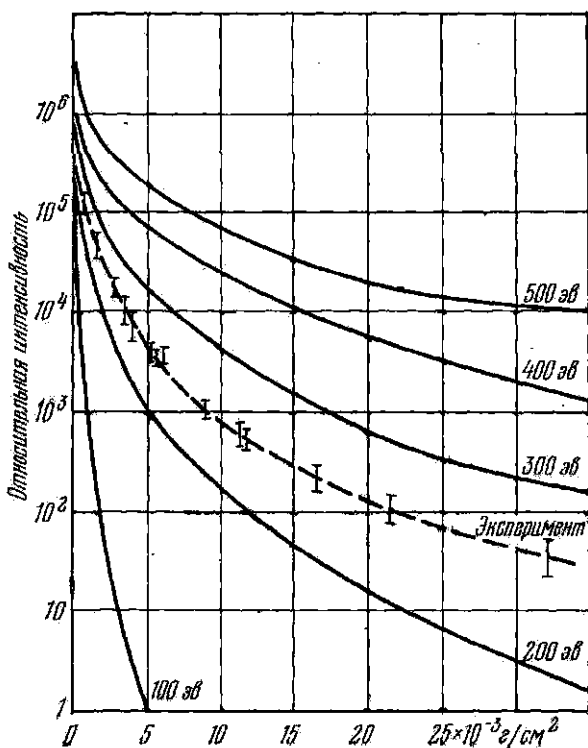


Рис. 20.5. Расчетные и экспериментальные кривые интенсивности рентгеновского излучения, прошедшего через полиэтиленовые пленки различной толщины, для нескольких значений  $T_e$ .

метода регистрации позволяет вести измерения при изменении интенсивности на 6 порядков величины; 8—12 значений толщины поглотителя достаточно для уверенного размещения экспериментальной кривой среди набора расчетных графиков. Контрольные эксперименты с поглотителями из разных веществ (органические пленки или пленки из Be, Al или Ni) обеспечивают необходимую точность в определении электронной температуры и гарантируют надежность полученных результатов.

Рассмотрим теперь, каким образом данные, получаемые из анализа сплошного спектра, используются для определения электронной плотности. Если плазма свободна от примесей и ее электронная температура уже определена описанным выше способом,

то величина  $n_e$  находится путем измерения интенсивности непрерывного спектра в абсолютных единицах в избранном спектральном интервале, лежащем в видимой или близкой ультрафиолетовой области. Действительно, как следует из формул (20.2) и (20.5), спектральная плотность континуума пропорциональна величине  $n_e^2$  и зависит, кроме того, через показательную функцию и гаунтовский множитель, от длины волны и температуры. Для выбранного спектрального интервала и заданной температуры плазмы произведение показательной функции на гаунтовский множитель является заданным числом  $\Phi_{\lambda,T}$ , которое может быть рассчитано заранее. Таким образом, с точностью до размеров излучающего объема и геометрического множителя, определяемого в каждом конкретном случае расположением измерительной аппаратуры относительно излучающей области, измеренные значения плотности континуума дают, после деления на фактор  $\Phi_{\lambda,T}$ , величину  $n_e^2$ .

Измерение плотности целесообразно проводить в видимой или близкой ультрафиолетовой области спектра в силу двух причин. Во-первых, для излучений, лежащих в этом интервале длин волн, имеется хорошо разработанная регистрирующая и спектральная аппаратура. Во-вторых, для горячей плазмы спектральная плотность в длинноволновой области очень мало зависит от температуры. Поэтому даже весьма приблизительное значение электронной температуры оказывается достаточным для точного определения  $n_e$ .

Приведем пример. Пусть излучение водородной плазмы регистрируется при  $\lambda \sim 5000 \text{ \AA}$ ; тогда изменение электронной температуры от 10 эв до 300 эв, т. е. в 30 раз, уменьшит фактор  $\Phi_{\lambda,T}$  всего лишь в 2,3 раза. Это означает, что тридцатикратная неопределенность в значении электронной температуры приведет к неопределенности в величине  $n_e$  всего лишь в  $\sqrt{2,3}$  раз, т. е. 1,5 раза.

Если плазма не свободна от примесей, то прямое определение плотности заряженных частиц рассматриваемым способом оказывается невозможным и исследование вопроса сильно осложняется. В этом случае предварительно приходится продельвать качественный спектральный анализ плазмы и, с помощью контрольных градуировочных экспериментов, оценивать процент примесей. Эта в принципе простая процедура может оказаться в некоторых случаях достаточно сложной и приводящей, при попытке ее реализации, к неоднозначным результатам.

Пусть, например, на спектрограмме исследуемой «водородной» плазмы зарегистрированы линии высокоионизованного кислорода и соответствующие скачки в континууме, обусловленные рекомбинацией кислородных ионов. Тогда, примешивая заранее к водороду, наполняющему систему, определенный процент кислорода и наблюдая за возрастанием интенсивности кислородных линий, можно получить представление об исходном содержании

кислорода. Однако подобный способ оценки концентрации примесей включает в себя одно наивное и, строго говоря, ошибочное допущение, что процесс ионизации и возбуждения атомов кислорода, искусственно введенных в виде газообразной добавки, и атомов кислорода, попавших в систему в результате разрушения материала стенок сосуда или десорбции окклюдированных газов, разворачивается одинаковым образом в пространстве и во времени. Дополнительная трудность возникает, когда спектроскопически регистрируемая примесь относится к элементам, которые нельзя ввести в виде чисто газообразной добавки (например, С, Al, Са, Си, Fe). В этом случае следует подобрать сначала подходящее газообразное соединение данного элемента, продукты диссоциации которого будут обнаруживаться затем в спектре плазмы.

Законность градуировочных опытов требует, таким образом, специального рассмотрения в каждом частном случае.

После того как количественный состав примеси установлен, должна быть рассчитана его степень ионизации, иными словами, определена относительная доля ионов с той или иной кратностью заряда. Если электронная температура плазмы известна, то относительное содержание ионов различной зарядности определяется из уравнения, выражающего баланс между процессом ионизации столкновением и процессом рекомбинации с испусканием излучения. Такой подход допустим в условиях сравнительно редких плазм, когда процессами фотоионизации и тройной рекомбинации можно пренебречь. Скорость ионизации дается выражением  $n_i^{(Z)} n_e \sigma_i$ , где  $n_i^{(Z)}$  — концентрация Z-кратно ионизованных ионов,  $\sigma_i$  — сечение ионизации столкновением, а скорость рекомбинации — выражением  $n_i^{(Z+1)} n_e \sigma_r$ , где  $\sigma_r$  — коэффициент излучательной рекомбинации; поэтому в условиях равновесия

$$n_i^{(Z+1)} / n_i^{(Z)} = \sigma_i / \sigma_r. \quad (20.7)$$

Сечения ионизации и излучательной рекомбинации рассчитываются теоретически, и для отношения  $n_i^{(Z+1)} / n_i^{(Z)}$  получается следующая формула:

$$\frac{n_i^{(Z+1)}}{n_i^{(Z)}} = 5 \cdot 10^5 \beta \frac{\xi_n}{\rho n} \left( \frac{\chi_H}{\chi_n} \right)^2 \frac{\exp(-\chi_n / kT_e)}{\chi_n / kT_e}. \quad (20.8)$$

Здесь, как и раньше,  $\chi_H$  и  $\chi_n$  — энергии ионизации водородного атома и рассматриваемого атома (иона) примеси с уровня с главным квантовым числом  $n$ ;  $\beta$  — квантовомеханический поправочный множитель, порядка единицы; величина  $\xi_n$  дает число электронов на оболочке с квантовым числом  $n$  для примесного иона с зарядом  $Z$ . С помощью коэффициента  $\rho$  учитывается возможность рекомбинации помимо основного уровня на более высокие уровни. Этот процесс снижает процент ионов высокой зарядности; численные значения  $\rho$  лежат в пределах от 1,5 до 3,5 для  $n$  от 1 до 3, в предположении, что  $0,1 kT_e < \chi_H < kT_e$ .

Излучение плазмы, состав которой оказывается таким образом с большей или меньшей степенью точности определенным, может теперь рассчитываться с помощью формул (20.1) и (20.4).

Пусть для измерений снова выбран спектральный интервал, лежащий в видимой части спектра. Длинноволновые границы рекомбинационного излучения сильно ионизованных атомов примеси, которые только и будут присутствовать в заметном количестве в случае горячей плазмы, лежат в области мягких рентгеновских лучей. Поэтому весь дополнительный вклад, вносимый в видимый спектр примесью, будет обусловлен тормозным излучением. Конечно, следует проверить, что на выбранный интервал не приходится излучение какой-либо примесной линии, и должно быть исключено паразитное рассеяние света в спектральной аппаратуре. Тогда полное излучение плазмы можно записать в виде:

$$E_{\Sigma} = n_e^2 \sum_Z c_Z \varphi_{\text{торм}}(\lambda, T_e) Z^2. \quad (20.9)$$

Суммирование распространено на ионы с различной зарядностью (величина  $Z$ ); относительная концентрация ионов данного сорта обозначена через  $c_Z$ .

Итак, определение плотности плазмы должно производиться по следующей схеме: 1) качественный спектральный анализ; 2) количественное определение содержания примеси с помощью градуировочных опытов; 3) расчет степени ионизации, т. е. определение коэффициентов  $c_Z$ , по формуле (20.7); 4) измерение абсолютной интенсивности континуума в спектральном интервале, лежащем в видимой части спектра; 5) расчет плотности по формуле (20.9), где величина  $\varphi_{\text{торм}}(\lambda, T_e)$  подсчитывается заранее для известной электронной температуры.

Вряд ли следует разъяснять, что охарактеризованная процедура определения состава и электронной плотности плазмы оказывается довольно сложной и не позволяет получать результаты с большой точностью, в особенности если в плазме отсутствуют примесные ионы различной химической природы. К счастью, плотность плазмы зависит только от квадратного корня из определяемой экспериментально величины  $E_{\Sigma}$ . Поэтому, если учесть, что в типичных условиях содержание примеси составляет небольшой процент от числа водородных ионов, неточное знание концентрации примеси оказывается не особенно существенным для определения  $n_e$ .

Вернемся, для иллюстрации, к рассмотренному выше примеру: примесь кислорода в 2%, которая повышала интенсивность излучения в мягкой рентгеновской области в сотни раз, всего лишь в два раза увеличивает спектральную плотность в видимой области. В результате учет примесного излучения только на 40% снизит значение плотности плазмы, определенное таким способом.

Напомним, что наше рассуждение основано на допущении, что в выделенном для анализа спектральном интервале  $\Delta\lambda$  отсутствует линейчатое излучение многозарядных ионов, которое может полностью на несколько порядков перекрыть излучение сплошного спектра; см. § 3, стр. 25.

Остановимся вкратце еще на одном вопросе. То обстоятельство, что для определения  $n_e$  значения спектральной плотности излучения должны быть найдены в абсолютных единицах, заставляет предъявить достаточно жесткие требования ко всей измерительной аппаратуре. Чувствительность регистрирующего прибора (фотоэлектронного умножителя) должна быть выражена в абсолютных единицах (амперах на ватт) путем градуировки по эталонному источнику света. Если измерения проводятся в видимой области спектра, то для этой цели используется лампа накаливания с известной цветовой температурой, фотоэлектрические характеристики которой в заданном направлении точно известны. Контроль чувствительности должен периодически повторяться в ходе измерений и характеристики умножителя должны обладать высокой стабильностью. Градуировочную процедуру целесообразно проводить комплексно, т. е. в условиях, когда оптическая схема, диспергирующий прибор (монохроматор) и умножитель остаются неизменными и только исследуемый источник света заменяется на эталонный. Большое внимание должно быть уделено также чисто геометрическим факторам, в частности правильному определению размеров излучающего объема. Этот вопрос не является тривиальным, так как зоны испускания излучений различного рода совпадают только в идеальном случае бесконечно протяженной стационарной однородной плазмы. Для надежного определения размеров излучающего объема, по-видимому, проще всего фотографирование плазмы в монохроматическом излучении, относящемся к тому спектральному интервалу, в котором ведутся измерения. Примеры использования фотографической техники для этой цели встретятся нам при анализе горячей плазмы, образующейся в импульсных разрядах.

Измерения электронной температуры и плотности плазмы путем анализа непрерывного спектра удается выполнить лишь в определенной области значений  $n_e$  и  $T_e$ . Редкая плазма излучает слишком мало света, чтобы измерения спектральной плотности в абсолютных единицах могли быть выполнены с необходимой точностью. При высокой плотности следует учитывать возможность самопоглощения. Имеющиеся экспериментальные данные показывают, что легко определяются значения  $n_e$  в интервале  $10^{15}$ — $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Вряд ли можно надеяться на получение удовлетворительных результатов, если величина  $n_e$  лежит ниже, чем  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Область электронных температур в сотни и тысячи электрон-вольт хорошо поддается анализу. Для температур ниже 100 эв интенсивность в мягкой рентгеновской области становится слишком малой.

## § 21. Линейчатый спектр. Определение $T_e$ и $n_e$ из анализа контура спектральной линии

Ряд причин вызывает уширение монохроматической спектральной линии, возникающей в результате перехода атомной системы из одного квантового состояния в другое. В реальных условиях, как правило, одновременно действуют несколько механизмов, приводящих к уширению линии, но усилия и искусство экспериментатора должны быть направлены на то, чтобы выделить доминирующий фактор и, анализируя экспериментальную ситуацию, а при необходимости и видоизменяя ее, перейти от наблюдаемых на опыте характеристик профиля спектральной линии к физическим параметрам плазмы.

Перечислим сначала второстепенные факторы уширения линии.

Для оптического, ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазонов достаточно только упомянуть об универсальной причине уширения — собственной ширине линии. Она мала, порядка  $10^{-4}$  Å, не зависит от длины волны и в дальнейшем не будет нами учитываться.

В горячей плазме уширение, происходящее из-за столкновений излучающего центра с нейтральными атомами и обусловленное обрывом цуга колебаний, отвечавших испусканию монохроматической линии, также не играет существенной роли, так как в горячей и, следовательно, сильно ионизованной плазме соударение с нейтралом — это редкое событие. Производимое этим механизмом уширение могло бы сравниться с уширением за счет эффекта Дошлера только при высокой плотности нейтралов.

Заметим, кстати, что важный эффект ударного уширения линий за счет столкновений излучающих атомов с электронами — эффект, о котором будет идти речь ниже, — вызывается такой же физической причиной: нарушением когерентности цуга монохроматических волн.

Изотопическое расщепление линий определяется сдвигом энергетических термов атомной системы, который связан с различием в величине приведенных масс электрона и ядра для атомов изотопов. Если разность масс двух изотопов

$$\Delta M = M_2 - M_1,$$

то соответствующее расщепление линии с длиной волны  $\lambda_0$  находится из равенства:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = m \frac{\Delta M}{M_1 M_2}, \quad (21.1)$$

где  $m$  — масса электрона. Относительная интенсивность расщепленных линий пропорциональна концентрации каждого изотопа. Наибольшую величину изотопическое расщепление составляет, очевидно, для изотопов водорода. Так, например, для первых



четырёх линий серии Бальмера изотопическое смещение между линиями водорода и дейтерия составляет:

Линия	H <sub>α</sub>	H <sub>β</sub>	H <sub>γ</sub>	H <sub>δ</sub>
Расщепление (в Å)	1,79	1,32	1,18	1,03

Эффект, как мы видим, невелик, и он становится совсем малым для изотопов более тяжелых элементов. Однако здесь открываются интересные диагностические возможности, основанные на спектроскопии исследуемой плазмы при инъекции в нее направленных потоков нейтральных частиц. Предположим, что рабочим газом служит водород и в плазму инжектируется поток нейтрального дейтерия. Если инжектированные нейтралы, образовав за счет резонансной перезарядки на основной ионной компоненте плазмы быстрые нейтралы H<sup>0</sup>, произведут не слишком сильное возмущение первичной плазмы, то, анализируя излучение уширенных за счет эффекта Доплера линий быстрых нейтралов, можно судить об энергетическом распределении основной массы ионов (см. ниже).

Конечно, здесь нарушается основной догмат спектральной методики, о котором мы говорили в начале этой главы: спектральные методы замечательны тем, что они не искажают состояния исследуемого объекта. При инъекции заметной порции нейтралов состояние плазмы неизбежно меняется, а если начальная плотность первичной плазмы мала, происходит ее разрушение. Строгий критический анализ результатов эксперимента выступает на первый план.

Остановимся теперь подробнее на более важных эффектах, вызывающих расщепление, сдвиг и уширение линий.

*Эффект Доплера.* При движении излучающего центра по направлению к наблюдателю или от него происходит сдвиг частоты в фиолетовую или красную сторону, причем, как известно,

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}.$$

При хаотическом, тепловом движении излучающих центров расщепление заменяется уширением, но масштаб эффекта, разумеется, остается прежним. Вычисления показывают, что при максвелловском распределении излучающих атомов контур спектральной линии получается гауссовским:

$$I(\lambda) = I_0 \exp[-(\Delta\lambda)^2/\alpha^2\lambda_0^2]. \quad (21.2)$$

Здесь  $\lambda_0$  — несмещенная длина волны,  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ ,  $I(\lambda)$  — спектральная плотность при длине волны  $\lambda$ ,  $I_0$  — спектральная плотность в максимуме при  $\lambda = \lambda_0$  и  $\alpha$  — параметр распределения, определяющий уширение линии. Как видно из написанной

формулы, спектральная плотность падает до  $1/e$  от своего максимального значения на расстоянии, удаленном от центра линии на величину

$$\Delta\lambda_{1/e} = \alpha\lambda_0,$$

а до половины интенсивности — на расстоянии

$$\Delta\lambda_{1/2} = \sqrt{\ln 2} \cdot \alpha\lambda_0.$$

В спектроскопии принято понимать под «полной полушириной» линии (довольно неуклюжий термин!) ширину линии на половине ее интенсивности. Следовательно, полная доплеровская полуширина  $\Delta\lambda_D$  будет:

$$\Delta\lambda_D = 2\Delta\lambda_{1/2} = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \alpha\lambda_0.$$

В соответствии со сказанным выше, масштаб уширения линии, обусловленный тепловым движением, т. е. величина  $\Delta\lambda_D/\lambda_0$ , должен быть порядка  $v/c$ ; и действительно, расчет приводит к следующему естественному результату:

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0} = 2\sqrt{\ln 2} \frac{v}{c}.$$

Таким образом,

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0} = 2\sqrt{\ln 2} \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2kT_i}{M}} \quad (21.3)$$

Как видно из рис. 21.1, форма доплеровского контура такова: плотное ядро линии окаймлено круто спадающими крыльями. Уже на расстоянии в  $3\Delta\lambda_D$  от центра линии спектральная плотность сохраняет всего лишь около 5% от максимального значения.

Приведем теперь расчетные формулы для ионной температуры. Из равенства (21.3) следует:

$$(\Delta\lambda_D/\lambda_0)^2 = 8 \ln 2 (kT_i/Mc^2),$$

или

$$T_i = \frac{Mc^2}{8k \ln 2} \left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0}\right)^2. \quad (21.4)$$

Полагая  $M = \mu M_0$ , где  $\mu$  — молекулярный вес, а  $M_0$  — вес водородного атома, и подставляя численные значения констант, получим:

$$T_i = 1,95 \cdot 10^{12} \cdot \mu \left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0}\right)^2. \quad (21.5)$$

Здесь  $T_i$  выражено в °К.

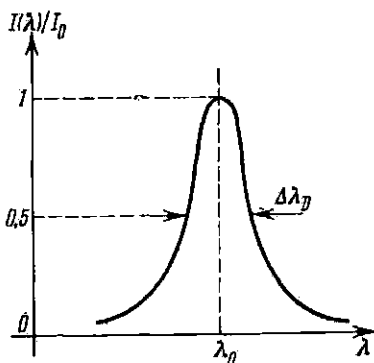


Рис. 21.1. Доплеровский контур спектральной линии.

Полезно еще записать расчетные формулы, выражающие связь доплеровской полуширины с температурой для первых линий балмеровской серии. Если выразить длину волны в ангстремах, а температуру в электронвольтах, то:

$$\text{для линии } H_{\alpha} \quad \Delta\lambda_D = 0,51 (T_i)^{1/2},$$

$$\text{для линии } H_{\beta} \quad \Delta\lambda_D = 0,38 (T_i)^{1/2}.$$

График, приведенный на рис. 21.2, дает общую картину изменения полуширины этих линий с температурой.

Ионная температура плазмы определялась по доплеровскому уширению линий в огромном числе работ. На рис. 21.3 приведена

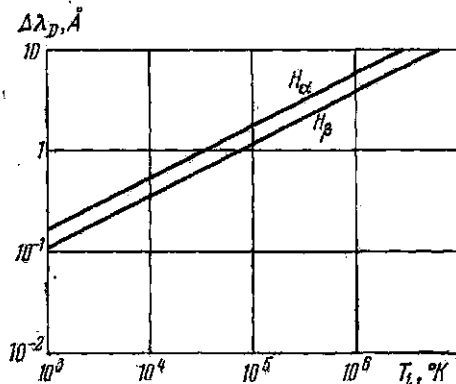


Рис. 21.2. Зависимость полуширины спектральных линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  от ионной температуры.

в качестве иллюстрации микрофотограмма линий триплета ионов азота  $NIV$ , отвечающих переходу  $3^3S - 3^3P$  (длины волн: 3478,7; 3483,0; 3485,0 Å). Линии получены [121] при исследовании импульсного разряда в водороде при силе тока около 0,5 Ма и начальном давлении водорода 0,1 мм рт. ст. Азот содержался в качестве примеси с концентрацией в несколько процентов. Аппаратная ширина не превышала 0,2 Å и вносила небольшой вклад в экспериментальную ширину линии, которая составляет

около 1 Å. Формула (21.5) приводит к следующему значению ионной температуры:

$$T_i = 1,2 \cdot 10^8 \text{ } ^\circ\text{K}.$$

Измеренное таким способом значение ионной температуры должно быть определенным образом прокомментировано (вспомним соображения, высказанные в § 16!). Следует ясно понимать, что указанная температура — это температура трехкратно ионизованных атомов азота. Точнее: без дополнительного анализа полученное число нельзя рассматривать в качестве представительного значения ионной температуры для всех образцов ионов, присутствующих в данной плазме. Впрочем возможно, что трехзарядные ионы азота, которые использовались в качестве «термометра», участвовали не только в хаотическом тепловом движении, но также и в тех или иных упорядоченных перемещениях ионов, связанных с наличием в плазме электрических полей. В этом случае энергия ионов будет расти с зарядом. Поэтому необходим перекрестный контроль: измерение температуры должно быть

выполнено с помощью нескольких «термометров». Только при совпадении результатов можно с уверенностью говорить об ионной температуре плазмы как целого.

Заметим, кстати, что получение различных «температур» при использовании ионов различной зарядности и различной массы — это скорее правило, чем исключение при работе с горячей плазмой.

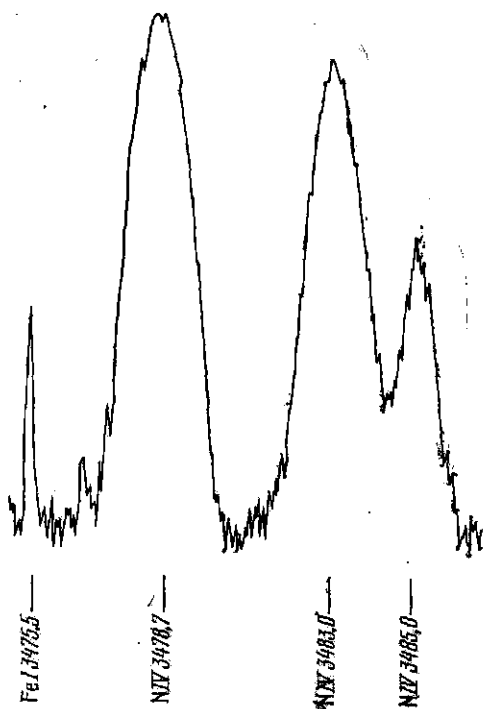


Рис. 21.3. Микрофотограмма линий триплета ионов азота NIV.

Соответствующие примеры нам неоднократно встретятся при обсуждении экспериментальных данных, получаемых на различных магнитных ловушках.

**Эффект Зеемана.** В заданном магнитном поле энергетический терм атома расщепляется на ряд подуровней, число которых зависит от происхождения магнитного момента атома. Если атомный магнетизм — чисто орбитального происхождения (синглетные термы), то, как хорошо известно из атомной физики, возникает классический, или нормальный, эффект Зеемана. Синглетная линия расщепляется на три компоненты, наблюдается так называемый лоренцовский триплет, причем эти компоненты оказываются поляризованными. Точнее, картина расщепления и

состояние поляризации компонент зависят от направления наблюдения. При наблюдении поперек поля обнаруживаются три линии: несмещенная  $\pi$ -компонента, поляризованная по направлению поля, и две симметрично к ней расположенные  $\sigma$ -компоненты, поляризованные перпендикулярно к полю. При наблюдении вдоль поля остаются только  $\sigma$ -компоненты, которые в этом случае оказываются поляризованными по кругу. Величина расщепления в шкале частот определяется частотой ларморовской прецессии:

$$\Delta\omega_L = \frac{eB}{2mc}. \quad (21.6)$$

Если атом обладает и орбитальным, и спиновым магнетизмом, расщепление носит более сложный характер. Наблюдается так называемый аномальный зееман-эффект, теория которого также рассматривается в курсе атомной физики. Напомним для примера, что дублеты головных линий главной серии щелочных атомов расщепляются на десять компонент (каждая линия соответственно на четыре и шесть составляющих), а, скажем, триплет цинка дает 18 составляющих. Величина расщепления в шкале частот находится в этом случае из формулы:

$$\Delta\omega = g \Delta\omega_L = g \frac{eB}{2mc}, \quad (21.7)$$

где  $g$  — фактор Ланде — дробь, незначительно отличающаяся от единицы.

В условиях сильного магнитного поля, независимо от природы атомного магнетизма, получается нормальный эффект Зеемана. Под сильным магнитным полем понимается такое внешнее поле, напряженность которого существенно превышает напряженность орбитального поля атома. Иными словами, в этой ситуации магнитное расщепление терма значительно превосходит его мультиплетное расщепление, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием.

Итак, в любом случае для определения масштаба зеемановского расщепления достаточно вычислить ларморовскую частоту прецессии. Сделаем численную оценку. Пусть  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$  и магнитное поле равно  $10^4 \text{ гс}$ . Тогда

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2mc} g \Delta\omega_L \approx 10^{-8} \frac{e}{4\pi mc^2} \lambda^2 B [\text{ \AA}] \approx 0,12 \text{ \AA}.$$

Таким образом, в количественном отношении ожидаемый эффект оказывается довольно слабым, и только при полях порядка ста тысяч гаусс уширение становится значительным. Однако в этих условиях обычно более резко сказываются другие факторы, вызывающие уширение линии.

Если магнитное поле неоднородно или меняется со временем, то и расщепление оказывается величиной переменной, и вместо совокупности разделенных составляющих наблюдается уширенная линия с полушириной указанного порядка величины.

Следует признать, что диагностические возможности эффекта Зеемана, по крайней мере для лабораторных плазм, используются до настоящего времени в малой степени. Между тем, бесконтактное измерение магнитных полей принадлежит к числу наиболее актуальных и, вместе с тем, слабо разработанных разделов диагностики плазмы. Причины сложившейся ситуации ясны. Прямое измерение напряженности магнитного поля по величине расщепления между  $\sigma$ - и  $\pi$ -компонентами удается выполнить только на установках с сильным полем (например, на установках типа « $\Theta$ -пинч»), да и то эти измерения оказываются трудными и не особенно надежными из-за маскирующего действия сильного доплеровского уширения.

Недавно [122] были высказаны интересные предложения, позволяющие, по-видимому, в некоторых случаях решить возникающую задачу. Так, в замкнутых системах с сильными продольными полями  $B_z$  часто требуется найти азимутальное поле тока  $B_\phi$ , составляющее малую долю  $B_z$ . Если зеемановское расщепление, обусловленное полем  $B_z$ , достаточно велико, то выделение отдельных компонент оказывается возможным. Наличие  $B_\phi$  приводит к повороту силовой линии и, следовательно, к повороту плоскости поляризации на угол порядка  $B_\phi/B_z$ . В типичных условиях требуется измерять углы поворота масштаба нескольких градусов; в видимой области спектра это несложная задача. Если необходимо изучить пространственное распределение полей, то должна быть создана локальная плотность излучающих атомов. Это может быть сделано путем инъекции в плазму пучка быстрых нейтральных атомов и наблюдения возникающего эффекта в перпендикулярном к пучку направлении.

Интересно, что астрофизические применения эффекта Зеемана хорошо известны: солнечный магнетометр позволяет получить карту магнитных полей в солнечной хромосфере, измеряются магнитные поля звезд, исследуется корреляция хромосферных вспышек с быстрыми изменениями в строении магнитного поля в данной части солнечной поверхности. Большие пространственные и временные масштабы происходящих событий и низкий уровень шумов облегчают проведение исследований в этой области.

*Эффект Штарка.* Современная теория штарковского уширения спектральных линий представляет собой обширный и детально разработанный раздел атомной физики. Естественно, что наше изложение будет носить по необходимости фрагментарный характер, к тому же с очевидной утилитарной направленностью.

Электрическое поле, подобно магнитному, вызывает расщепление энергетических уровней атома. Соотношения, однако, здесь не столь просты, как при эффекте Зеемана. Изменение энергии терма излучающего атома пропорционально скалярному произведению электрического дипольного момента атома  $M$  на величину напряженности поля  $E$ , т. е.

$$\Delta W = EM. \quad (21.8)$$

Находясь в электрическом поле, атом стремится повернуться так, чтобы его энергия была минимальна. Из-за гироскопических сил возникает прецессия и последующее расщепление терма. Если дипольный момент атома существует независимо от наличия поля, то эффект Штарка линейен, если же поляризация атома возникает только под воздействием внешнего поля, то эффект квадратичен. В случае эффекта Зеемана атомный магнетизм, орбитального или спинового происхождения, всегда «приготовлен заранее», и эффект линейен во всех случаях. Квадратичный характер эффекта Штарка вызывает асимметричный сдвиг терма; в результате асимметричным оказывается и расщепление линии. Для некоторых квантовых состояний водорода и водородоподобных атомов дипольный момент существует и без поля. Отсюда линейный и, как правило, сильный эффект Штарка.

Сказанное относилось к макроскопическим и стационарным полям. В плазме на излучающую систему действуют быстропеременные микрополя и вместо расщепления наблюдается уширение линии, со смещением центра линии или без смещения, в зависимости от того, имеем ли мы дело с линейным или квадратичным эффектом.

Огромное различие между массой иона и массой электрона приводит к тому, что электрическое микрополе в плазме всегда имеет две компоненты: низкочастотную ионную и высокочастотную электронную. Грубо говоря, при  $T_i = T_e$  за время пролета около излучающего атома одного иона на расстоянии, равном среднему межчастичному

$$r_0 \approx n_e^{-1/3},$$

число пролетов электронов возле излучающего атома, т. е. число столкновений с электронами, будет в  $(M/m)^{1/2}$  раз больше. Естественной представляется поэтому следующая постановка задачи: сначала рассматривается штарковское расщепление уровней в медленно меняющемся поле ионов, а затем учитываются переходы между уровнями, возникающие в результате воздействия быстрофлуктуирующих электронных микрополей.

Столкновения излучающего атома с электронами определяют время его жизни в данном квантовом состоянии (в частности, с заданным значением  $M$ ). Если время жизни атома существенно меньше характерного времени изменения ионного поля, атом как бы «фотографирует» его мгновенное значение, в том смысле, что излучаемая частота испытывает штарковское смещение, определяемое мгновенным значением напряженности электрического поля ионов в точке расположения атома. Вся совокупность излучающих атомов дает картину распределения мгновенных значений электрических микрополей ионов в плазме.

Очевидно, что ионные поля в рассматриваемом случае выглядят для излучающего атома как статические, и соответствующая теория, которая связывает контур спектральной линии с функцией

распределения электрических микрополей, носят название квазистатической.

В этом квазистатическом приближении полуширина линии  $\Delta\omega_s$  (в шкале частот) будет определяться полушириной функции распределения микрополей. Если в плазме нет сильных надтепловых шумов, характерный масштаб функции распределения будет определяться средней напряженностью электрического микрополя плазмы:

$$E_0 = \frac{e}{r_0^2} = 2,6er_e^{2/3}, \quad (21.9)$$

где  $r_0$  — введенное выше среднее межчастичное расстояние;  $e$  и  $E_0$  выражены в единицах СГС.

Таким образом, для нетурбулентной плазмы квазистатическая теория предсказывает, что в случае линейного эффекта Штарна

$$\Delta\omega_s \sim E_0 \sim n_e^{2/3}, \quad (21.10)$$

а в случае квадратичного

$$\Delta\omega_s \sim E_0^2 \sim n_e^{4/3}. \quad (21.11)$$

При возбуждении в плазме ионно-звуковой или иной низкочастотной турбулентности (т. е. при появлении надтепловых шумов) амплитуда электрических полей колебаний может превысить среднее межчастичное поле  $E_0$  и уширение линии будет характеризовать уже не плотность заряженных частиц, а энергию, заключенную в возникших осцилляциях.

Итак, процесс квазистатического ионного уширения линий непринужденно объясняется как результат штарновского сдвига энергетических уровней излучающего атома в электрическом микрополе плазмы. Электронный вклад в уширение спектральной линии обычно рассматривается совершенно иначе: он описывается в рамках так называемого ударного приближения. В этом случае предполагается, что большую часть времени электроны не оказывают никакого влияния на излучатель и только в момент столкновения, за время

$$\Delta t \approx \rho/v_e,$$

где  $\rho$  — параметр столкновения и  $v_e$  — электронная скорость, происходит резкий обрыв цуга световой волны или резкое изменение ее фазы. Частота  $\nu_{\text{opt}}$  таких столкновений, определяющих время жизни атома в заданном квантовом состоянии, может быть представлена в стандартной форме:

$$\nu_{\text{opt}} = n_e \nu_e \sigma_{\text{opt}}. \quad (21.12)$$

Величина оптического эффективного сечения, однако, существенно отличается от величины газокINETического сечения, обычно превышая его во много раз.



Чтобы яснее представить себе причину этого различия, заметим, что обрыв дуга световой волны происходит, когда поле пролетающего электрона вызывает переход атома в ближайшее состояние с тем же значением главного квантового числа. Для этого необходимо, чтобы характерная частота пролета

$$\Delta\omega = v_e/\rho,$$

а вместе с тем и основная часть фурье-разложения поля пролетающего электрона стала сравнимой с частотой, определяемой штарковским расщеплением в поле  $E = e/\rho^2$  пролетающей заряженной частицы. Приравнивая эти две частоты, нетрудно получить характерную величину радиуса оптического столкновения, которая оказывается равной:

$$\rho_{\text{opt}} = \frac{\hbar}{mv_e} \cdot \frac{\langle n' | r | n'' \rangle}{a_0}. \quad (21.13)$$

Здесь  $\langle n' | r | n'' \rangle$  — характерный матричный элемент координаты атомного электрона,  $a_0$  — боровский радиус. Таким образом, величина оптического сечения выражается следующей формулой:

$$\sigma_{\text{opt}} = \pi \rho_{\text{opt}}^2 = \frac{\pi \hbar^2}{(mv_e)^2} \left( \frac{\langle n' | r | n'' \rangle}{a_0} \right)^2. \quad (21.14)$$

Сравнивая равенства (21.12) и (21.14), мы видим, что частота оптических столкновений обратно пропорциональна тепловой скорости электронов. Далее, расчет показывает, что в случае линейного эффекта Штарка  $v_{\text{opt}}$  пропорциональна четвертой степени главного квантового числа. При квадратичном эффекте зависимость  $v_{\text{opt}}$  от  $n$  также оказывается достаточно сильной. Обычно на опыте наблюдается излучение, возникающее при квантовых переходах с довольно высоких уровней ( $n \geq 4-6$ ); в результате становится понятным, почему оптические сечения на порядок, а иногда и на два порядка величины превосходят газокинетические.

Распределение интенсивности в контуре линии, уширенной только за счет процессов, сокращающих время жизни атома, хорошо описывается дисперсионной формулой, которая имеет вид:

$$I = I_0 \frac{v_{\text{opt}}^2}{(\omega - \omega_0)^2 + v_{\text{opt}}^2}, \quad (21.15)$$

где  $\omega_0$  — несмещенная частота. Полуширина контура  $\Delta\omega$ , определяется из очевидного равенства:

$$\frac{I_0}{2} = I_0 \frac{v_{\text{opt}}^2}{\Delta\omega_s^2 + v_{\text{opt}}^2}. \quad (21.16)$$

Соответствующий график приведен на рис. 21.4. Таким образом, при учете только электронного вклада в штарковское уширение

линии ее полуширина определяется выражением:

$$\Delta\omega_s = 2\nu_{\text{opt}} \quad \text{или} \quad \Delta\lambda_s = \frac{\lambda_0^2}{\pi c} \nu_{\text{opt}}. \quad (21.17)$$

В случае квадратичного эффекта Штарка влияние ионов, как правило, пренебрежимо мало, и контур линии может быть представлен дисперсионной кривой с константой  $\nu_{\text{opt}}$ , которая следующим образом зависит от параметров плазмы:

$$\nu_{\text{opt}} = \frac{2\pi\hbar^2}{m^3 v_e^3} \cdot \frac{f_{mn}}{\Delta E} \cdot \frac{n_e}{v_e}, \quad (21.18)$$

где  $f_{mn}$  — так называемая сила осциллятора соответствующего перехода (см. следующий параграф),  $\Delta E$  — энергия штарковского расщепления. Чтобы иметь представление о величине уширения линии за счет квадратичного эффекта Штарка, приведем несколько численных примеров:

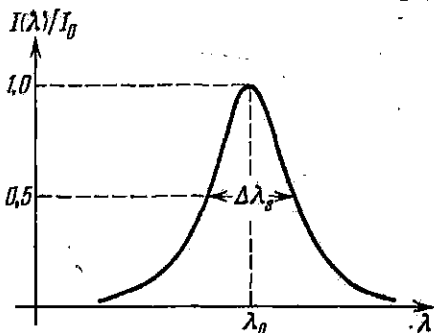


Рис. 21.4. Штарковский профиль спектральной линии.

	$n_e$	$T_e$	$\Delta\lambda_s$
Гелий HeI (5048 Å)	$10^{16} \text{ см}^{-3}$	$0,3 \cdot 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$	1,8 Å
Кислород OI (7254 Å)	$10^{16} \text{ см}^{-3}$	$10^4 \text{ }^\circ\text{K}$	1,6 Å
Аргон ArII (4806 Å)	$10^{16} \text{ см}^{-3}$	$10^5 \text{ }^\circ\text{K}$	0,02 Å

В общем, при плотностях  $n_e \lesssim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  уширение за счет квадратичного эффекта не превышает десятых долей ангстрема и начинает ощутимо сказываться на профиле линий при  $n_e \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Исключительно полезная для экспериментатора сводка расчетных значений ударных электронных полуширин для ряда изолированных линий нейтральных и однократно ионизованных атомов всех элементов от гелия до кальция содержится в таблицах 4.5 и 4.6 книги Грима «Спектроскопия плазмы» ([26], стр. 357). (В тех же таблицах приведены расчетные значения сдвигов линии и параметра ионного уширения.)

Ударное приближение справедливо только в том случае, когда среднее время между двумя оптическими столкновениями велико по сравнению с длительностью самого столкновения, т. е. при выполнении условия

$$\tau_{\text{opt}} = \frac{1}{n_e v_e \sigma_{\text{opt}}} \gg \frac{P_{\text{opt}}}{v_e} \quad \text{или} \quad n_e P_{\text{opt}}^3 \ll 1. \quad (21.19)$$

Полагая  $\rho_{\text{opt}} \approx n^2 (\hbar/mv_e)$ , получим:

$$\left(\frac{n^2 \hbar}{m}\right)^3 \cdot \frac{n_e}{v_e^3} \ll 1, \quad (21.20)$$

Таким образом, ударное приближение выполняется тем лучше, чем выше температура электронов и ниже их концентрация. Впрочем, ограничения на электронную плотность не слишком сильные. Действительно, при  $T_e \approx 2 \cdot 10^4$  °К и  $n \ll 5$  ударное приближение справедливо до  $n_e \sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Для ионов, напротив, это ограничение весьма серьезно: при той же температуре  $T_i \approx 2 \cdot 10^4$  °К и для тех же значений главного квантового числа  $n \ll 5$  ударное приближение работает только при  $n_e \ll 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Как уже говорилось выше, влияние ионных полей обычно следует рассматривать в рамках квазистатической картины. В этом случае время жизни атома, определяемое столкновениями с электронами, должно быть меньше времени пролета иона на среднем межчастичном расстоянии [123]:

$$\frac{1}{\pi \rho_{\text{opt}}^2 v_e n_e} \ll \frac{n_e^{-1/2}}{v_i}, \quad (21.21)$$

или, полагая снова  $\rho_{\text{opt}} = n^2 (\hbar/mv_e)$ , получим критерий квазистатичности:

$$n_e^{2/3} \gg \frac{m^2}{\pi \hbar^2} \cdot \frac{v_e v_i}{n^2}. \quad (21.22)$$

Итак, квазистатичность выполняется тем лучше, чем выше плотность плазмы и ниже ее температура. Очень сильно выражена зависимость от главного квантового числа.

При одновременном воздействии на излучающий атом «ударных» электронов и «квазистатичных» ионов профиль линии оказывается связанным с функцией  $W(E)$  распределения микрополей и определяется, как показывают вычисления, выражением вида:

$$I(\omega) = I_0 v_{\text{opt}}^2 \int \frac{W(E) dE}{(\omega - \omega_0 - \alpha_k E^k)^2 + v_{\text{opt}}^2}, \quad (21.23)$$

где  $k = 1$  и  $2$  для линейного и квадратичного эффекта и  $\alpha_k$  — соответствующие штарковские константы. Дисперсионный множитель можно заменить  $\delta$ -функцией Дирака только при  $\Delta\omega \gg v_{\text{opt}}$ . Поэтому и пропорциональность  $I(\omega)$  функции распределения микрополей также может возникнуть только при  $\Delta\omega \gg v_{\text{opt}}$ . Таким образом, описание профиля линии квазистатической теорией оказывается возможным, если отступить от центра линии на расстояние

$$\Delta\omega \gg v_{\text{opt}} > v_i/\rho. \quad (21.24)$$

Величины  $\Delta\omega$  и  $\rho$  связаны, кроме того, соотношением

$$\Delta\omega = \sigma_k e / \rho^{2k}.$$

Используя это равенство в (21.24), получим следующий критерий квазистатичности профиля линии:

$$\begin{aligned} \Delta\omega &\gg v_1^2 / \alpha e \equiv \Omega_1 \text{ (линейный эффект),} \\ \Delta\omega &\gg v_1^{1/2} / (\alpha e)^{1/2} \equiv \Omega_2 \text{ (квадратичный эффект).} \end{aligned} \quad (21.25)$$

Поведение профиля при  $\Delta\omega < \Omega$  существенно зависит от электронного уширения, и для сравнения с экспериментом здесь необходимы численные расчеты.

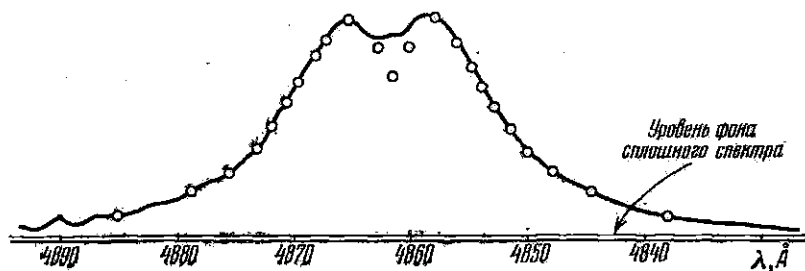


Рис. 21.5. Распределение интенсивности в контуре линии, уширенной за счет эффекта Штарка.  $n_e = 2,78 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (определено методом лазерной интерферометрии);  $T_e = 2 \cdot 10^4 \text{ К}$  Дуговой разряд в водороде. Точки — результат расчета (интерполяция по таблицам Грима + учет эффекта Доплера + учет аппаратной функции). Сплошная линия — экспериментальная кривая, снятая на экране осциллографа. Скорость развертки  $41,83 \text{ Å/мксек}$ .

Подробные вычисления в случае линейного эффекта Штарка были проделаны для водородных линий; особенно полное сопоставление теоретических и экспериментальных данных выполнено для линии  $H_\beta$ .

Рисунок 21.5 может служить прекрасной иллюстрацией согласия между опытом и теорией; условия эксперимента указаны в подписи к рисунку.

Заметим, что при линейном эффекте Штарка большая часть контура линии попадает в область  $\Delta\omega > \Omega_1$ , т. е. в область применимости квазистатической теории, и для оценок часто оказывается полезной следующая приближенная формула, связывающая полуширину линии с плотностью плазмы (здесь величина  $\Delta\lambda_s$  выражена в Å, а  $\lambda$  — в см):

$$\Delta\lambda_s = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \Delta\omega_s = \frac{\lambda^2}{2\pi c} 28 \bar{\alpha} n_e^{-1/2}. \quad (21.26)$$

Значения штарковской константы  $\bar{\alpha}$  (черточка означает усреднение

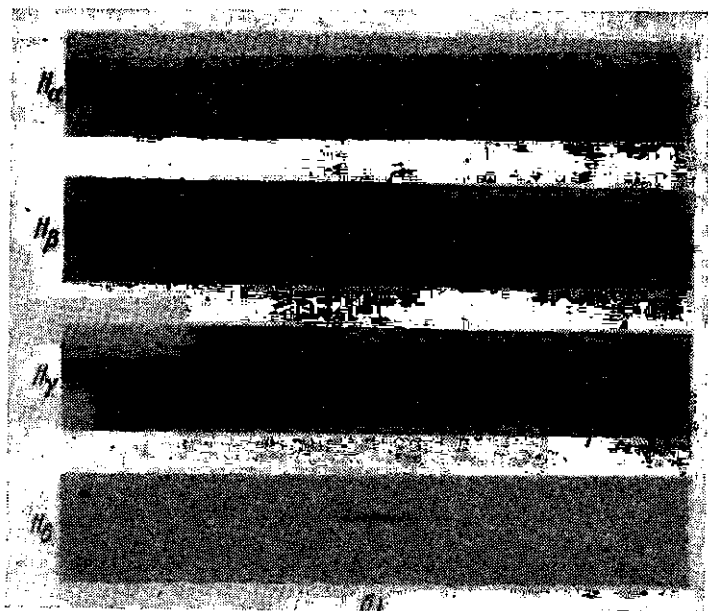
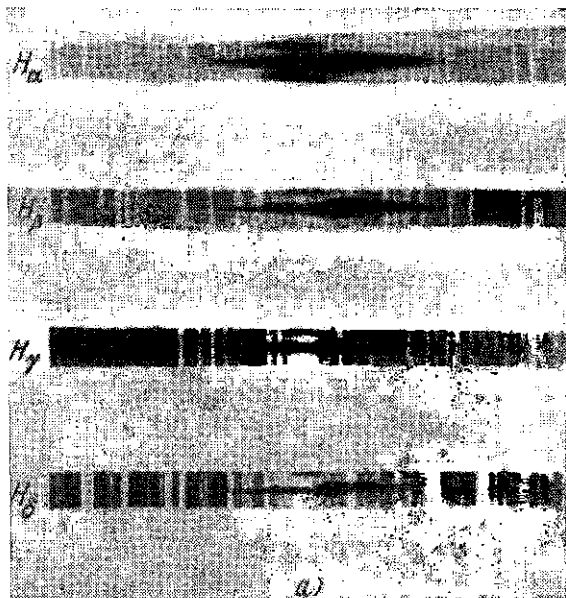


Рис. 21.6. Штарковское уширение водородных линий. а) Спектр Солнца в момент хромосферной вспышки; б) Z-пинч.

по штарковским компонентам) приведены ниже для первых членов бальмеровской серии:

Линия	H <sub>α</sub>	H <sub>β</sub>	H <sub>γ</sub>	H <sub>δ</sub>
Переход $n' \rightarrow n''$	3—2	4—2	5—2	6—2
$\frac{\alpha}{\lambda}$	3,9	10,5	21	25

Для линий, у которых сумма главных квантовых чисел верхнего и нижнего уровней составляет нечетное число, имеется несмещенная штарковская компонента большой интенсивности. Поэтому полуширина линий H<sub>α</sub> и H<sub>γ</sub> не описывается формулой (21.26), а имеет по существу ударную полуширину с  $\Delta\omega_s = -2\nu_{\text{орт}}$ , и лишь для крыльев этих линий применима квазистатическая теория. Напротив, линии H<sub>β</sub> и H<sub>δ</sub> не имеют несмещенных компонент и их полуширина с хорошей точностью определяется соотношением (21.26). Сделаем численную оценку, например, для линии H<sub>β</sub>:

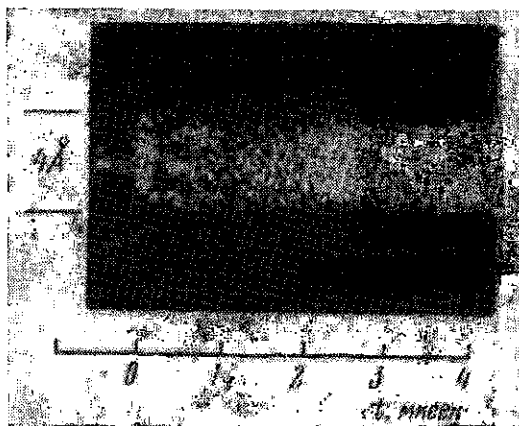


Рис. 21.7. Штарковское уширение спектральной линии H<sub>β</sub> при наличии в плазме турбулентных электрических полей.

$$\Delta\lambda_s \approx 4 \cdot 10^{-10} n_e^{2/3} \text{ \AA}.$$

При  $n_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  полуширина составляет  $\approx 4 \text{ \AA}$ , а при  $n_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$  достигает уже  $\approx 100 \text{ \AA}$ .

В качестве интересного примера на рис. 21.6а приведен снимок участка спектра солнечной хромосферы вблизи линий бальмеровской серии в момент хромосферной вспышки [124]. На рис. 21.6б показан снимок той же области спектра, полученный в условиях импульсного разряда в водороде при силе тока в максимуме около 0,5 Ма. Сходство спектров бросается в глаза; уширение линий огромно.

Рисунки 21.7 и 21.8 иллюстрируют ситуацию, которая возникает при наличии в плазме сильных надтепловых шумов [125]. На рис. 21.7 показана временная развертка профиля линии H<sub>β</sub>, полученная с помощью электронно-оптического усилителя света.

Спустя  $\approx 0,5$  мксек после начала развертки ширина линий резко возрастает. Этот момент отвечает возбуждению в плазме бессточной ударной волны, на фронте которой возникает очень высокий уровень шумов электростатических колебаний. Плотность плазмы в этих экспериментах составляла  $n_e \approx 8 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ , а напряженность турбулентных электрических полей пре-

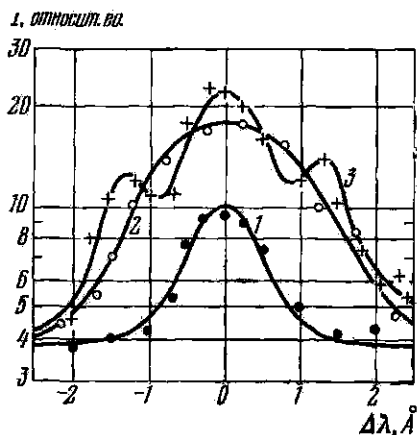


Рис. 21.8. Профиль линии  $H_\beta$  для трех моментов времени: 1 — перед ударной волной, 2 — на фронте волны, 3 — позади фронта.

вышла среднее межчастичное поле  $E_0$  почти в 20 раз. Результат фотометрирования профиля линии  $H_\beta$  представлен на рис. 21.8.

Заканчивая на этом рассмотрение вопроса об уширении спектральных линий в плазме, вернемся к замечаниям, сделанным в начале параграфа. Фактически при исследовании плазмы далеко не всегда можно с уверенностью утверждать, что в данных экспериментальных условиях уширение линии вызывается единственной причиной. Точнее: очень часто экспериментально наблюдаемый контур определяется совместным действием эффектов Доплера и Штарка. Если при доплеровском расширении функция  $I_1(\Delta\lambda)$  задает интенсивность линии на расстоянии  $\Delta\lambda$  от ее центра, а при штарковском уширении соответствующая функция есть  $I_2(\Delta\lambda)$ , то наблюдаемый профиль линии, обусловленный одновременным воздействием обоих эффектов, задается «сверткой» двух функций и выражается формулой:

$$I(\Delta\lambda^*) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_1(\Delta\lambda) I_2(\Delta\lambda - \Delta\lambda^*) d(\Delta\lambda), \quad (21.27)$$

где функция  $I(\Delta\lambda^*)$  определяет интенсивность в точке, находящейся на расстоянии  $\Delta\lambda^*$  от центра результирующего профиля линии. Как мы знаем, доплеровский контур описывается формулой Гаусса, а штарковское уширение — дисперсионной формулой Лоренца. Свертка обеих профилей выражается так называемой функцией Фойгта, для которой в широком диапазоне условий составлены таблицы и имеются соответствующие графики. В частности, удобные таблицы, связывающие наблюдаемые полуширины с доплеровскими и штарковскими полуширинами линий, содержатся в монографиях [22] (стр. 250) и [23] (стр. 103 и 259).

Конечная разрешающая сила спектрального прибора вносит дополнительный вклад в общую ширину линии. Для учета этого эффекта снова приходится прибегать к операции свертки, определенно предварительно экспериментально аппаратную функцию. Часто аппаратный профиль хорошо аппроксимируется функцией Гаусса и поправки сводятся к уже рассмотренным. В простейшем случае учет влияния аппаратной функции на доплеровский профиль выполняется с помощью следующего очевидного равенства:

$$\Delta\lambda_{\Sigma}^2 = \Delta\lambda_D^2 + \Delta\lambda_{\text{апп}}^2, \quad (21.28)$$

где  $\Delta\lambda_{\Sigma}$  — наблюдаемая полуширина и  $\Delta\lambda_{\text{апп}}$  — полуширина аппаратной функции.

## § 22. Линейчатый спектр. Определение $T_e$ из относительной интенсивности спектральных линий

Рассмотрим излучение, возникающее в некотором объеме плазмы, обусловленное переходом атомов или ионов данного сорта с уровня  $m_1$  на уровень  $n_1$  (переход  $I$ ) и с уровня  $m_2$  на  $n_2$  (переход  $II$ ). Схема энергетических термов приведена на рис. 22.1. Пренебрегая индифферентным испусканием, можно написать следующие выражения для интенсивностей спектральных линий, отвечающих обоим переходам:

$$\begin{aligned} I_1 &= A_{m_1 n_1} N_1 \hbar \omega_1, \\ I_2 &= A_{m_2 n_2} N_2 \hbar \omega_2. \end{aligned} \quad (22.1)$$

Здесь  $A_{mn}$  — вероятности спонтанных переходов ( $m_1 \rightarrow n_1$  и  $m_2 \rightarrow n_2$ ),  $N_1$ ,  $N_2$  — числа атомов на верхних уровнях (заселенности этих уровней),  $\hbar \omega_{1,2}$  — энергия фотонов. В отсутствие самопоглощения, если плазма оптически тонкая, этими же выражениями будет определяться и интенсивность излучения, выходящего из плазмы наружу. Геометрические факторы, в частности преобразование телесных углов при переходах из одной среды в другую, нами игнорируются.

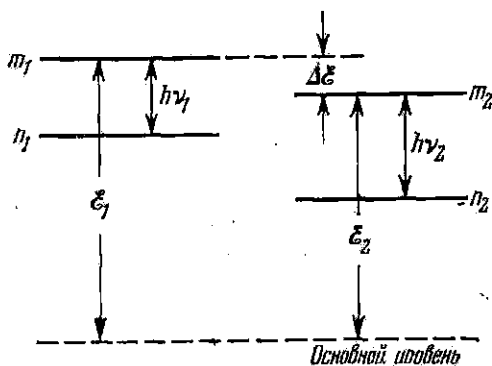


Рис. 22.1. Схема энергетических термов.

Чтобы сделать следующий шаг, необходимо принять те или иные допущения о состоянии плазмы, выбрать определенную плазменную модель. Обсудим несколько возможностей.

Предположим сначала, что плазма находится в локальном термодинамическом равновесии (краткое обозначение: «модель ЛТР»). В этой модели принято, что заселенность всех



атомных уровней определяется только электронными столкновениями. Переход атомной системы в возбужденное состояние происходит в результате поглощения энергии при электронном ударе, снятие возбуждения сопровождается переходом энергии к электрону плазмы. В рамках данной модели предполагается, что на заселенность уровней практически не влияют те самые излучательные переходы, которые мы исследуем и которые мы надеемся использовать для определения  $T_e$  плазмы. Это означает, что плазма настолько плотная и частота электрон-ионных столкновений столь велика, что время жизни возбужденной системы относительно спонтанного излучения много больше, скажем раз в десять, чем время жизни между столкновениями.

Вместе с тем, мы по-прежнему считаем, что плазма оптически тонкая. Свободный пробег фотона относительно реабсорбции много больше характерных размеров плазменного объема. Излучение в модели ЛТР, разумеется, не находится в равновесии с веществом, а ускользает из плазмы и может быть зарегистрировано. Равновесное излучение — ситуация, характерная для полного термодинамического равновесия.

Итак, при наблюдении условий ЛТР заселенность уровней будет определяться бoльцмановским фактором, и мы можем написать:

$$N_1/N_2 = \exp [-(\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2)/kT_e] \quad (22.2)$$

и для относительной интенсивности обеих линий:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_{m_1 n_1} \omega_1}{A_{m_2 n_2} \omega_2} \exp \left( - \frac{\Delta \mathcal{E}}{kT_e} \right). \quad (22.3)$$

Величины  $A_{mn}$  — вероятности спонтанных излучательных переходов из состояния  $m$  в состояние  $n$  — в принципе рассчитываются по правилам квантовой механики. Для ряда простых атомных систем такие вычисления проделаны и значения  $A_{mn}$  известны. По исторически сложившейся традиции экспериментаторы измеряли не величины  $A_{mn}$ , которые характеризуют интенсивности эмиссионных линий, а так называемые силы осцилляторов  $f_{nm}$ , которые определяют вероятности поглощения для данной линии. Связь между обеими величинами дается формулой

$$A_{mn} = \text{const} \cdot \frac{f_{nm}}{\lambda^3}. \quad (22.4)$$

Тогда, переходя от частот к длинам волн и логарифмируя равенство (22.3), получим:

$$\ln \frac{I_1 \lambda_1^3 f_2}{I_2 \lambda_2^3 f_1} = \frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{kT_e},$$

или окончательно:

$$kT_e = \frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{\ln (I_1 \lambda_1^3 f_2 / I_2 \lambda_2^3 f_1)}. \quad (22.5)$$

Для мультиплетного уровня следует вводить поправку на ста-

статистические веса  $g$  и записывать выражение для интенсивности линии в виде:  $I_{mn} = g_m A_{mn} N_m \hbar \omega_{mn}$ .

Как вытекает из написанных формул, измерение  $T_e$  с хорошей точностью может быть выполнено при  $kT_e \sim \Delta\mathcal{E}$ . Для линий видимого и ультрафиолетового диапазона, где  $\Delta\mathcal{E}$  лежат в пределах 1—10 эв, метод оказывается пригодным лишь для холодных (и плотных) плазм. Если электронные температуры изучаемой плазмы достигают сотен электронвольт, чувствительность метода оказывается удручающе низкой. Положение можно несколько исправить, если сравнивать интенсивности линий атомных систем, которые находятся в различных состояниях ионизации. Расчет при этом усложняется, так как для заселенностей основных состояний при разных степенях ионизации следует дополнительно использовать уравнение Саха. Мы не будем, однако, останавливаться на деталях вычислений, относящихся к ЛТР модели плазмы, а ограничимся тем, что приведем рис. 22.2 с расчетными кривыми из [26], показывающими, как изменяется относительная интенсивность линий элементов с малым  $Z$ , ионы которых встречаются в качестве типичных примесей в плазменных экспериментах, в зависимости от электронной температуры.

Рассмотрим еще один вариант плазменной модели. Предположим, что плазма настолько редкая, что условия ЛТР не выполняются и заселенность уровней не может быть рассчитана по Больцману. Точнее, допустим, что переход на возбужденный уровень по-прежнему происходит только за счет электронного удара, так как плазма оптически тонкая и плотность излучения столь мала, что оптическим возбуждением можно пренебречь. Однако в силу низкой плотности плазмы роль обратного процесса теперь играет не столкновительная, а излучательная рекомбинация. Иными словами, равновесие в плазме устанавливается за счет баланса между возбуждением (или ионизацией) под действием электронного удара и излучательной рекомбинацией. Тогда уравнение баланса для терма  $m_1$  может быть записано в виде:

$$n_e N_0 \langle \sigma_1(T_e) v_e \rangle = N_1 \sum_i A_{m_1 i}. \quad (22.6)$$

Здесь  $\sigma_1(T_e)$  — сечение (функция) возбуждения терма  $m_1$  из основного состояния,  $N_1$  — заселенность возбужденного состояния,  $N_0$  — основного состояния. Величина  $\sum_i A_{m_1 i}$  дает полную вероятность спонтанных излучательных переходов с уровня  $m_1$  во все остальные более низкие состояния. Тогда, возвращаясь к исходному уравнению (22.1), определяющему интенсивность линии, и внося в него заселенность терма из равенства (22.6), получим:

$$I_1 = A_{m_1 m_1} N_0 n_e \frac{\langle \sigma_1(T_e) v_e \rangle}{\sum_i A_{m_1 i}} \hbar \omega_i = \text{const} \cdot \langle \sigma_1(T_e) v_e \rangle. \quad (22.7)$$

Для относительной интенсивности двух линий имеем:

$$I_2/I_1 = \text{const} \cdot \varphi(T_e), \quad (22.8)$$

где в константу включены все вероятности переходов, а через функцию  $\varphi(T_e)$  обозначена величина:

$$\varphi(T_e) = \frac{\langle \sigma_1(T_e) v_e \rangle}{\langle \sigma_2(T_e) v_e \rangle}.$$

Если для рассматриваемой атомной системы известны функции возбуждения и вероятности перехода, то возможно построение

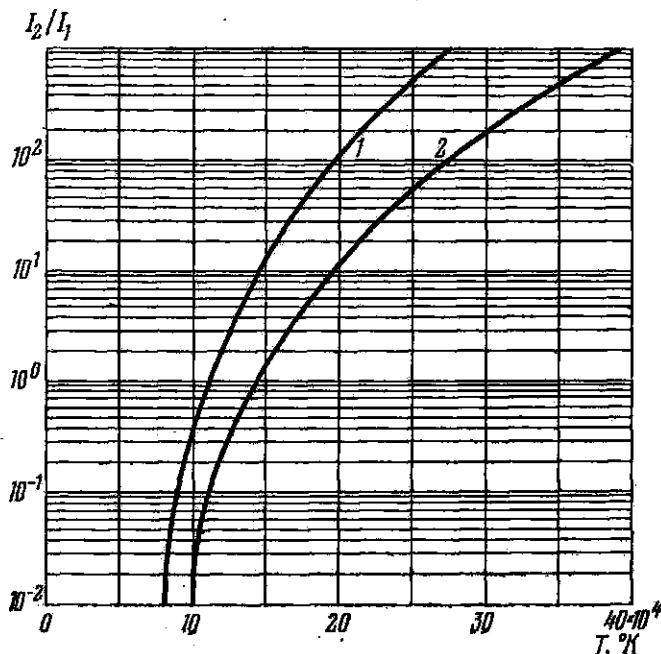


Рис. 22.2. Зависимость относительной интенсивности линий ионизованного углерода и кислорода от электронной температуры. Модель ЛТР.

$$1) \frac{\text{CIV } 2530 \text{ \AA}}{\text{CIII } 2297 \text{ \AA}}; \quad 2) \frac{\text{OVI } 1032 \text{ \AA}}{\text{OV } 1371 \text{ \AA}}$$

расчетных кривых и последующее определение  $T_e$  по измеренным значениям  $I_2/I_1$ . В качестве примера на рис. 22.3 приведены соответствующие графики для ряда практически интересных переходов. Как мы видим, интервал температур, доступный для измерения, оказывается значительно более широким в условиях применимости этой модели.

Заметим, что рассмотренная сейчас плазменная модель была впервые использована астрофизиками для анализа излучения солнечной короны и называется поэтому корональной моделью.

Разумеется, в рамках беглого обзора мы игнорировали все те, к сожалению достаточно многочисленные, подводные камни, которые встречаются на пути определения  $T_e$  на основе приведенной простой схемы. Ограничимся одним примером.

Для определения  $T_e$  был предложен метод, основанный на измерении отношения интенсивностей синглетной и триплетной линий гелия:  $\lambda 4921 \text{ \AA}$  ( $2^1P - 4^1D$ ) и  $\lambda 4713 \text{ \AA}$  ( $2^3P - 4^3S$ ). Удобная для фотометрирования область спектра и значительное отличие в экспериментально найденных сечениях возбуждения обоих верхних уровней, казалось, должны были обеспечить надежное измерение электронной температуры плазмы в широких пределах значений  $T_e$ . Соответствующие расчетные кривые были построены для интервала температур  $10^4 - 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ .

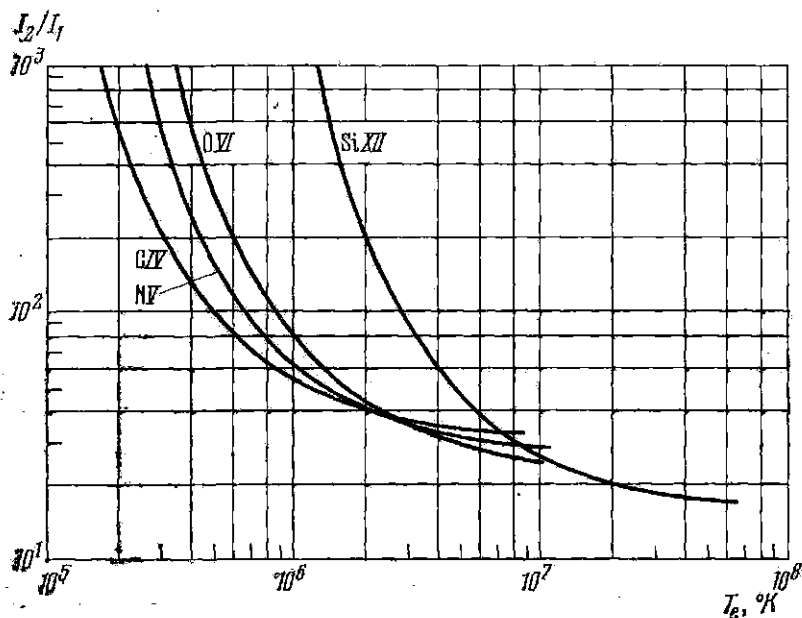


Рис. 22.3. Относительная интенсивность спектральных линий для переходов  $2S - 2P_{3/2}$  и  $2S - 3P_{3/2, 1/2}$  для нескольких элементов. Корональная модель.

Имеются, однако, причины, серьезно ограничивающие применимость рассматриваемого метода. У атомов гелия существуют метастабильные уровни  $2^1S$  и  $2^3S$ , вероятность возбуждения которых из основного состояния на порядок величины превышает измеренные сечения возбуждения на уровни  $4^1D$  и  $4^3S$ . Единственным механизмом, обуславливающим переходы с метастабильных уровней в другие состояния, являются столкновения. В частности, в результате столкновений происходят переходы и на интересующие нас уровни  $4^1D$  и  $4^3S$ , которые заполняются, таким образом, не только за счет прямого возбуждения из

основного состояния, как это предполагается в стандартной схеме расчета корональной модели, но и путем ступенчатого возбуждения через метастабильные состояния. В результате расчетная кривая перестает быть справедливой и надежность метода падает.

Приведенный пример показывает, какие трудности возникают при выборе адекватной плазменной модели. Ясно также, что существуют интервалы плотностей и температур, которые, к сожалению, не удастся удовлетворительно описать ни в рамках модели ЛТР,

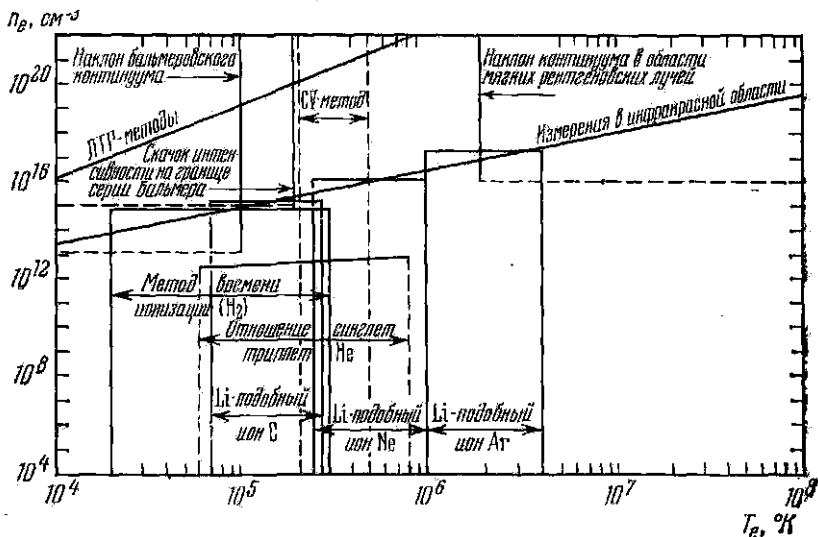


Рис. 22.4. Область применения различных спектральных методов.

ни в рамках корональной модели. Рассматривались и другие схемы подхода к описанию плазмы, основанные на более полном учете радиационных и столкновительных процессов. Одна из них — это так называемая столкновительно-излучательная модель [250]. Полезные расчеты заселенности уровней, основанные на этой модели, применительно к условиям, существующим в установках типа Токамак, были недавно опубликованы в работах [251].

В заключение следовало бы, конечно, рассмотреть вопрос о границах применимости перечисленных моделей с количественной стороны, а не ограничиваться сделанными качественными пояснениями. К сожалению, это завело бы нас слишком далеко, и мы ограничимся тем, что приведем результаты анализа в виде схематического рисунка, на котором указаны области применимости различных спектральных методов исследования плазмы (рис. 22.4). Этот рисунок основан на соответствующей схеме, взятой из исключительно богатого по содержанию обзора Макуиртера [126].

Один из лучших, наиболее прямых методов определения электронной плотности плазмы основан на использовании выражения для диэлектрической проницаемости, которое нам хорошо известно:

$$\epsilon = N^2 = 1 - (\omega_p/\omega)^2. \quad (23.1)$$

Здесь  $\omega_p$  — плазменная частота,

$$\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2 / m_e. \quad (23.2)$$

Написанные формулы показывают, что каждому значению частоты падающих на плазму электромагнитных волн может быть сопоставлена определенная критическая электронная плотность:

$$n_{\text{крит}} = m_e \omega^2 / 4\pi e^2. \quad (23.3)$$

Если  $n_e > n_{\text{крит}}$ , то диэлектрическая проницаемость принимает отрицательные значения и плазма перестает быть прозрачной для излучения с данной частотой  $\omega$ .

Проделаем численные оценки. Подстановка значений констант дает:

$$n_{\text{крит}} = \frac{m_e 4\pi^2 c^2}{4\pi e^2} \cdot \frac{1}{\lambda^2} = \pi \frac{m_e c^2}{e^2 \lambda^2} = \pi \frac{9 \cdot 10^{-28} \cdot 9 \cdot 10^{20}}{9 \cdot 2,56 \cdot 10^{-20}} \cdot \frac{1}{\lambda^2} = \pi \frac{0,9}{2,56} \cdot 10^{13} \frac{1}{\lambda^2},$$

или окончательно:

$$n_{\text{крит}} = 1,1 \cdot 10^{13} / \lambda^2. \quad (23.4)$$

Таким образом, с увеличением электронной плотности для зондирования плазмы приходится обращаться ко все более коротковолновому излучению.

На рис. 23.1 представлена связь между длиной волны зондирующего излучения и критической плотностью. Использование дважды логарифмического масштаба позволило охватить широкий интервал значений  $\lambda$  и  $n_{\text{крит}}$ . Как видно из графика, для плотностей плазмы, представляющих особенно большой интерес ( $10^{13}$ — $10^{21}$  см<sup>-3</sup>), численные значения  $\lambda$  приходится на миллиметровый и субмиллиметровый диапазон.

Заметим еще (нам это пригодится в дальнейшем!), что для излучения неодимового лазера ( $\lambda = 1,06$  мкм) плазма становится непрозрачной при плотности около  $10^{21}$  см<sup>-3</sup>.

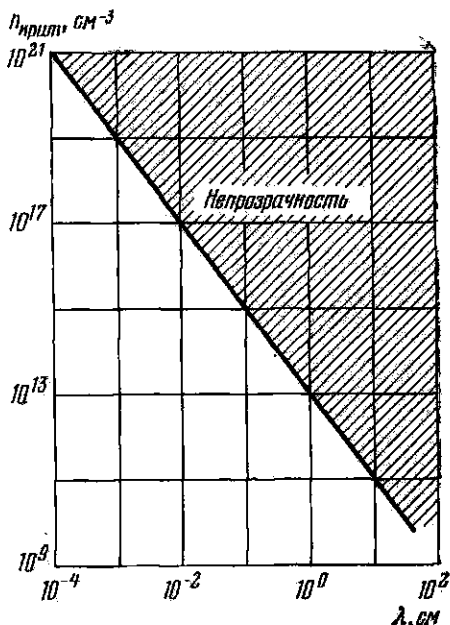


Рис. 23.1. Связь между длиной волны микроволнового зондирующего излучения и критической плотностью плазмы.

Напомним, что простое выражение (23.1) было получено в § 12 путем интегрирования уравнения движения электрона в высокочастотном электрическом поле без учета электрон-ионных столкновений. В общем случае величина  $\epsilon$  комплексная и определяется по известным формулам электродинамики проводящих сред:

$$\epsilon = 1 - i \frac{4\pi\sigma}{\omega}, \quad (23.5)$$

где  $\sigma$  — проводимость плазмы (также комплексная). Подставляя в (23.5) выражение (10.7) для проводимости, получим:

$$\epsilon = 1 - i \frac{4\pi}{\omega} \frac{ne^2(\nu - i\omega)}{m(\nu^2 + \omega^2)}. \quad (23.6)$$

В предположении, что

$$\omega \gg \nu,$$

т. е. в области высоких частот, которая нас сейчас непосредственно интересует, проводимость оказывается чисто мнимой величиной

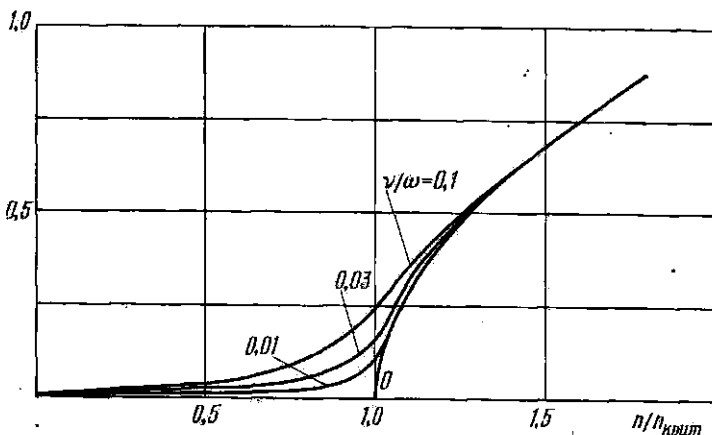


Рис. 23.2. Зависимость постоянной затухания плазмы вблизи  $n_{\text{крит}}$  при нескольких значениях  $\nu/\omega$ .

и общее выражение (23.6) сводится к прежнему равенству (23.1). Аккуратный расчет показывает, однако, что переход от полной непрозрачности плазмы к пропусканию излучения вблизи  $n_e = n_{\text{крит}}$  делается менее резким. На рис. 23.2 в качестве примера представлено изменение постоянной затухания плазмы вблизи  $n_{\text{крит}}$  при нескольких значениях  $\nu/\omega$ .

При больших концентрациях и частотах столкновений  $\nu \gg \omega$ , когда проводимость принимает действительное значение, излучение затухает на расстояниях, значительно меньших длины волны  $\lambda$ .

Обратимся теперь к экспериментальной стороне вопроса. Для зондирования плазмы применяются направленные излучатели, обеспечивающие локализацию электромагнитного поля

в области с поперечными размерами порядка длины волны используемого излучения. Если характерные размеры плазмы значительно больше длины волны, то соблюдается приближение геометрической оптики, а сама задача определения параметров плазмы становится одномерной. В простейшей форме схема измерений носит совершенно элементарный характер: направленный поток излучения от СВЧ-генератора подводится к передающей антенне, проходит через плазменный объем, принимается приемной антенной и попадает на детектирующее устройство. Уровень принятого сигнала регистрируется осциллографом. Пока электронная плотность  $n_e < n_{\text{крит}}$ , сигнал проходит через систему.

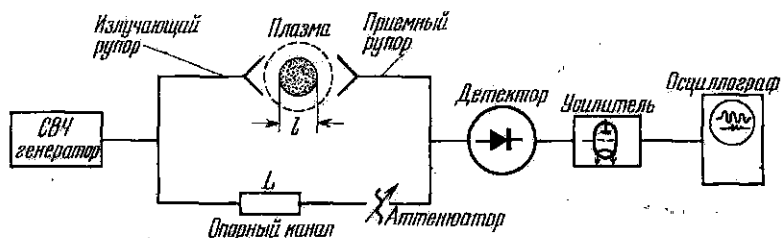


Рис. 23.3. Блок-схема СВЧ-интерферометра.

Когда при уменьшении зондирующей частоты  $n_{\text{крит}}$  сравняется со значением электронной плотности в системе, сигнал исчезнет — плазма стала непрозрачной для падающего излучения. Рассмотренный метод «отсечки» сигнала требует изменения частоты генератора в широких пределах, что затруднительно и вместе с тем не позволяет вести наблюдения за плазмой, параметры которой быстро меняются во времени.

Несравненно более совершенный метод определения плотности плазмы основан на перенесении в эту область частот интерферометрической методики. Соответствующая блок-схема изображена на рис. 23.3. Излучение от СВЧ-генератора делится на два канала: измерительный и опорный. После прохождения через плазму или соответственно через волновод оба сигнала объединяются и детектируются. Как легко проверить, в случае квадратичного детектирования величина результирующего (суммарного) сигнала зависит от косинуса разности фаз смешиваемых сигналов. В самом деле, записывая выражение для сигнала в цепи детектора в виде

$$i \sim U^2 = [A_1 \cos \omega t + A_2 \cos (\omega t + \varphi)]^2$$

и отбрасывая слагаемые, содержащие высокочастотные составляющие, получим следующую формулу для постоянного тока детектора:

$$i \approx A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \varphi. \quad (23.7)$$

Если плазма в системе отсутствует или параметры ее строго постоянны, то  $\varphi = \text{const}$  и амплитуда сигнала на выходе остается



неизменной. Если концентрация электронов в плазме меняется, на развертке осциллографа появится переменный сигнал.

Поясним на простом примере связь между набегом фаз, возникающим при прохождении излучения через плазму, и электронной плотностью  $n_e$ . Пусть геометрические пути измерительного и опорного каналов совпадают. Тогда разность фаз будет:

$$\Delta\varphi = 2\pi \left( \frac{l}{\lambda_0} - \frac{l}{\lambda} \right) = \frac{2\pi l}{\lambda_0} (1 - N), \quad (23.8)$$

или

$$\Delta\varphi = \frac{\omega_0}{c} l (1 - N), \quad (23.9)$$

где  $\lambda$  — длина волны в плазме, а  $\lambda_0$  и  $\omega_0$  — соответственно длина волны и частота в вакууме (в опорном канале). С другой стороны,

$$N^2 = 1 - (\omega_p/\omega)^2; \quad (1 - N)(1 + N) = (\omega_p/\omega)^2.$$

При  $N \approx 1$ , т. е.  $\omega \gg \omega_p$ , имеем:

$$1 - N \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{4\pi n_e e^2}{m\omega^2} = \frac{2\pi n_e e^2 \lambda_0^2}{m 4\pi^2 c^2}$$

и, следовательно,

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda_0} (1 - N) = \frac{e^2}{mc^2} \lambda_0 n_e l = \text{const} \cdot n_e l. \quad (23.10)$$

Итак, набег фазы пропорционален электронной плотности.

Разумеется, приведенные рассуждения носят нестрогий характер. Прежде всего, если концентрация плазмы вдоль выбранного луча зрения не остается постоянной, то произведение  $n_e l$  следует заменить на соответствующий интеграл, и выражение для набег фаз запишется в виде:

$$\Delta\varphi = \frac{e^2}{mc^2} \lambda_0 \int_0^l n_e(x) dx. \quad (23.11)$$

Далее, для получения полной информации о пространственном распределении плотности плазмы зондирования вдоль одной хорды (одного луча зрения) недостаточно. Требуется многоканальное зондирование и использование затем абелевского обращения.

Фактически техника микроволнового зондирования в ее интерферометрическом варианте была радикально усовершенствована путем применения метода частотной модуляции. Опишем вкратце основные элементы одной из наиболее распространенных и удачных схем подобного рода, получивших название «Зебра» (по виду интерферометрической картинки на экране осциллографа).

Фаза опорного сигнала в рассматриваемом устройстве периодически меняется за счет слабой модуляции частоты генератора. С этой целью в канал опорного сигнала включается длинная вол-

новодная линия, так что при вариации частоты на величину порядка 1% модуляция фазы составляет  $6\lambda - 8\lambda$  [см. формулу (23.9)]. В результате интерференции сигнала, прошедшего через плазму (пока предположим, что здесь фазовый набег постоянен), и опорного сигнала, промодулированного по фазе, амплитуда выходного

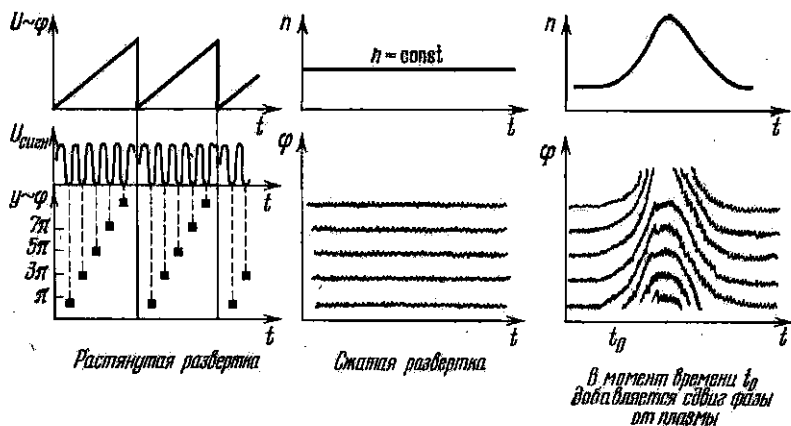


Рис. 23.4. Схема, поясняющая появление фазового набега при микроволновом зондировании плазмы.

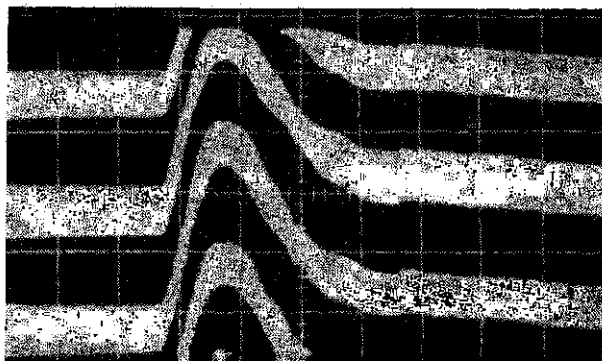


Рис. 23.5. Осциллограмма, полученная при исследовании плазмы импульсного разряда с помощью интерферометра с индикацией типа «Зебра». Максимальная величина сдвига составляет полторы полосы.

сигнала периодически меняется. Индикация фазы результирующего сигнала производится с помощью осциллографа следующим образом. На вертикальные пластины осциллографа подается пилообразное напряжение — то самое, которое создает модуляцию частоты и соответственно фазы опорного сигнала. Луч в трубке заперт и отпирается короткими импульсами в моменты минимумов амплитуд протектированного сигнала. Вертикальное положение

луча в каждый момент времени зависит от значения фазы результирующего сигнала. Горизонтальная развертка синхронизована с исследуемым процессом. Частота пилообразных импульсов велика и яркие точки, всплывающие на экране, в моменты отпирания луча сливаются в сплошную линию. Если набег фазы в измерительном канале постоянен (плазма отсутствует или ее свойства строго неизменны), линии на экране осциллографа — горизонтальные прямые. Появление фазового набега в измерительном канале вызовет временное смещение моментов открытия луча, а следовательно, искривление линий.

Схемы, приведенные на рис. 23.4, поясняют сказанное. Иллюстрацией картин, возникающих на экране осциллографа, могут служить снимки, приведенные на рис. 23.5 [127]. Напомним, что расстояние между линиями отвечает разности фаз в  $2\pi$ . Достаточно одного взгляда на снимок, чтобы получить качественное представление о временном ходе электронной плотности в течение изучаемого процесса.

## § 24. Лазерная диагностика плазмы

Напомним, прежде всего, основные факты, относящиеся к рассеянию электромагнитной волны на свободных или слабо связанных электронах. Плоскополяризованная волна с частотой  $\omega$ , падая на свободный электрон, вызывает вынужденные колебания

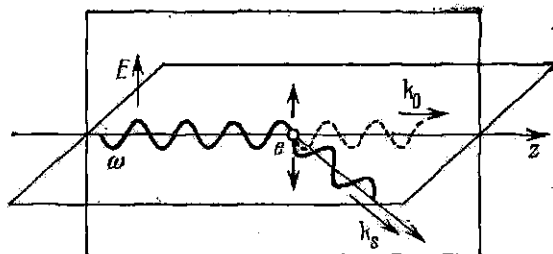


Рис. 24.1. Рассеяние электромагнитной волны на свободном электро-  
не.

электрона с той же частотой  $\omega$  (рис. 24.1). Эти колебания — дипольные; они являются источником вторичного рассеянного излучения. Основная доля интенсивности рассеянного излучения будет сосредоточена вблизи от плоскости, перпендикулярной к направлению, в котором происходят колебания заряда, т. е. к направлению электрического вектора первичной волны  $E$ . Вдоль оси диполя интенсивность рассеянного излучения равна нулю. Это строгий результат классической электродинамики.

В случае естественного, неполяризованного света интенсивность в направлении оси диполя не равна нулю, а составляет 50% от максимальной. Результирующая картина распределения интенсивности изобразится теперь в виде полярной диаграммы (ин-

дикатрисы рассеяния), приведенной на рис. 24.2; пространственная индикатриса получится вращением плоской картины около оси  $z$ , т. е. вокруг направления первичного пучка. Соответствующая формула имеет вид:

$$I = I_{\pi/2} (1 + \cos^2 \theta). \quad (24.1)$$

Здесь  $I$  — интенсивность излучения, рассеянного под углом  $\theta$ , а  $I_{\pi/2}$  отвечает рассеянию под углом  $\pi/2$ .

Абсолютная интенсивность рассеянного излучения характеризуется величиной *полного* эффективного сечения рассеяния  $\sigma_e$ ,

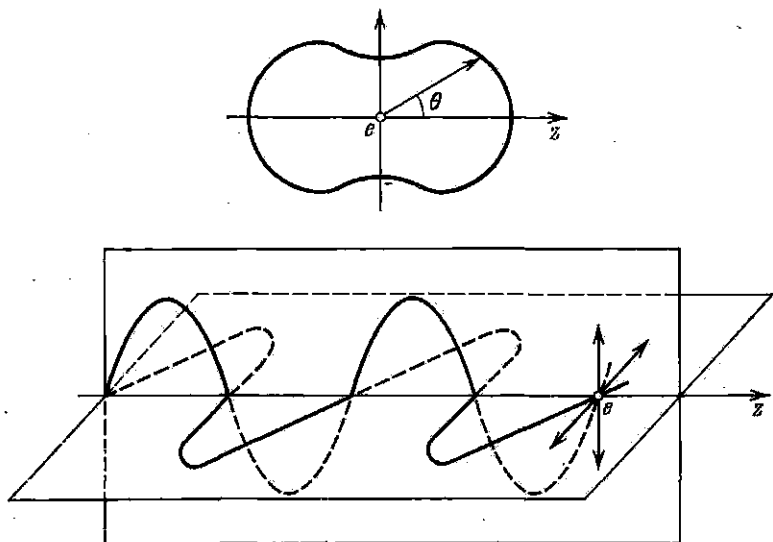


Рис. 24.2. Результирующая картина распределения интенсивности вторичного рассеянного излучения (индикатриса рассеяния).

которое определяется как отношение энергии  $P$ , рассеиваемой электроном в единицу времени во всех направлениях, к плотности потока падающей энергии  $P_0/S$ . Таким образом,

$$P = \sigma_e \frac{P_0}{S}. \quad (24.2)$$

Размерность эффективного сечения, разумеется,  $см^2$ . Представляется в высшей степени естественным, что в рамках классической теории эффективное сечение одного электрона будет порядка  $\pi r_0^2$ , где  $r_0 = e^2/m_0 c^2$  — классический радиус электрона. Действительно, вычисления приводят к следующему значению *дифференциального* эффективного сечения, т. е. сечения, характеризующего рассеяние в элементе телесного угла  $d\Omega$  в направлении, составляющем угол  $\varphi$  с направлением вектора  $E$  в падающей

электромагнитной волне:

$$d\sigma_e = r_0^2 \sin^2 \varphi \cdot d\Omega. \quad (24.3)$$

Элементарное интегрирование дает:

$$\sigma_e = \frac{8\pi}{3} r_0^2. \quad (24.4)$$

Такова величина полного эффективного сечения рассеяния одного электрона в телесный угол, равный  $4\pi$ . Это очень маленькая величина!

Пусть плазму с плотностью  $n_e$  пронизывает пучок света мощностью  $P_0$  и сечением  $S$ . Число рассеивающих центров на пути  $l$  будет равно  $n_e l S$ . Если можно считать, что суммарная интенсивность рассеянного света просто пропорциональна числу рассеивающих центров, то внутри телесного угла  $d\Omega$  под углом  $\varphi$  к направлению вектора  $\mathbf{E}$  будет рассеяна мощность

$$dP = n_e l S \frac{P_0}{S} d\sigma_e = l n_e r_0^2 \sin^2 \varphi \cdot P_0 d\Omega. \quad (24.5)$$

Как легко убедиться, доля рассеянной энергии ничтожна. Обычно значение телесного угла  $d\Omega$ , в пределах которого удается перехватить и измерить поток рассеянного излучения, трудно сделать больше  $10^{-3}$  *стерад*. Тогда при  $\varphi = 90^\circ$  и  $l = 1$  см даже для сравнительно плотной плазмы, например с  $n_e = 10^{14}$  см $^{-3}$ , для величины  $dP/P_0$  получаем оценку:

$$dP/P_0 \sim 10^{-14}.$$

Поэтому число фотоэлектронов, которое можно было бы зарегистрировать с помощью самых чувствительных датчиков и максимально интенсивных потоков излучения, представлялось безнадежно малым, и попытки наблюдения классического (томсоновского) рассеяния на электронах плазмы не предпринимались.

Ситуация радикально изменилась после изобретения оптических квантовых генераторов — лазеров, с помощью которых в монохроматических, тонких, слабо расходящихся пучках получается гигантская концентрация энергии. Исходным моментом явилось построение системы с инверсной заселенностью уровней и реализация процесса вынужденного испускания. Существуют системы с твердыми излучателями (рубин с резонансным излучением на длине волны  $\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$ , неодимовое стекло с  $\lambda_0 = 1,06 \text{ мкм}$  и многие другие); существуют ОКГ с газовой активной средой ( $\text{CO}_2$  с  $\lambda_0 = 10,3 \text{ мкм}$ ) и т. д.

Широко используются два режима работы ОКГ.

1) Режим свободной генерации. Как только в результате оптической «накачки» в активной среде достигается высокая степень инверсной заселенности, срабатывает механизм вынужденного испускания. Процесс повторяется многократно и про-

должается длительное время — в течение времени возбуждения активной среды. В этом случае для описания происходящих событий — последовательного вылета фотонных лавин — часто применяется термин: режим «пиковой» генерации.

2) Режим импульсной добротности. В начальной фазе работы ОКГ активная среда «перекачана», но обратная связь в системе отсутствует и излучение не покидает лазерного устройства. Срыв излучения происходит в момент поворота одного из торцовых зеркал излучателя в рабочее положение; в результате система превращается в резонатор и поток фотонов выходит из ОКГ. Вместо поворота зеркала резонатор может быть образован путем открытия светового затвора, например, ячейки Керра.

Характерные длительности работы ОКГ в режиме свободной генерации составляют миллисекунды, в режиме импульсной добротности — наносекунды или десятки наносекунд. Впрочем, с помощью специальных приемов длительность светового импульса может быть сокращена и до пикосекундных интервалов. Энергия, излучаемая в отдельном импульсе при работе на рубиновом кристалле, составляет в типичных условиях 1—10 дж, при работе на неодимовом стекле — сотни джоулей. Мощности в режиме импульсной добротности достигают сотен мегаватт или даже десятков гигаватт, в пучках диаметром в несколько миллиметров.

Таким образом, совершенно ясно, что применение лазеров открывает широкие возможности для зондирования плазмы за ничтожные времена ( $10^{-8}$ — $10^{-9}$  сек), локально (в объемах, измеряемых десятком кубических миллиметров), практически без вмешательства в свойства исследуемого объекта.

Обсуждению возможных методов определения параметров плазмы с помощью лазерного зондирования следует предпослать несколько замечаний. Заметим, прежде всего, что рассеяние света в среде будет наблюдаться только в том случае, если имеются отклонения от однородности в пространственном распределении рассеивающих центров. Электроны, идеально правильно расположенные в заданных точках пространства, не создадут рассеянной волны. Для возникновения рассеянного излучения необходимы флуктуации плотности.

Действительно, разделим объем, занимаемый плазмой, на элементарные ячейки, содержащие достаточно большое число рассеивающих центров; вместе с тем размеры ячеек будем считать настолько малыми, что фазы электрических полей рассеянных волн, приходящих в удаленную точку наблюдения от выбранной элементарной ячейки, совпадают. Если полное число ячеек велико, то в суммарном поле рассеянной волны будут представлены всевозможные фазы  $\phi$ ; и результирующая интенсивность обратится в нуль, в предположении, что число рассеивающих центров в каждой ячейке строго одинаково. Положение изменится при учете флуктуаций. Обозначим через  $\bar{n}$  среднее число электронов в ячейке, через  $\delta n$ ; — отклонение от среднего значения. Тогда для

результатирующего поля можно написать выражение:

$$E_s \sim \sum_j (\bar{n}_j + \delta n_j) e^{-i\varphi_j}. \quad (24.6)$$

При большом числе ячеек члены, содержащие первое слагаемое, как уже сказано, дадут нуль. Интенсивность  $I_s$  пропорциональна квадрату амплитуды; следовательно,

$$I_s \sim \sum_{j,k} \overline{\delta n_j \delta n_k} e^{-i(\varphi_k - \varphi_j)}, \quad (24.7)$$

где чертой обозначено статистическое усреднение. Как мы видим, дальнейшее зависит от корреляции между рассеивающими частицами. В простейшем случае, если корреляция отсутствует, т. е. флуктуации в отдельных ячейках независимы, формула (24.7) упрощается:

$$I_s \sim \sum_j \overline{(\delta n_j)^2}. \quad (24.8)$$

По формуле Пуассона  $\overline{\delta n_j} = \sqrt{\bar{n}_j}$ , и мы получаем:

$$I_s \sim \sum_j \bar{n}_j \sim N. \quad (24.9)$$

Таким образом, суммарная интенсивность рассеянного излучения просто пропорциональна числу рассеивающих центров. Физически это отвечает случаю горячей и редкой плазмы.

Оставим пока в стороне вопрос о том, как изменится результат вычисления по формуле (24.7), если флуктуации плотности перестают быть независимыми, и рассмотрим подробнее на одномерной модели процесс формирования потока рассеянного излучения плазмой с плотностью  $n_e$ . Размеры области, занятые плазмой, будем считать малыми по сравнению с расстояниями от источника излучения до точки наблюдения. Тем самым падающую и рассеянную волну будем считать плоскими. Угол рассеяния обозначим через  $\theta$ .

Амплитуды волн, рассеянных различными электронами плазмы, будут, в силу принятого допущения о размерах плазмы и расстояний до точки наблюдения, практически одинаковыми, но фазы, разумеется, различными. В соответствии со сказанным выше, для возникновения рассеянного потока необходимо, чтобы электронная плотность  $n_e(x)$  была величиной переменной, флуктуирующей около среднего значения  $\bar{n}_e$  (рис. 24.3а). Выберем точку  $A$  внутри плазменного объема на пересечении падающего луча и луча, рассеянного под углом  $\theta$  (рис. 24.3б). Электрон, находящийся в любой точке  $B$ , расположенной на биссектрисе угла рассеяния, направит рассеянную волну в выделенном направлении  $\theta$ , которая будет в фазе с излучением, пришедшим из точки  $A$ , так как разность хода между плоскостями  $P$  и  $P'$  равна нулю,

Очевидно (см. рис. 24.3б), что синфазное излучение будет приходить в точку наблюдения также от всех электронов плазмы, размещенных в плоскости, параллельной выбранной плоскости  $AB$  и удаленной от нее на такое расстояние  $l$ , что разность хода  $\Delta = 2AD$  равняется длине волны  $\lambda_0$  падающего излучения:

$$\Delta = 2AD = 2l \sin(\theta/2) = \lambda_0,$$

или

$$l = \frac{\lambda_0}{2 \sin(\theta/2)}. \quad (24.10)$$

Синфазным будет, конечно, и рассеянное излучение, приходящее из всех других плоскостей, смещенных друг относительно

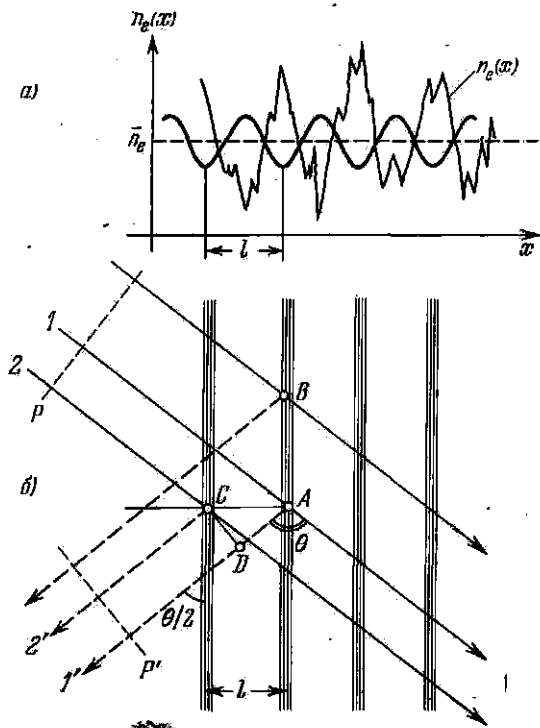


Рис. 24.3. Формирование потока рассеянного излучения в результате флуктуаций плотности плазмы.

друга на расстояние  $l$ . Таким образом, при заданном угле  $\theta$  поток рассеянного излучения определяется гармоникой с шагом  $l$  в пространственном спектре фурье-разложения флуктуирующей плотности электронов (см. рис. 24.3а). Чем меньше угол рассеяния, тем больше пространственный масштаб  $l$ , иными словами, в фурье-разложении электронной плотности используются все более низкочастотные компоненты.



Если частота рассеянного излучения совпадает с частотой падающего света (что справедливо в случае покоящихся центров рассеяния) или отличается от нее незначительно, удобно связать шаг когерентности  $l$  с изменением  $k$  волнового вектора  $k_0$  падающей волны (рис. 24.4). Обозначая через  $k_s$  волновой вектор рассеянной волны и принимая во внимание, что треугольник, образованный векторами  $k_0$ ,  $k_s$  и  $k$ , при сделанных допущениях является равнобедренным, имеем следующие очевидные равенства:

$$k = k_0 - k_s; \quad k_0 = k_s = \frac{2\pi}{\lambda_0}; \quad k = k_0 \cdot 2 \sin(\theta/2),$$

или

$$k = \frac{4\pi \sin(\theta/2)}{\lambda_0} = \frac{2\pi}{l}. \quad (24.11)$$

Таким образом,  $l$  есть длина волны, отвечающая величине  $k$ , — изменению волнового вектора при рассеянии.

Обратимся теперь к рассмотрению связи между характеристиками плазмы и спектром флуктуаций.

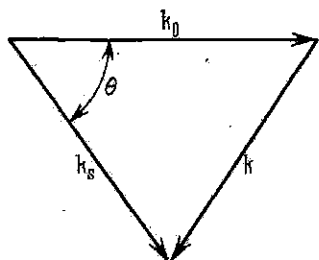
Нарушения квазинейтральности плазмы, а вместе с тем и колебания электронной плотности вызываются тепловым движением

частиц плазмы; при близких значениях  $T_e$  и  $T_i$  колебания электронов происходят с гораздо большей частотой. При этом тяжелые ионы не успевают следовать за быстрыми перемещениями электронов; напротив того, даже наиболее медленные электроны следуют за смещениями ионов. Таким образом, флуктуации электронной плотности можно представить в виде суммы двух членов:

$$\delta n_a(r, t) = \delta n'_e(r, t) + \delta n''_e(r, t). \quad (24.12)$$

Первое (быстро меняющееся) слагаемое отвечает колебаниям свободных электронов; второе (низкочастотное) обусловлено медленными колебаниями электронного заряда, следующими за перемещениями ионов. Соответственно и спектр рассеянного излучения будет складываться из двух составляющих: электронной и ионной.

Рис. 24.4. Соотношение между волновыми векторами падающего ( $k_0$ ) и рассеянного ( $k_s$ ) излучений.



Первое (быстро меняющееся) слагаемое отвечает колебаниям свободных электронов; второе (низкочастотное) обусловлено медленными колебаниями электронного заряда, следующими за перемещениями ионов. Соответственно и спектр рассеянного излучения будет складываться из двух составляющих: электронной и ионной.

Вспомним теперь определение дебаевского радиуса как пространственного масштаба нарушения квазинейтральности. За пределами дебаевской сферы электрическое поле «пробного заряда» исчезает за счет экранировки облаком пространственного заряда плазмы. Простые рассуждения, с помощью которых было введено понятие о дебаевской длине, основывались на картине *неподвижного* пробного заряда. Что изменится в этой схеме в случае движения пробных зарядов? Если движется быстрый электрон, то его экранировка за пределами сферы Дебая полностью осуществляется

за счет соответствующего уменьшения электронного облака. Если движется медленный ион с зарядом  $q$ , то функции экранировки на равных правах выполняются как ионным облаком с зарядом  $+q/2$  (которое отталкивается пробным зарядом), так и электронным облаком с зарядом  $-q/2$  (которое притягивается пробным зарядом).

Анализ, проделанный Солпитером [128, 129], показывает, что основную роль при рассмотрении процесса лазерного рассеяния в плазме играет параметр

$$\alpha = \frac{1}{k\delta} = \frac{l}{2\pi\delta} = \frac{\lambda_0}{4\pi\delta \sin(\theta/2)}, \quad (24.13)$$

где  $\delta$  — радиус Дебая. В безразмерном параметре Солпитера сравниваются две длины: характерное плазменное расстояние  $\delta$  и длина когерентности  $l = 2\pi/k$ , связанная с длиной волны падающего излучения и с углом рассеяния.

Обсудим две крайние возможности [130].

1) Параметр Солпитера мал,  $\alpha \ll 1$ .

В этих условиях длина  $l$  много меньше  $\delta$  и рассеяние света на электронах никак не связано с экранирующим действием зарядов дебаевской сферы. Флуктуации электронной плотности определяются тепловым движением практически свободных электронов.

Это тот самый случай горячей и редкой плазмы, о котором шла речь выше. Спектр рассеянного излучения определяется эффектом Доплера на электронах. Точнее говоря, двойным эффектом Доплера: изменение частоты падающего излучения происходит, во-первых, потому, что рассеивающий электрон движется относительно неподвижного источника; во-вторых, изменение частоты обусловлено тем, что этот же электрон движется относительно наблюдателя. Простой расчет показывает, что спектральный контур рассеянного излучения в случае максвелловского распределения электронов описывается гауссовской кривой, полуширина которой пропорциональна тепловой скорости электронов:

$$\Delta\omega_e \approx k \left( \frac{kT_e}{m} \right)^{1/2}. \quad (24.14)$$

Для рубинового ОКГ при  $\theta = 90^\circ$  получаем следующую удобную расчетную формулу:

$$\Delta\lambda_e = 0,3T_e^{1/2}. \quad (24.15)$$

Здесь  $\Delta\lambda$  выражено в ангстремах, а  $T_e$  — в градусах Кельвина. Уширение оказывается очень большим даже при относительно низких температурах плазмы.

2) Рассмотрим теперь второй предельный случай, когда параметр Солпитера велик,  $\alpha \gg 1$ .

Дебаевская длина меньше характерного размера  $l$  и спектр флуктуаций определяется колебаниями экранирующих зарядов. Флук-

туации электронной плотности, обусловленные движением электронов [первое слагаемое в формуле (24.12)], вносят ничтожный вклад в рассеиваемую мощность, так как эффективный заряд из-за дебаевского экранирования близок к нулю. Напротив того, флуктуации, связанные с движением ионов, становятся доминирующими: колебания иона с зарядом  $q$  сопровождаются коллективными колебаниями электронного облака с эффективным зарядом  $-q/2$ , и именно этот нескомпенсированный электронный заряд определяет рассеяние электромагнитной волны. Иными словами, в данных условиях спектр флуктуаций — низкочастотный, работает только второе слагаемое формулы (24.12). Полуширина спектрального контура рассеянного излучения на этот раз пропорциональна тепловой скорости ионов, так как эффект Доплера происходит на электронном облаке дебаевской сферы иона, флуктуации которой происходят с ионной тепловой скоростью,

$$\Delta\omega_i \approx k \left( \frac{kT_i}{M} \right)^{1/2}. \quad (24.16)$$

3) Промежуточный случай, когда  $\alpha \sim 1$  (мы не будем обсуждать его сколько-нибудь подробно), отвечает ситуации, при которой вклад в рассеянное излучение вносит и высокочастотная (электронная) составляющая, и низкочастотная (ионная). По мере увеличения параметра  $\alpha$  электронная составляющая ослабевает в результате увеличения роли дебаевской экранировки, параллельно усиливается доля ионной компоненты, которая проявляется в виде узкого пика с полушириной  $\Delta\omega_i$ , размещенного симметрично около основной лазерной частоты  $\omega_0$ .

Заметим еще, что рассеянная мощность в первом предельном случае вдвое больше, чем во втором, из-за того же эффекта экранировки:

$$1) P_e \sim \sigma_e(\theta) \cdot n_e; \quad 2) P_i \sim \frac{1}{2} \sigma_e(\theta) \cdot n_e. \quad (24.17)$$

На рис. 24.5 изображены спектры рассеянного излучения для всех трех рассмотренных случаев. Легко убедиться, что приведенные картинки находятся в согласии с изложенным выше качественным описанием процесса.

Остается добавить, что резонансы, которые проявляются на электронном спектре уже при  $\alpha \sim 1$  и сохраняются при  $\alpha \gg 1$  в виде узких пиков, отвечают электронной плазменной частоте \*)

$$\omega_p = (4\pi n_e e^2 / m)^{1/2}.$$

\*) Строго говоря, сдвиг  $\omega_1$  электронных спутников относительно основной лазерной частоты  $\omega_0$  несколько превышает лентмюровскую частоту, а именно:

$$\omega_1^2 = \omega_p^2 + 3v_e^2 k^2, \quad \text{или} \quad \omega_1^2 = \omega_p^2 + 3 \left( \frac{v_e}{c} \right)^2 \left( 4\pi \sin \frac{\theta}{2} \right)^2 \omega_0^2,$$

где  $v_e$  — тепловая скорость электронов; при малом  $v_e/c$  второе слагаемое может быть отброшено.

Их появление связано с раскачкой электронных ленгмюровских колебаний и, следовательно, с выделением соответствующей гармоники в спектре флуктуаций электронной плотности. Слабый провал в центре спектра ионной составляющей при  $\alpha \gg 1$  связан с раскачкой ионных колебаний.

Итак, эксперименты, проводимые в условиях, отвечающих первому предельному случаю, позволяют из полуширины спектра рассеянного излучения определить электронную температуру плазмы. Если опыт выполняется при  $\alpha \gg 1$ , то полуширина ионного пика рассеяния дает ионную температуру плазмы, а по абсолютной интенсивности ионного пика можно определить концентрацию электронов. Перекрестным контролем может служить определение  $n_e$  из положения электронных спутников.

Перечислим главные технические трудности, возникающие при лазерном зондировании плазмы. На протяжении последних лет мощность ОКГ, доступных для лабораторного эксперимента, непрерывно возрастала, но ничтожная доля рассеянной мощности все еще заставляет

с большим вниманием относиться к проблеме снижения уровня шумов в регистрирующем устройстве. Помимо собственных шумов электронного умножителя и усилительного тракта, необходимо учитывать световой сигнал, возникающий на входе фотоумножителя как за счет паразитного рассеяния лазерного света на узлах плазменной установки, так и за счет собственного излучения исследуемой плазмы. При этом, делая предварительные оценки мощности, излучаемой плазмой, следует ясно понимать, что в реальных условиях эта величина может в десятки или даже сотни раз превышать расчетную интенсивность тормозного спектра чистой водородной плазмы из-за вклада линейчатого и рекомбинационного спектра примесей. Конструкция входных и выходных

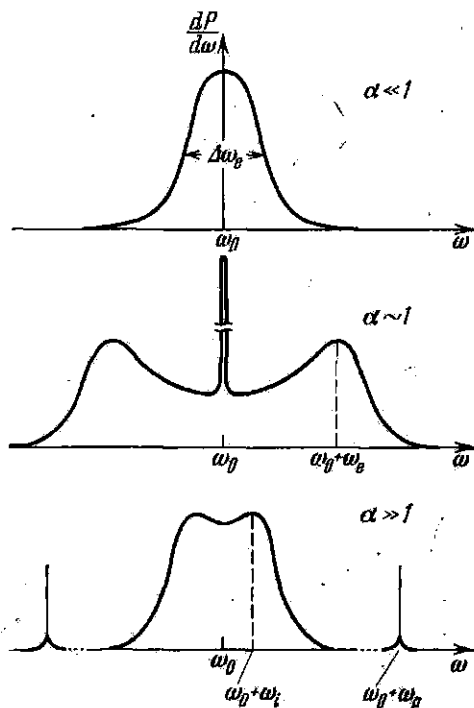


Рис. 24.5. Спектры рассеянного излучения для трех значений параметра Солпитера.

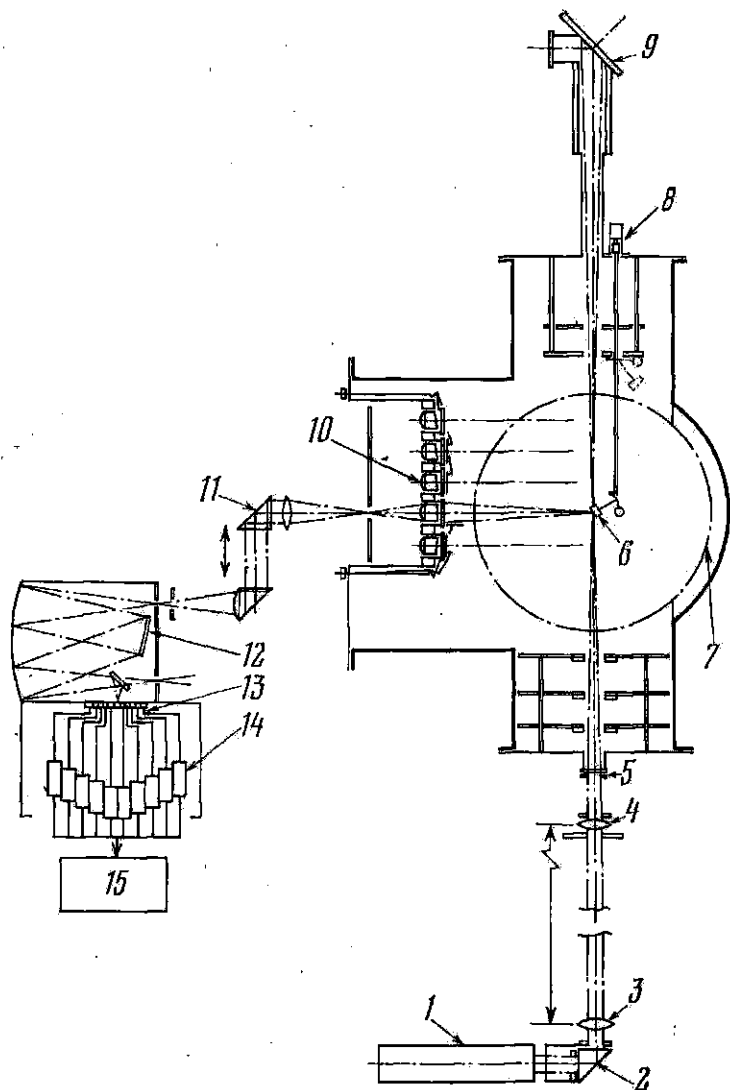


Рис. 24.6. Типичная схема расположения диагностической аппаратуры, предназначенной для регистрации рассеянного лазерного излучения. 1 — рубиновый лазер (6 Дж; 25 нсек); 2 — подвижная поворотная призма для ввода рабочего или юстировочного лазерного пучка; 3 — рассеивающая линза,  $F = 375$  см; 4 — фокусирующая линза,  $F = 80$  см; 5 — кварцевое окно; 6 — подвижное юстировочное зеркало; 7 — сечение тороидальной камеры Токамака; 8 — механизм перемещения зеркала; 9 — выходное окно для основного лазерного пучка; 10 — линзы для радиального сканирования; 11 — перископ для радиального сканирования; 12 — решетка (1200 штр/мм); 13 — волоконная оптика (78 Å на канал); 14 — десять вкранированных ФЭУ с предусилителями; 15 — осциллограф.

патрубок для лазерного излучения должна предусматривать возможность эффективного поглощения прямого лазерного луча на выходе из системы и минимального паразитного рассеяния на входе. Разумеется, практически во всех экспериментах по лазерной диагностике применяются ОКГ, работающие в режиме импульсной добротности.

В качестве иллюстрации на рис. 24.6 приведена типичная схема расположения диагностической аппаратуры, при которой для определения плазменных параметров используется излучение, рассеянное под углом в  $90^\circ$  к первичному пучку ([131], см. также [132]). Пучок света, выходящий из ОКГ, фокусируется длиннофокусной линзой в центре разрядной камеры; диаметр пучка в фокальной плоскости составляет несколько миллиметров. Область пересечения лазерного луча с плазменным шнуром проектируется, с помощью системы линз, на входную щель спектрального прибора. Разложенное в спектр рассеянное излучение транспортируется по 10 каналам волоконной оптики на отобранные фотоумножители с низким уровнем собственных шумов. Дополнительные подробности см. в подписи к рисунку.

Если в итоге поставленного эксперимента желательно определить не только форму спектра рассеянного излучения (для измерения  $T_e$  или  $T_i$ ), но и абсолютную интенсивность (для измерения электронной плотности), то необходима градуировка всей измерительной аппаратуры. Пусть, например, опыт проводится при  $\alpha \gg 1$  и требуется измерить абсолютную интенсивность ионного пика. Обозначим сигнал в выходном канале регистрирующего устройства, когда система откачана до высокого вакуума и через нее пропускается лазерный пучок, через  $P_1$ ; это сигнал, который определяется паразитным рассеянием лазерного луча на узлах установки и внутренними шумами умножителя. Сигнал, вызванный плазменным излучением, в отсутствие лазерного пучка, обозначим через  $P_2$ . Так как длительность плазменного свечения, как правило, превышает длительность лазерного импульса, то электрооптический затвор, помещенный перед входной щелью спектрального прибора, открывается только на время работы ОКГ. Затем система заполняется азотом (или  $\text{CO}_2$ ) при атмосферном давлении. Теперь наблюдаемый сигнал  $P_3$  обусловлен рэлеевским рассеянием на молекулах азота или углекислого газа и, разумеется, паразитным рассеянием на узлах установки. Наконец, система снова откачивается, в ней в прежних условиях создается плазма и одновременно с открытием электрооптического затвора срабатывает ОКГ. Сигнал  $P_4$ , регистрируемый в этих условиях, определяется собственным излучением плазмы, паразитным рассеянием на узлах установки и рассеянием лазерного луча плазмой.

Таким образом, полезный сигнал, обусловленный рэлеевским рассеянием на молекулах газа,

$$P_4 = P_3 - P_1,$$

а полезный сигнал, обусловленный рассеянием на плазме,

$$P_e = P_4 - P_2 - P_1.$$

Если величина рассеивающего объема, излучение из которого попадает в регистрирующую аппаратуру, одинакова как при измерениях рэлеевского, так и плазменного рассеяния, то

$$\frac{P_e}{P_R} = \frac{1/2 n_e \sigma_e(\theta)}{n_0 \sigma_R}. \quad (24.18)$$

Здесь  $n_0 = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  — молекулярная плотность при атмосферном давлении,  $\sigma_R$  — рэлеевское сечение молекул газа, использованного для градуировки при длине волны лазерного излучения (эта величина находится из справочников). Строго говоря, написанная формула справедлива только при  $\alpha \gg 1$ , когда, в соответствии с равенством (24.17), в выражение для рассеянной мощности входит половина томсоновского сечения. Аккуратный расчет приводит к следующему результату:

$$\frac{P_e}{P_R} = \frac{n_e}{n_0 \sigma_R} \cdot \frac{\alpha^4 \sigma_e}{(1 + \alpha^2) \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) \left(\frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2}\right)}. \quad (24.19)$$

Легко проверить, что прежний результат получается в предельном случае  $\alpha \gg 1$  при равенстве электронных и ионных температур.

В настоящее время существуют многочисленные примеры успешного использования лазерной методики для нахождения плазменных параметров, и необходимые иллюстрации мы приведем при описании экспериментов на ряде современных плазменных установок.

## КОРПУСКУЛЯРНАЯ ДИАГНОСТИКА

## § 25. Пассивная корпускулярная диагностика

Под корпускулярной диагностикой плазмы понимается такой метод ее исследования, при котором анализируются свойства частиц (электронов, ионов, атомов), выходящих из объема изучаемой плазмы, или подвергаются анализу изменения в свойствах потоков частиц, которыми плазма зондируется. В первом случае принято говорить о *пассивной* корпускулярной диагностике, во втором — об *активной* диагностике плазмы.

В принципе корпускулярная диагностика предоставляет нам наиболее прямую и непосредственную информацию о свойствах исследуемого объекта. Возможности применения методики не зависят от состояния плазмы (например, наличия или отсутствия турбулентных процессов), а интерпретация результатов не требует привлечения той или иной плазменной модели, т. е. не связана с априорными предположениями о состоянии плазмы.

Методы пассивной плазменной диагностики разбиваются на следующие пять направлений.

1) Измерение полных потоков энергии, покидающих плазму.

Эти измерения позволяют оценить энергетические потери и энергетические времена жизни плазмы. В простейшем варианте, когда используемая аппаратура не приспособлена для временного анализа явления, определяется просто энергия, уходящая за все время существования плазмы. Путем размещения ряда детекторов небольшого размера на периферии системы можно изучать пространственную картину ухода энергии из плазмы. В качестве детекторов применяются те или иные тепловые датчики, болометры, термомпары.

2) Измерение полных потоков частиц, покидающих плазму.

Для определения времени жизни частиц при этом, конечно, надо также измерять и поступление частиц со стенок установки. Применяемые детекторы — это различные варианты цилиндров Фарадея, приспособленные для регистрации быстрых или медленных ионов, электронов, нейтралов (последние предварительно



трансформируются в заряженные частицы с помощью вторично-эмиссионных процессов).

3) Измерение потоков заряженных частиц с последующим анализом по энергиям и величине  $e/M$ .

Таким способом определяется состав и энергетическое распределение заряженной компоненты плазмы. Разумеется, мы сталкиваемся здесь с серьезной трудностью при решении вопроса о технике вывода потока заряженных частиц из магнитной ловушки.

4) Энергетический анализ потока нейтралов.

Нейтралы возникают в плазме в результате процесса обычной или резонансной перезарядки. Данный метод позволяет судить об энергетическом распределении ионной компоненты плазмы. Это один из наиболее совершенных методов анализа плазменных параметров. Детектирующая аппаратура была специально разработана для целей диагностики горячей плазмы в Ленинградском физико-техническом институте, и ее использование сыграло существенную роль в правильном истолковании физических процессов, происходящих в замкнутых магнитных ловушках [133].

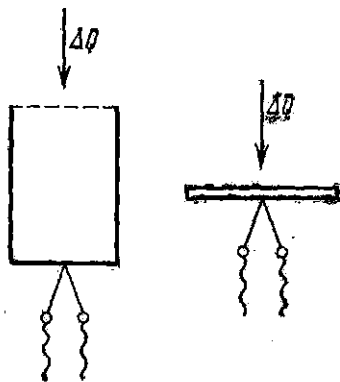


Рис. 25.1. Калориметры с термопарами.

5) Анализ продуктов ядерных реакций, происходящих в горячей плазме.

Помимо традиционных методов детектирования нейтронов, были разработаны специальные приемы для исследования пространственного и энергетического распределения быстрых протонов и ядер трития, образующихся при  $(d, d)$ - и  $(d, t)$ -реакциях.

Рассмотрим несколько подробнее перечисленные направления пассивной диагностики в указанной последовательности.

1) Все тепловые методы можно подразделить на статические и динамические. Остановимся сначала на первых.

Приемники, предназначенные для регистрации поступающего из плазмы теплового потока, изготавливаются из подходящего материала (Cu, Ni, Mo) в форме небольших цилиндров или дисков (рис. 25.1). В зависимости от ожидаемой плотности потока энергии используется фольга или массивный листовый материал. Приходящее из плазмы количество тепла  $\Delta Q$  повышает температуру калориметра и, частично, теряется за счет теплопроводности и излучения. Если температура приемной поверхности повышается незначительно, если крепежные траверсы достаточно тонкие, то в первые моменты времени потерями можно пренебречь и записать приближенное равенство для теплового баланса в простейшем

виде:

$$\Delta Q = Mc \Delta T. \quad (25.1)$$

Здесь  $M$  — масса приемника тепла,  $c$  — его удельная теплоемкость и  $\Delta T$  — наблюдаемое повышение температуры. Грубые оценки потока энергии, основанные на формуле (25.1) и измеренном значении  $\Delta T$ , можно несколько уточнить, если известен коэффициент поглощения энергии для приемной поверхности калориметра выбранной конструкции. Глубокий цилиндрический стакан обеспечивает практически 100%-ный захват падающей энергии, независимо от того, приходит ли она в форме излучения, потоков частиц или в виде плазменных сгустков. Приемник в форме диска при больших плотностях плазменных потоков захватывает приблизительно 20% входящего тепла.

Преимущества и недостатки калориметрической методики интегрального типа очевидны: аппаратура проста и надежна, электромагнитные помехи не играют заметной роли (нагревание металлических элементов детектора токами Фуко при использовании в плазменном эксперименте переменных магнитных полей легко исключаются контрольными измерениями), но чувствительность методики оказывается низкой.

Переходим к системам с динамической регистрацией тепловых потоков. Временное разрешение любой системы ограничивается законами теплопроводности. Основную роль в уравнении теплопроводности, которое мы запишем для одномерного случая:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (25.2)$$

играет коэффициент температуропроводности  $a^2$ , связанный с материальными константами вещества, через которое распространяется поток тепла, известным соотношением:

$$a^2 = K/c\rho. \quad (25.3)$$

Здесь  $K$  — коэффициент теплопроводности,  $c$  — удельная теплоемкость,  $\rho$  — плотность вещества. Пусть в момент времени  $t = 0$  температура тела (стержня в одномерной задаче) в точке  $x = 0$  скачком доведена до значения  $T_0$  и поддерживается затем на этом уровне. Поток тепла от нагретого элемента стержня будет распространяться, согласно классической теории теплопроводности, со скоростью звука, но повышение температуры вдали от плоскости  $x = 0$  будет в первые моменты времени ничтожно мало, так как по мере распространения тепла через стержень в процесс вовлекаются все большие и большие количества вещества. Можно показать (и это есть вполне строгий результат теории!), что фронт температуры, т. е. координата, отвечающая фиксированному значению  $T = T_1$ , будет перемещаться вдоль стержня со скоростью, пропорциональной квадратному корню из времени, как это имеет место для всех случайных процессов. Иными словами,

связь между координатой  $x$ , где достигнуто заданное значение температуры, и моментом времени, когда эта температура достигнута, определяется уравнением вида:

$$x^2 = \text{const} \cdot t. \quad (25.4)$$

Значение константы зависит от геометрии тела, через которое распространяется поток тепла, но при любых обстоятельствах она пропорциональна коэффициенту температуропроводности. Для практически важного случая, когда тело имеет форму пластинки (приемник теплового детектора — диск), численный множитель равен  $\pi^2$  и уравнение (25.4) принимает вид:

$$t = x^2 / \pi^2 a^2. \quad (25.5)$$

В табл. 4 в качестве иллюстрации приведены значения материальных констант для нескольких веществ.

Таблица 4

Вещество	$K$	$c$	$\rho$	$a^2$
Cu	0,82	0,12	8,9	0,8
Al	0,5	0,21	2,7	0,9
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,03	0,18	4,0	0,05
SiO <sub>2</sub> (кварц)	0,03	0,28	2,2	0,05

Опишем теперь один из распространенных вариантов конструкции теплового датчика с импульсным полупроводниковым болометром в качестве чувствительного элемента [134]. На рис. 25.2

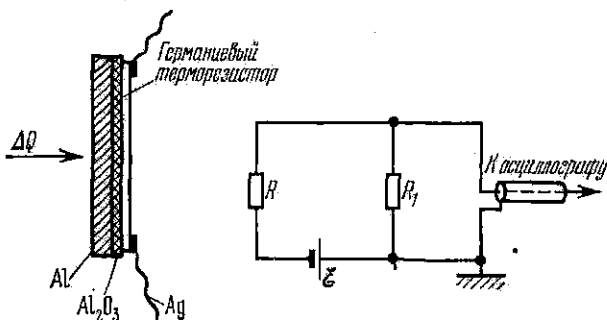


Рис. 25.2. Разрез болометра и принципиальная схема включения его в измерительную цепь.

показан разрез болометра и принципиальная схема измерительной цепи. На алюминиевой фольге толщиной 70 мкм электрохимически формируется слой окисла Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, служащий изолятором. Затем, термическим испарением в вакууме, на слой изолятора на-

носится терморезистор — полупроводниковая пленка германия толщиной около 1 мкм. Наилучшие результаты получаются, если испаряемым веществом служит монокристаллический германий с электронным типом проводимости и удельным сопротивлением порядка 5 ом·см. Общее сопротивление пленки  $R$  составляет примерно 5 Мом. Токопроводящие ламели из серебряной фольги подключаются к коаксиальному вводу болометра, присоединенному к нагрузочному сопротивлению  $R_1$ . Обозначим э. д. с. источника напряжения через  $\mathcal{E}$ , тогда в стационарных условиях через нагрузочное сопротивление  $R_1$  течет ток  $J = \mathcal{E} / (R + R_1)$ , и падение напряжения на нем будет

$$U = JR_1 = \mathcal{E} \frac{R_1}{R + R_1}.$$

Пусть на поверхность болометра падает порция энергии  $\Delta Q$ ; сопротивление полупроводника в результате повышения его температуры изменится, и сигнал, возникший на нагрузке, может быть определен по очевидной формуле:

$$\Delta U = R_1 \Delta J = - \frac{\mathcal{E}}{(R + R_1)^2} \Delta R. \quad (25.6)$$

Зависимость сопротивления полупроводника от температуры описывается известным выражением:

$$R = A \exp(\varepsilon/kT), \quad (25.7)$$

где  $\varepsilon$  — ширина запрещенной зоны в энергетической схеме полупроводника (энергия возбуждения носителей тока). Тогда, пользуясь равенством (25.7), получим:

$$\Delta U = \mathcal{E} R_1 \frac{R}{(R + R_1)^2} \cdot \frac{\varepsilon}{k} \cdot \frac{\Delta T}{T^2}. \quad (25.8)$$

Абсолютная энергетическая чувствительность болометра, по определению, может быть записана в виде:

$$Z = \frac{\Delta U}{\Delta Q} = \frac{\Delta U}{\varepsilon M \Delta T} = \frac{\mathcal{E} R_1}{\varepsilon M} \cdot \frac{R}{(R + R_1)^2} \cdot \frac{\varepsilon}{k T^2}. \quad (25.9)$$

Как всегда, оптимальные условия работы системы реализуются при равенстве внутреннего сопротивления и сопротивления нагрузки. Поэтому, полагая в формуле (25.9)  $R = R_1$ , имеем:

$$Z_{\text{opt}} = \frac{\mathcal{E}}{4\varepsilon M} \cdot \frac{\varepsilon}{kT} \cdot \frac{1}{T} \left[ \frac{\text{вольт}}{\text{мал. калор.}} \right] \approx \frac{\mathcal{E}}{16\varepsilon M} \cdot \frac{\varepsilon}{kT} \cdot \frac{1}{T} [\text{в/дж}]. \quad (25.10)$$

Численная оценка по формуле (25.10) для германиевского болометра описанной конструкции при  $\varepsilon = 0,1 \text{ эв}$ ,  $T = 300 \text{ }^\circ\text{К}$  и  $\mathcal{E} = 30 \text{ в}$  дает:

$$Z_{\text{opt}} \sim 10 \text{ в/дж}.$$

Прямые измерения величины  $Z_{\text{opt}}$ , выполненные для ряда образцов путем сравнения с показаниями эталонной термонары, находятся в хорошем согласии со сделанной оценкой.

Характерное время выравнивания температуры болометра по его толщине можно оценить по формуле (25.5); оно оказывается порядка 10 мсек. Экспериментальные значения постоянной времени полной болометрической схемы, включая усилитель, превышают сделанную оценку, так как временное разрешение в этом случае уменьшается из-за действия паразитных емкостей.

Пороговая чувствительность системы ограничивается собственными шумами болометра и составляет примерно  $10^{-3}$ — $10^{-4}$  Дж.

Так как время остывания болометрического датчика, помещенного в вакуум, измеряется десятими долями секунды, то записанный на осциллографе болометрический сигнал дает проинтегрированную во времени характеристику приходящего из плазмы

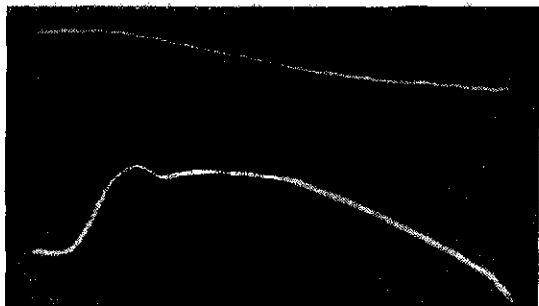


Рис. 25.3. Типичная осциллограмма болометрического сигнала (верхняя кривая), синхронизированного с разрядным током. Давление  $3 \cdot 10^{-4}$  тор,  $B_z = 30$  кэс,  $I = 90$  ка. Развертка 100 мсек.

энергетического потока. Для определения временного хода темпа поступления энергии этот сигнал должен быть проинтегрирован.

На рис. 25.3 в качестве примера приведена типичная осциллограмма первичного (т. е. интегрального) болометрического сигнала, синхронизированная с осциллограммой тока, текущего через плазму. Экспериментальные кривые получены на установке Токамак Т-4.

2) Приемники, предназначенные для измерения полных потоков частиц, покидающих плазменную установку, применялись с особенно большим успехом при исследовании открытых магнитных ловушек. В таких системах средние энергии ионов и электронов, как правило, сильно разнятся, и, используя коллимированные приемники типа цилиндров Фарадея, удается получить надежную и ясную информацию о потоках частиц каждого сорта. На рис. 25.4 изображена схематически конструкция приемников различных типов и указана их ориентация относительно магнитного поля ловушки. Дифференцированная диагностика заряженных частиц каждого сорта основана на учете того обстоятельства, что траек-

тории быстрых ионов представляют собой ларморовские окружности с относительно большими радиусами, тогда как медленные ионы и электроны с маленькими ларморовскими радиусами движутся практически вдоль силовых линий поля.

Нейтральные частицы регистрируются по создаваемой ими вторичной электронной эмиссии с мишени  $M$ , подходящим образом ориентированной и помещенной также внутри цилиндра Фарадея. Если идет речь о регистрации нейтралов высоких энергий,

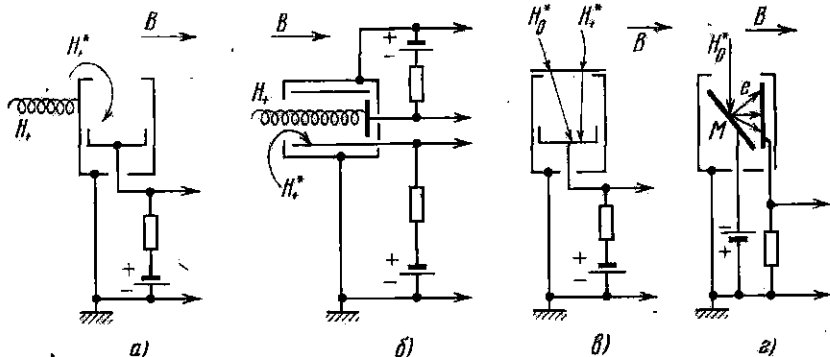


Рис. 25.4. Различные конструкции приемников типа цилиндров Фарадея и их ориентация относительно магнитного поля ловушки.  $H_+^*$ ,  $H_0^*$  — быстрый ион или атом водорода;  $H_+$ ,  $H_0$  — медленный ион или атом водорода.

то входное окно приемника перекрывается фольгой достаточной толщины, задерживающей медленные частицы.

Простота и компактность приемников позволяют размещать в одной магнитной ловушке большое число приборов и изучать пространственное распределение потоков частиц, покидающих плазму.

3) Рассматривая методы энергетического и массового анализа заряженных частиц, покидающих плазму, следует отдельно обсудить приемы, используемые для определения энергии электронной компоненты и для изучения ионной составляющей потока частиц.

Энергетический анализ электронного потока выполняется сравнительно просто, если направление вылетающих электронов совпадает с направлением удерживающего магнитного поля. Такой случай реализуется, например, при исследовании электронов, выходящих вдоль оси открытой магнитной ловушки. Точно так же все упрощается, если вдоль избранного направления магнитное поле отсутствует. Здесь хорошим примером может служить анализ электронов, выходящих вдоль оси прямого сильноточного импульсного разряда.

Для получения спектра сравнительно быстрых электронов (с энергией свыше 10—20 кэВ) выходная диафрагма плазменной уста-

новки перекрывается тонкой бериллиевой или алюминиевой фольгой. Для анализа более медленных электронов применяется щелевая узкая диафрагма. Электронный пучок, выведенный из установки, поступает в поперечное магнитное поле электронного спектрографа той или иной конструкции и после разложения в спектр по импульсам фиксируется на фотопластинке. Давление в камере спектрографа не должно превышать  $10^{-5}$  мм рт. ст., так как только при соблюдении этого условия можно не считаться с эффектом многократного рассеяния; поэтому использование дифференциальной откачки оказывается совершенно необходимым.

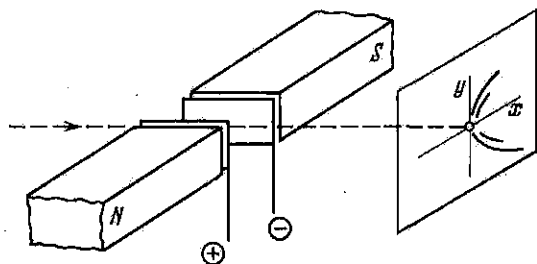


Рис. 25.5. Принципиальная схема масс-спектрографа Томсона.

При малых интенсивностях следует применять светосильные спектрографы прямого отклонения.

Градуировка прибора производится с помощью монокинетического пучка электронов от постороннего источника. Переменная чувствительность фотоматериалов к электронам с различной энергией, разумеется, затрудняет обработку спектрограмм. Для получения надежных результатов в процессе градуировки следует снимать кривые «почернение — интенсивность» в достаточно широком энергетическом интервале.

Временная развертка энергетического спектра требует применения сцинтилляторов, волоконной оптики и набора умножителей в соответствии с числом каналов анализатора. Набор фольг позволяет получить энергетический спектр, если минимальная энергия электронов превышает несколько *кэв*.

Для анализа ионного пучка, выходящего из плазменного объема (оговорки относительно взаимной ориентации направления ионного потока и направления магнитного поля остаются в силе!), можно применять масс-спектрограф Томсона. Классический метод парабол еще раз демонстрирует свою эффективность.

Напомним, что отклонение пучка заряженных частиц в методе парабол происходит в параллельных электрическом и магнитном полях, которые в свою очередь ориентированы под прямым углом к оси анализируемого пучка ионов (рис. 25.5). При малых отклонениях смещение под действием электрического поля

обратно пропорционально квадрату скорости частицы:

$$x = A/v^2. \quad (25.11)$$

Отклонение под действием магнитного поля происходит в перпендикулярном направлении и обратно пропорционально первой степени скорости:

$$y = B/v. \quad (25.12)$$

В результате одновременного воздействия обоих полей геометрическое место точек отклоненных частиц в плоскости  $xy$ , где размещается фотографическая пластинка, описывается уравнением параболы:

$$x/y^2 = \text{const.} \quad (25.13)$$

Для частиц с различным значением  $e/M$  получаются разные параболы. Измеряя почернение вдоль данной параболы и зная кривую

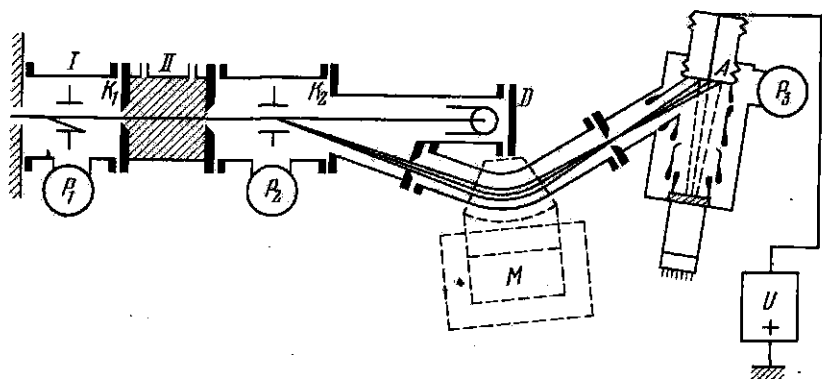


Рис. 25.6. Принципиальная схема анализатора нейтральных атомных частиц.

«почернение — энергия» для анализируемого сорта частиц, можно получить функцию энергетического распределения для ионов данного сорта.

Масс-спектрограммы, приведенные при описании опытов с Z-пинчами (см. рис. 35.12), служат хорошей иллюстрацией сказанному.

4) Переходим к вопросу об анализе потоков нейтральных атомов, покидающих плазму. Нейтралы возникают в результате процесса перезарядки внутри плазменного объема и несут полную информацию об энергетическом распределении ионов плазмы, так как при перезарядке частицы ион и атом практически не изменяют направление и величину своей скорости. Магнитные поля теперь не затрудняют анализ, выбор направления исследуемого пучка произволен.

Принципиальная схема анализатора атомных частиц приведена на рис. 25,6 [135]. Основная идея используемого метода



проста — она состоит в превращении вылетающего из установки пучка нейтралов в ионный пучок и в последующем анализе ионов по энергии и массе. Сцинтилляционная регистрация, которая является незаменимым инструментом при исследовании частиц высоких энергий, здесь непригодна, так как диапазон энергии атомов, покидающих горячую плазму, получаемую в современных установках, хотя и простирается до десятков килоэлектронвольт, но начинается с десятков электронвольт.

Коллимированный пучок излучения, выходящий из плазменной установки, прежде всего очищается в камере *I* от заряженных частиц электрическим полем конденсатора  $K_1$ . В камере *II*, наполненной газом, часть нейтралов превращается в ионы в результате обдирки при их столкновениях с молекулами газа. Дифференциальная откачка (насосы  $P_1$  и  $P_2$ ) обеспечивают необходимый перепад давлений между камерой обдирки и регистрирующей частью аппаратуры. Образовавшиеся ионы последовательно анализируются по энергии и массе в электрическом поле конденсатора  $K_2$  и магнитном поле электромагнита  $M$ . Пучок ионов отклоняется от оси системы, а свет и нейтральные частицы, не испытавшие перезарядки, попадают в ловушку  $D$ . После анализа ионы ускоряются до энергий 10—15 *кэв* и попадают на металлическую мишень  $A$ . Группы вторичных электронов, выбитые ионами из мишени, ускоряются тем же напряжением и регистрируются сцинтилляционным счетчиком.

Регистрация ионов производится в режиме счета отдельных частиц или в токовом режиме. Важно заметить, что дополнительное ускорение ионов обеспечивает практически полный сбор заряженных частиц и регистрацию ионов с эффективностью, близкой к 100%.

Основная трудность оказывается связанной с достижением возможно более высокой эффективности трансформации нейтральных атомов в ионы, т. е. с процессом их обдирки в камере *II*. К сожалению, при малых энергиях атомов сечение обдирки невелико. Как легко понять, эффективность регистрации нейтралов с энергией  $\mathcal{E}$  может быть представлена равенством

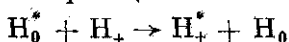
$$\alpha(\mathcal{E}) = K(\mathcal{E})nl\sigma_{01}(\mathcal{E}), \quad (25.14)$$

где  $n$  — плотность газа в обдирочной камере,  $l$  — длина камеры,  $\sigma_{01}(\mathcal{E})$  — сечение обдирки и  $K(\mathcal{E})$  — коэффициент сбора ионов детектором, который зависит от рассеяния атомов при обдирке и от геометрии системы. Эксперименты показали, что для медленных атомов водорода (с энергиями в сотни или тысячи *эв*) наилучшие результаты получаются, когда в качестве мишени для обдирки используются азот или  $\text{CO}_2$ . Для иллюстрации на рис. 25.7 приведен график, показывающий зависимость величины  $\sigma_{01}(\mathcal{E})$  от энергии для атомов водорода; мишень —  $\text{N}_2$  при давлении  $10^{-4}$  мм рт. ст.

Другая возможность связана с применением в качестве мишени тонких металлических фольг [136]. Для атомов с энергией порядка 1 *кэв* пригодны фольги из легкого металла (Be, Al) или органических веществ с толщиной около 100 Å. Серьезные требования предъявляются при этом и к однородности материала пленки, и к ее устойчивости к пребыванию в вакууме под действием бомбардирующего атомного пучка. Зато отпадают неудобства, возникающие при сооружении системы дифференциальной откачки.

Независимо от применяемого метода обдирки, эффективность ионизации становится удручающе низкой при энергии нейтронов

в сотни электронвольт; параллельно быстро возрастают трудности анализа и регистрации исследуемого пучка. Возможная альтернатива состоит в использовании эффекта резонансной перезарядки. Сечение резонансной перезарядки, как известно, не уменьшается в области низких энергий, но для осуществления реакции



анализируемый пучок нейтральных атомов водорода приходится пропускать через холодную водородную плазму с достаточно большой плотностью. Плазменная мишень, разумеется, должна быть отделена от остальной части регистрирующей аппаратуры системой узких щелей и применение дифференциальной откачки снова оказывается необходимым. Помимо желательной реакции резонансной перезарядки, при столкновениях атомов анализируемого пучка с присутствующими в плазме другими молекулами и ионами будут происходить паразитные реакции, создающие фоновый сигнал в детекторе. Кроме того, сама плазменная мишень не должна служить источником быстрых протонов или быстрых нейтральных атомов; далее, в ней должны отсутствовать электрические поля, которые могут исказить энергетическое распределение изучаемого пучка.

В одной из предложенных моделей [137] мишенью служит низковольтный дуговой разряд в водороде в слабом магнитном поле (см. рис. 25.8). При энергиях 50—100 *эв* перезарядка на плазменной мишени дает выигрыш примерно в пять раз по сравнению с обдиркой в газе (воздухе) (см. рис. 25.9). Дальнейший прогресс в этой области, вероятно, будет направлен скорее на упрощение аппаратуры и повышение ее чувствительности, чем на снижение порога регистрации по энергиям частиц.

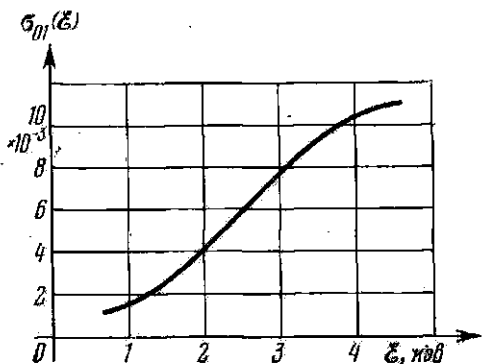


Рис. 25.7. Зависимость сечения обдирки от энергии для атомов водорода при использовании азота в качестве мишени.

5) Мы не будем останавливаться в этом разделе на описании методов детектирования нейтронов, возникающих при (d, d)- или (d, t)-реакциях: методы интегрального счета, основанные на использовании наведенной радиоактивности в подходящей мишени (Ag, Rh, Mn), общеизвестны, а сцинтилляционные счетчики,

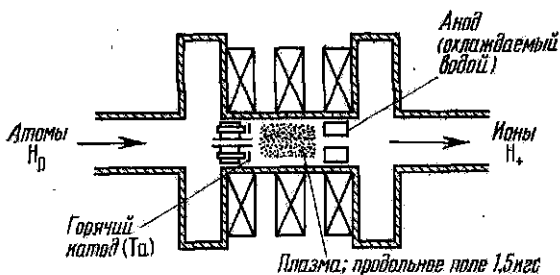


Рис. 25.8. Использование дугового разряда для резонансной перезарядки нейтральных атомов водорода.

предназначенные для прослеживания временного хода нейтронной эмиссии, также применяются в стандартной аппаратуре. Интересные и более рафинированные приемы анализа основаны на получении энергетического спектра нейтронов или заряженных продуктов ядерной реакции — протонов или ядер трития.

В заключение еще несколько почти очевидных, но существенных замечаний. Все варианты пассивной корпускулярной диагностики предполагают анализ коллимированных потоков излучения (частиц или энергии), выходящего из плазмы вдоль определенных направлений. В общем случае исследуемая плазма анизотропна, и, как правило, оказывается анизотропным и покидающее ее излучение. Поэтому, если на основе регистрируемых потоков формируются уравнения баланса, энергии или частиц для плазменной конфигурации как целого, то соответствующие измерения следует проводить для ряда характерных направлений.

Анизотропными оказываются не только абсолютные величины потоков в заданном направлении, но и их энергетические распределения. В частности, установление пространственной изотропии (или анизотропии) энергетического распределения продуктов ядер-

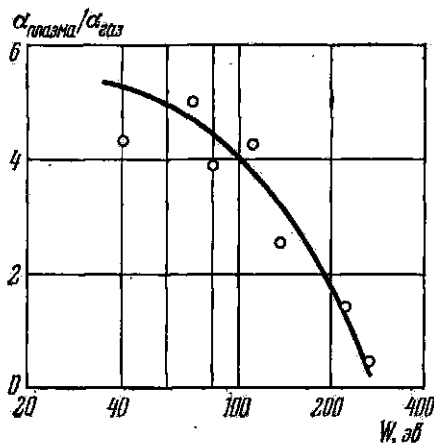


Рис. 25.9. Эффект перезарядки на плазменной мишени.

ных реакций являться весьма существенным для решения вопроса о природе нейтронной эмиссии, наблюдаемой в тех или иных плазменных экспериментах. Иными словами, подобного рода измерения позволяют выяснить, в результате какого механизма (термоядерного или ускорительного) в плазме возникают быстрые дейтоны. Мы еще вернемся к этому вопросу в § 36.

Не следует забывать того, что исследуемые пучки несут суммарную информацию вдоль всего выбранного луча зрения. Поэтому, в частности, периферийные слои плазмы могут играть роль фильтра по отношению к излучению, исходящему из центральных зон. Как и в случае спектральных исследований, здесь могут оказаться необходимыми измерения корпускулярных потоков, выполненные вдоль ряда хорд.

## § 26. Активная корпускулярная диагностика

Методы активной корпускулярной диагностики естественным образом разбиваются на следующие направления.

1) Зондирование плазмы пучком нейтральных атомов.

Путем разумного выбора как рода зондирующих атомов, так и их энергии удается обеспечить условия, при которых экстинкция пучка в исследуемой плазме определяется каким-нибудь одним вполне определенным механизмом. Тогда наблюдаемое ослабление пучка оказывается однозначно связанным с плотностью (или температурой) плазмы и длиной пути, проходимого пучком в плазме.

2) Зондирование пучком быстрых заряженных частиц.

Регистрируя величины отклонения монокинетического пучка частиц от первоначального направления, в ряде случаев можно оценить среднее значение электрического поля, существующего в плазме. Магнитное поле предполагается известным.

3) В самостоятельное направление активной корпускулярной диагностики должны быть выделены эксперименты, анализ которых дает не усредненные вдоль зондирующего луча характеристики плазмы, а позволяет измерить локальные значения ее параметров.

Остановимся последовательно на перечисленных методах исследования.

1) Пусть через однородную плазму с плотностью  $n_e$  и температурой  $T_i \approx T_e$  проходит зондирующий пучок нейтрального корпускулярного излучения. Выделим внутри плазмы слой толщиной  $dx$  (рис. 26.1). Интенсивность пучка  $I$  на протяжении длины  $dx$  уменьшается в результате ряда процессов: перезарядки, ионизации атомов пучка электронами плазмы, рассеяния. Поэтому в общем случае уравнение, описывающее ослабление пучка, следует записать в виде:

$$dI = - \left( \sigma_c + \frac{\langle \sigma_i v \rangle}{v_0} + \sigma_s \right) n_e \cdot I dx. \quad (26.1)$$

Через  $\sigma_c$ ,  $\sigma_i$  и  $\sigma_a$  обозначены соответственно эффективные сечения перезарядки, ионизации и рассеяния;  $v_0$  — скорость атомов зондирующего пучка,  $v$  — относительная скорость электронов плазмы и атомов пучка. Если речь идет о зондировании водородной плазмы, то, используя монокинетический пучок атомов водорода с энергией в несколько *кэв*, можно пренебречь эффектами рассеяния. Тогда, интегрируя уравнение (26.1) вдоль длины  $L$  пучка в плазме, получим:

$$\bar{n}_e = \frac{\ln(I_1/I_2)}{L \left( \sigma_c + \frac{\langle \sigma_i v \rangle}{v_0} \right)} \quad (26.2)$$

Здесь через  $I_1$  и  $I_2$  обозначены интенсивности пучка, прошедшего через установку в отсутствие и при наличии в ней плазмы.

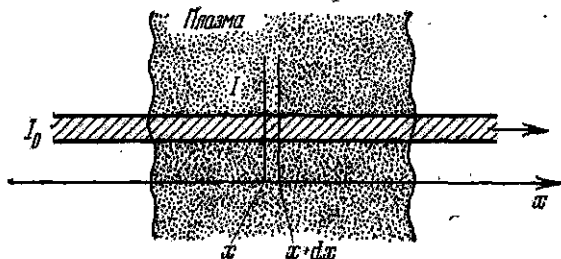


Рис. 26.1. Прохождение пучка нейтральных частиц через плазму.

Заметим, что при энергии водородных атомов пучка около 10 *кэв* резонансная перезарядка вызывает в 5—10 раз большее ослабление пучка, чем ионизация электронами, и в знаменателе формулы (26.2) достаточно сохранить первое слагаемое, используя для оценки второго грубо приближенное значение электронной температуры. В результате по измеренным значениям  $I_1$  и  $I_2$  формула (26.2) позволяет вычислить усредненную плотность плазмы вдоль длины  $L$ . Если же задачей эксперимента является определение электронной температуры, целесообразно применение пучков тяжелых атомов с энергиями в несколько *кэв*. В этом случае процесс перезарядки уже не носит резонансный характер и определяющим является второе слагаемое в знаменателе, которое зависит от температуры.

Разумеется, все время предполагается, что величины эффективных сечений и их зависимость от энергии известны.

Как всегда, серьезным осложнением является собственное корпускулярное и электромагнитное излучение плазмы, создающее сильный фоновый сигнал. Чтобы избавиться от этого паразитного эффекта, применяется регистрирующая аппаратура, подобная описанной в четвертом пункте предыдущего параграфа. Это приводит к тому, что полная схема анализирующего устройства оказывается достаточно сложной и состоящей из двух самостоятельных блоков.

На рис. 26.2 приведена схема аппаратуры, разработанной в ЛФТИ им. Иоффе [138]. Ионный источник  $A$  создает пучок ускоренных протонов, который трансформируется в камере перезарядки  $C_1$  в соответствующий атомный пучок. Конденсатор  $K_1$  очищает полученный пучок быстрых атомов от ионов, не испытавших перезарядки. Детектирующая часть аппаратуры, изображенная на правой половине схемы, тождественна с используемой в случае пассивной диагностики и обеспечивает отсечку фонового излучения плазмы. В итоге при полной толщине плазменной мишени  $\bar{n}L$ , заключенной в интервале  $10^{13}$ — $10^{16}$  см $^{-2}$ , хорошее отношение сигнала к шуму получается при силе тока в пучке  $10^{-9}$ —

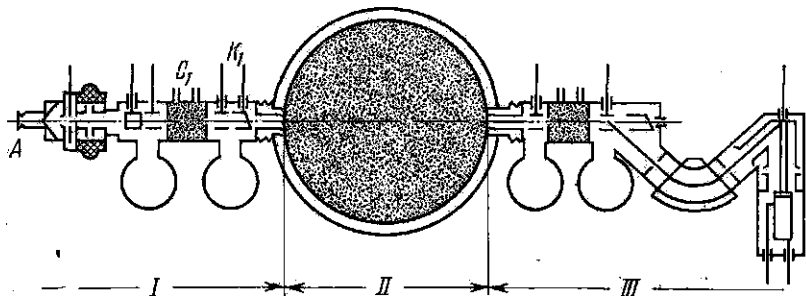


Рис. 26.2. Схема аппаратуры для зондирования плазмы пучком нейтральных атомов водорода.  $A$  — источник ионов;  $C_1$  — камера перезарядки;  $K_1$  — конденсатор для очистки пучка быстрых атомов от неперезарядившихся ионов;  $I$  — блок инжектора пучка нейтральных атомов;  $II$  — исследуемая плазма;  $III$  — детектирующая часть аппаратуры.

$10^{-10}$  эквивалентных ампер. Пространственное разрешение в направлении, перпендикулярном к пучку, оказывается достаточно высоким благодаря использованию узких пучков с поперечником в несколько миллиметров.

Следует иметь в виду, что анализ резко затрудняется или допускает проведение только самых грубых оценок, если в плазме присутствуют примеси: механизм ухода частиц из зондирующего пучка сильно осложняется и перестает быть однозначным.

2) Неведомый нам ход потенциала электрического поля в плазме, через которую пролетает пробная частица, удается восстановить, изучая смещение траектории частицы с заданной энергией  $\mathcal{E}$  от ее первоначального положения. Альтернативный вариант состоит в измерении пролетного времени в зависимости от начальной энергии зондирующей частицы.

Поясним принцип рассматриваемой диагностики на примере последнего варианта. Предположим, что зондирующий пучок пересекает однородный цилиндрический плазменный шнур с диаметром  $2R$  в радиальном направлении, и будем считать, что электрическое и магнитное поля являются аксиально симметричными функциями координат. Будем считать также, что пролетное время существенно меньше характерных времен изучаемых

плазменных процессов, а энергия  $\mathcal{E}$  достаточно велика, чтобы ларморовский радиус зондирующих частиц превышал поперечный размер шнура. Кроме того, плотность плазмы должна быть достаточно мала, чтобы вероятностью столкновения зондирующей частицы с частицами плазмы за время пролета можно было пренебречь. При выполнении этих условий решение задачи на механику движения пробной частицы позволяет получить следующую

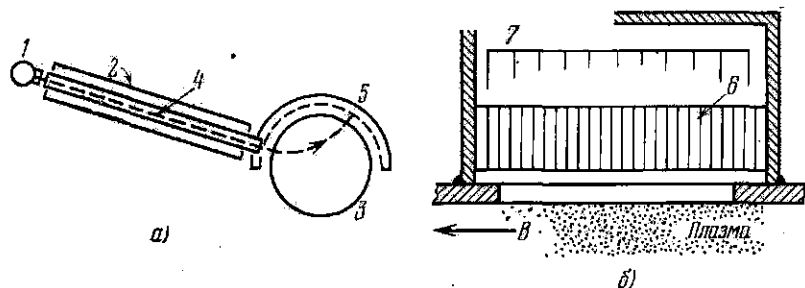


Рис. 26.3. Схема измерительного устройства, используемого для изучения потенциала плазмы (а), и детали детектора (б). 1 — источник ионов  $SF_6^-$ ; 2 — магнитный экран; 3 — камера с плазмой; 4 — ионный пучок; 5 — детектор ионов (регистратор пролетных времен); 6 — экранирующая решетка для подавления шумов от плазмы; 7 — приемный электрод.

формулу, связывающую пролетное время  $\tau(\mathcal{E})$  с потенциальной функцией  $V(x)$ :

$$x(V) = \frac{1}{\pi \sqrt{2M}} \int_0^V \frac{\tau(\mathcal{E}) d\mathcal{E}}{\sqrt{V - \mathcal{E}}}. \quad (26.3)$$

Здесь координата  $x = R - r$  отсчитывается вдоль радиуса от стенки камеры,  $q$  и  $M$  — заряд и масса частицы и  $x(V)$  — функция, обратная  $V(x)$ . Сама потенциальная функция складывается из электрической и магнитной части:

$$V(x) = V_E(x) + V_B(x) = qU(x) + \frac{q^2}{2Mc^2} \cdot \frac{[A(0)R - A(x)(R-x)]^2}{(R-x)^2}. \quad (26.4)$$

В последнем равенстве через  $A(x) \equiv A_\varphi(x)$  обозначена единственная компонента векторного потенциала, существующая в аксиально симметричном случае, а через  $U(x)$  — искомый электрический потенциал. Если магнитное поле однородно, то выражение для  $V_B(x)$  упрощается, а именно:

$$V_B(x) = \frac{M\omega^2}{8} \cdot \frac{x^2(2R-x)^2}{(R-x)^2}, \quad (26.5)$$

где через  $\omega$  обозначена циклотронная частота.

Таким образом, если магнитное поле известно, то процедура отыскания электрического потенциала в плазме сводится к изме-

рению величины  $\tau(\mathcal{E})$ , численному счету по формуле (26.3), определению по найденной функции  $x(V)$  обратной функции  $V(x)$  и вычитанию магнитной части потенциала, которая в простейшем случае вычисляется по формуле (26.5).

На рис. 26.3 изображена схема измерительного устройства, использованного для изучения потенциала плазмы, получаемой

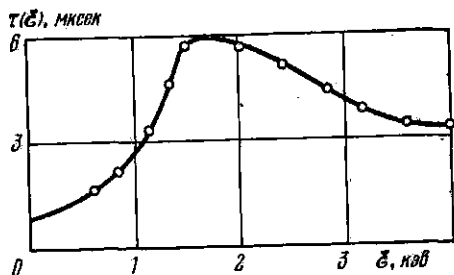


Рис. 26.4. Зависимость пролетного времени ионов гексафторида серы от энергии ионов.

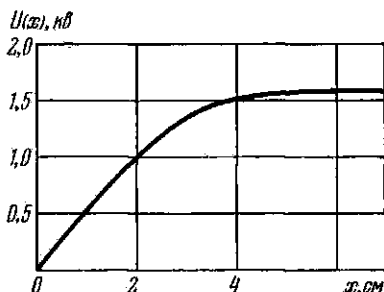


Рис. 26.5. Распределение потенциала плазмы, вычисленное из пролетных времен.

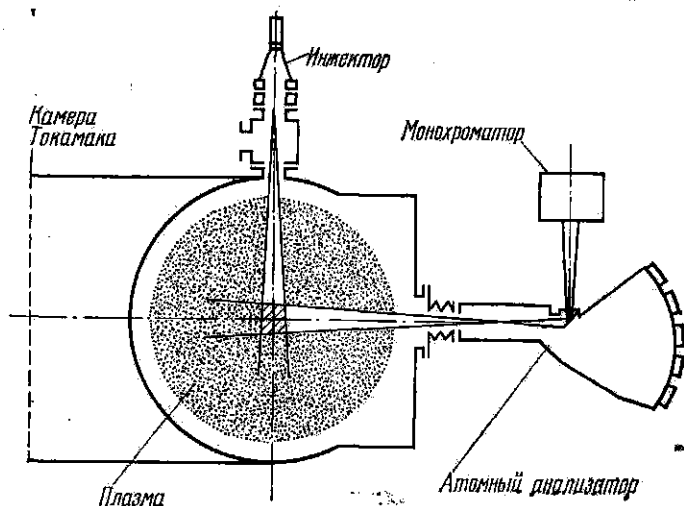


Рис. 26.6. Схема аппаратуры, использованной для локальной корпускулярной диагностики на установке Т-6.

с помощью колебательного разряда в открытой магнитной ловушке [140]. В качестве зондирующего пучка применялись отрицательные ионы гексафторида серы  $SF_6^-$ ; интенсивность пучка составляла  $\approx 0,1$  мкА, длительность импульса  $\approx 1$  мксек. Напряженность магнитного поля в ловушке равнялась 3,5 кэс, плотность плазмы  $\sim 10^8$  см $^{-3}$ . На рис. 26.4 приведен экспериментальный график  $\tau(\mathcal{E})$ , а на рис. 26.5 — вычисленное распределение потенциала



в плазме. Заметим, что точность измерения пролетных времен составляла примерно  $0,2 \text{ мксек}$ . Для подавления шумов от плазмы была разработана специальная конструкция пробника (рис. 26.3б), регистрирующего приходящий сигнал на фоне флуктуационных помех путем накопления ряда полезных сигналов от последовательности пачки импульсов зондирующего пучка.

3) Метод локальной корпускулярной диагностики находится в стадии развития. Его возможности еще не выяснены в полной мере, и соответствующие эксперименты носят предварительный

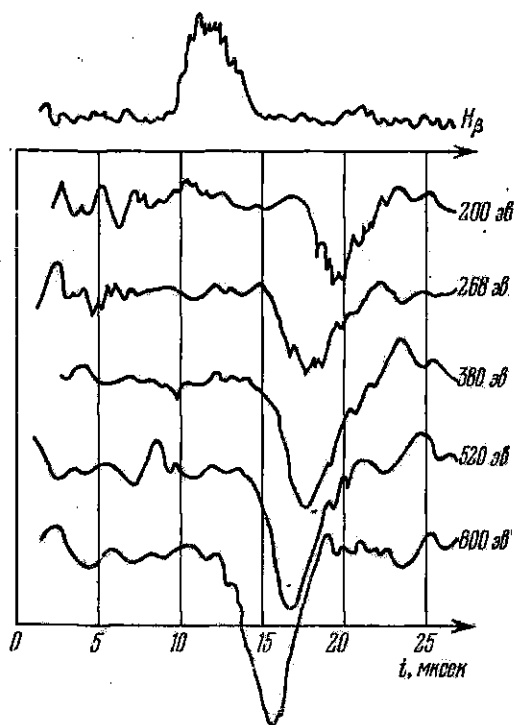


Рис. 26.7. Осциллограмма интенсивности линии  $H_{\beta}$  и осциллограммы потока атомов перезарядки различных энергий.

характер. Мы ограничимся описанием одного интересного примера [141].

Пучок нейтральных атомов водорода с энергией  $30-50 \text{ эв}$  инжектируется в виде короткого импульса, с длительностью  $5 \text{ мксек}$ , в плазму замкнутой магнитной ловушки Токамак-6 (рис. 26.6). Для получения атомного пучка применялся конический плазменный инжектор, на конструкции которого мы не будем останавливаться. Заряженный компонента летящего плазменного сгустка отсекается магнитным полем ловушки и не влияет на параметры

изучаемой плазмы. Основным процессом взаимодействия пучка с плазмой является резонансная перезарядка ионов плазмы на атомах струи. Энергетическое распределение атомов перезарядки соответствует энергетическому спектру ионов в маленьком анализируемом объеме плазмы. Размеры исследуемого объема задаются сечением атомной струи и полем зрения узкого коллиматора атомного анализатора.

За один импульс работы инжектора атомный анализатор регистрирует одновременно потоки атомов перезарядки при пяти различных энергиях. Иными словами, за один импульс получается энергетическое распределение ионов плазмы по пяти точкам.

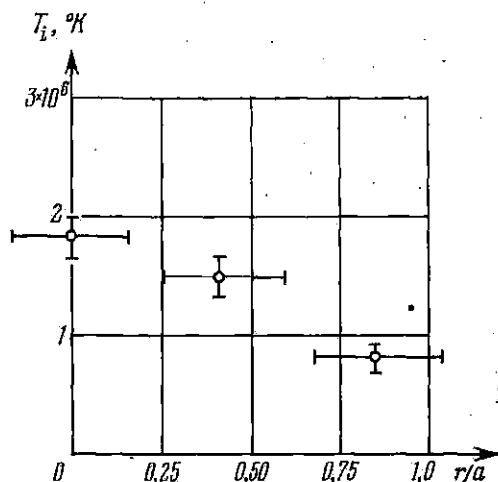


Рис. 26.8. Распределение конной температуры по радиусу плазменного шнура в установке Т-6.

Одновременно с потоком атомов перезарядки измеряется испускаемая из того же объема абсолютная интенсивность спектральной линии  $H_{\beta}$ , возникающей в результате возбуждения атомов струи электронами плазмы. Осциллограммы интенсивности линии  $H_{\beta}$  и потока атомов пяти различных энергий приведены на рис. 26.7.

Как оказалось, энергетическое распределение ионов плазмы в исследованных условиях было близким к максвелловскому с  $kT_i \approx 200$  эв. Диаметр атомной струи, равный примерно 5 см, был определен путем регистрации изменения интенсивности линии  $H_{\beta}$  при смещении оси коллиматора в экваториальной плоскости. Сопоставляя указанное значение поперечника атомного пучка с диаметром плазменного шнура, который составлял 30 см, мы получаем представление о пространственном разрешении аппаратуры. Как видим, оно невелико.

Измерение абсолютной интенсивности линии  $H_{\beta}$  в условиях заданной геометрии позволяет определить плотность атомов в струе, что совместно с микроволновыми измерениями электронной плотности  $n_e \approx n_i$  дает возможность, в свою очередь, получить независимую оценку ионной температуры. Действительно, число атомов перезарядки, попадающих в анализатор из исследуемого объема  $V$  за время инжекции  $\tau$ , определяется выражением:

$$N = n_i n_a \langle \sigma_c v \rangle V \frac{\omega}{4\pi} \tau. \quad (26.6)$$

Здесь  $n_i$  — концентрация ионов в исследуемом объеме;  $\langle \sigma_c v \rangle$  — усредненное по максвелловскому распределению произведение сечения резонансной перезарядки на скорость ионов;  $\omega$  — телесный угол коллиматора анализатора. Расчет по формуле (26.6) дает значения  $N$ , близкие к измеренным при использовании полученного ранее значения  $kT_i \approx 200$  эв.

В заключение на рис. 26.8 приведено распределение  $T_i(r)$  по сечению плазменного шнура, полученное путем поворота оси анализатора. Пока это только грубое приближение, но это первые локальные измерения ионной температуры в горячей плазме.

## ГЛАВА IX

### ОТКРЫТЫЕ МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

#### § 27. Общие вопросы. Экспериментальная проверка сохранения адиабатической инвариантности

В соответствии со схемой, обрисованной в общих чертах в § 5, мы начнем обзор экспериментальных исследований в области управляемого синтеза с описания открытых магнитных ловушек. Напомним, что в природных условиях подобные ловушки реализуются в магнитном поле Земли. Они были открыты на заре космической эры благодаря формированию в них, также за счет естественных процессов, радиационных поясов Земли. Эти ловушки, как известно, можно заполнять искусственно созданной плазмой и

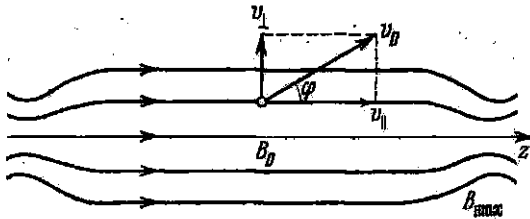


Рис. 27.1. Картина силовых линий в открытой пробочной магнитной ловушке.

даже создавать новые радиационные пояса, но вряд ли стоит всерьез обсуждать проекты устройства на базе геомагнитной ловушки термоядерного генератора планеты.

Стационарные открытые магнитные ловушки, построенные в лаборатории, делятся на три группы:

- 1) так называемые зеркальные или пробочные адиабатические ловушки;
- 2) ловушки с полем, нарастающим к периферии;
- 3) ловушки с «минимумом  $B$ ».

Остановимся, прежде всего, на простейшей модели ловушек первого типа. На рис. 27.1 приведена схематическая картина маг-

нитных силовых линий для этого случая. Магнитное поле, как правило, обладает аксиальной симметрией и симметрично относительно средней плоскости. Впрочем, последнее обстоятельство несущественно, и при выполнении ряда плазменных экспериментов напряженности поля в правой и левой пробках нередко отличаются.

Характерной особенностью рассматриваемой конфигурации магнитного поля является наличие переходной области между участком практически однородного поля в средней части ловушки и усиленным полем в пробках. Здесь величина  $B$  убывает по радиусу, что, как мы знаем теперь (см. § 14), приводит к развитию желобковой МГД-неустойчивости и к короткому времени жизни плазмы в такой системе. Не следует забывать, однако, что эти знания явились итогом длительных исследований, а в 1954 г., когда только начинались работы с пробочными ловушками, наши сведения относительно генезиса и инкрементов плазменных неустойчивостей были еще совершенно недостаточными.

Рассмотрим несколько подробнее, чем это было сделано в § 6, механизм удержания плазмы для аксиально симметричной пробочной ловушки в одночастичном приближении. Пусть напряженность поля в средней части ловушки равна  $B_0$ , а в пробках достигает  $B_{\max}$ . Обозначим через  $\varphi$  угол между вектором скорости частицы и силовой линией в области однородного поля (см. рис. 27.1). Как обычно, в силу адиабатической инвариантности

$$\frac{W_{\perp}}{B} = \text{const} \quad \text{или} \quad \frac{\sin^2 \varphi}{B} = \text{const}.$$

Тогда, обозначая через  $\varphi_m$  угол между вектором скорости и вектором напряженности поля в районе, где поле максимально, получим:

$$\frac{\sin^2 \varphi_m}{\sin^2 \varphi} = \frac{B_{\max}}{B_0} \quad \text{или} \quad \sin \varphi = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \sin \varphi_m.$$

Здесь через  $\alpha$  обозначено так называемое пробочное отношение:

$$\alpha = B_{\max}/B_0. \quad (27.1)$$

Максимальное значение синуса — единица; поэтому частицы, для которых в области однородного поля  $\sin \varphi > 1/\sqrt{\alpha}$ , не смогут пройти через пробки и покинуть ловушку. Они окажутся запертыми. Напротив того, частицы с большей долей продольного импульса, т. е. со значениями  $\sin \varphi < 1/\sqrt{\alpha}$ , уйдут из ловушки и будут безвозвратно потеряны.

Напомним (см. § 6), что проведенное разделение частиц на запертые и ускользящие в совершенно одинаковой степени относится к ионам и электронам и не зависит от абсолютной величины скорости. Это утверждение очень существенно для всего дальнейшего: классификация частиц на запертые и свободные универсальна, она не зависит от их энергии, массы, заряда.

В результате описанного процесса в пространстве импульсов частиц, находящихся в ловушке, образуются два выделенных конуса запрещенных направлений, так называемые «конусы потерь» (рис. 27.2). Чем больше пробочное отношение, тем уже конус потерь, тем меньше нарушена изотропия функции распределения в пространстве импульсов. Однако само наличие конусов потерь имеет совершенно фундаментальное значение, и их существование налагает глубокий отпечаток на всю физику процессов, происходящих в открытых ловушках.

Проследим последовательность событий в ловушке, которая в начальный момент была заполнена изотропной, максвелловской плазмой с плотностью  $n$  при температуре  $T$ . Спустя короткое время, масштаба пролетных времен, все частицы, принадлежащие к запрещенному конусу, покинут ловушку, плотность плазмы уменьшится скачком, а функция распределения по скоростям делается анизотропной.

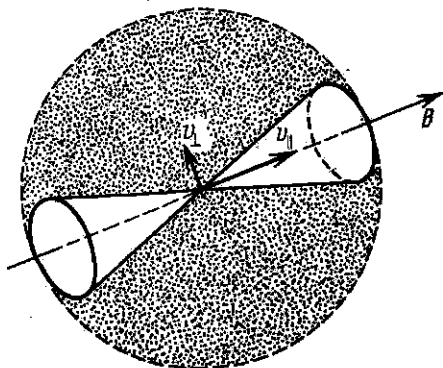


Рис. 27.2. «Конусы потерь» в пробочных ловушках.

Дальнейшие события будут разворачиваться по следующей схеме (мы оставляем пока в стороне все неприятные осложнения, связанные с неустойчивостями!). Плотность плазмы в результате столкновений будет постепенно убывать за счет двух механизмов:

1. Прямой уход частиц из ловушки вследствие их диффузии в пространстве импульсов и попадания в конусы потерь. Надо ясно понимать, что изменение направления импульса частицы, в результате которого она попадает в конус потерь, фактически происходит не в итоге одного близкого столкновения, а после совокупного воздействия многих далеких столкновений. Напомним в связи с этим всю условность таких понятий, как сечение столкновения, длина пробега или время столкновения применительно к случаю кулоновского взаимодействия (см. конец § 9).

2. Постепенная диффузия частиц поперек поля, к стенкам камеры, за счет ряда столкновений, не сопровождающихся попаданием в конусы потерь. В условиях классической замагниченной диффузии поперек поля каждое столкновение сопровождается, в среднем, смещением частицы на величину ее ларморовского радиуса,  $\rho_e$  или  $\rho_i$ . В силу квазинейтральности определяющим будет меньший шаг, т. е.  $\rho_e$ . При поперечном размере ловушки, равном  $R$ , общее число шагов для диффузионного ухода на стенки будет  $\sim (R/\rho_e)^2$ .

Легко понять, что первый механизм ухода будет значительно более эффективно приводить к опустошению ловушки.

Сделаем простейшие оценки. Уравнение баланса частиц при столкновительном механизме ухода в конусы потерь, очевидно, может быть записано в виде:

$$\frac{dn}{dt} = -Kn^2, \quad \text{где } K = \langle \sigma_{\text{eff}} v \rangle. \quad (27.2)$$

В написанной формуле  $\sigma_{\text{eff}}$  — эффективное кулоновское сечение столкновений;  $v$  — скорость частиц. Под эффективным сечением здесь понимается такая доля полного сечения  $\sigma$ , которая отвечает изменению начального импульса на величину, необходимую для попадания в конусы потерь. В зависимости от величины пробочного отношения, численное значение  $\sigma_{\text{eff}}$ , конечно, меняется, убывая с ростом  $\alpha$ . Интегрируя уравнение (27.2), получим:

$$n(t) = \frac{n_0}{1 + (t/\tau)}, \quad \text{где } \tau = \frac{1}{n_0 \langle \sigma_{\text{eff}} v \rangle}; \quad (27.3)$$

$n_0$  — начальная плотность плазмы. Таким образом, в столкновительном режиме убывание плотности должно происходить по гиперболическому закону с характерным временем  $\tau$ .

Время жизни частиц в ловушке, разумеется, должно быть достаточно велико, чтобы успели произойти ядерные реакции. Точнее, кулоновские столкновения, которые выводят частицы за пределы рабочего объема, должны играть меньшую роль, чем ядерные столкновения. Кулоновское сечение, как известно, убывает с температурой как  $1/T^2$ ; ядерное сечение быстро растет с  $T$  в области низких температур, а затем его рост замедляется (см. рис. 2.1). Для дейтерий-третиевой смеси сечение ухода через пробки сравнивается с ядерным сечением при температурах порядка  $10^9$  °К.

Не следует удивляться появлению столь высоких температур: это плата все за те же конусы потерь. Температуры на порядок величины более высокие, чем фигурирующие в критерии Лоусона, возникают потому, что совершенное удержание обеспечено только поперек силовых линий, тогда как уход вдоль силовых линий, через пробки, реализуется гораздо легче, в принципе — в итоге одного «эффективного» столкновения.

Рассмотрим численный пример. Примем для простоты, что  $T_i = T_e = T$ . Пусть в ловушке находится чистая дейтерий-третиевая плазма с  $n_0 \sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $T \sim 10^8$  °К и пусть пробочное отношение  $\alpha = 1,5$ . Тогда, как легко проверить, суммарный телесный угол обоих конусов потерь вполне соизмерим с телесным углом, который отвечает направлениям занертого движения (в данном примере он составляет 40% от полного телесного угла 4π). Поэтому время, за которое частица попадет в конусы потерь, практически совпадает со временем кулоновских столкновений. Время электрон-ионных столкновений, как мы знаем, существенно

(в  $\sqrt{M/m}$  раз) меньше времени ион-ионных столкновений. Поэтому сначала в конусы потерь будут, по преимуществу, уходить электроны. Затем, как обычно, в силу условия квазинейтральности, на границе плазмы возникнут электрические поля, уход электронов замедлится и сравняется со скоростью ухода ионов. Таким образом, приближенная оценка времени жизни частиц может быть получена, если ее принять равной  $\sqrt{M/m} \cdot \tau_{ei}$ . Вспоминая формулу (9.14 в)

$$\tau_{ei} \approx 4 \cdot 10^{-2} T_e^{3/2} / n$$

и подставляя принятые значения параметров, находим:

$$\tau \approx \sqrt{M/m} \cdot \tau_{ei} \approx 0,8 \text{ сек.} \quad (27.4)$$

Времена жизни получаются масштаба секунд. Такова характерная длительность распада очень горячей плазмы в открытой ловушке в столкновительном режиме.

Можно, конечно, пытаться увеличить время жизни путем увеличения пробочного отношения; при этом уменьшится телесный угол, отвечающий конусам потерь, а вместе с тем и  $\sigma_{eff}$ . К сожалению, более строгие рассуждения показывают, что время ухода через пробки с увеличением  $\alpha$  возрастает не как величина  $\alpha$ , а только как  $\log \alpha$ . К такому выводу приводит аккуратный учет роли далеких столкновений.

Напомним, что сделанная оценка характерных времен жизни была основана на учете единственного механизма взаимодействия — кулоновских столкновений. Игнорировалось рассеяние и перезарядка на молекулах остаточного газа. Игнорировались все виды неустойчивостей. В реальных условиях экспериментов, осуществленных до настоящего времени при более низких плотностях и температурах, эти процессы могут играть существенную или даже определяющую роль в распаде плазмы.

Оставаясь пока в рамках модели одночастичного рассмотрения, следует, однако, обсудить еще один важный вопрос, который может поставить под сомнение и предыдущие оценки. Речь идет о безоговорочном использовании принципа адиабатической инвариантности. Как мы знаем, сохранение магнитного момента не является строгим физическим законом, но оно выполняется тем точнее, чем меньше ларморовский радиус по сравнению с размерами  $L$  области, на протяжении которой магнитное поле  $B$  меняется на величину порядка самого  $B$ . Иными словами, должно соблюдаться неравенство (6.11):

$$\rho \ll \frac{|B|}{|\text{grad } B|}.$$

Известно также, что изменение магнитного момента  $\mu$  не носит кумулятивного характера, и при  $\rho/L \rightarrow 0$  отношение  $\Delta\mu/\mu$  экспоненциально стремится к нулю. Однако для практики интересны как раз случаи, когда  $\rho/L$  составляет не слишком малую величину.



В таком случае вопрос об экспериментальном исследовании поведения частиц в ловушке становится весьма актуальным, в особенности учитывая, что частицы, запертые в ловушке, должны совершить за время жизни огромное число колебаний между пробками.

Существенные результаты в этом направлении были получены в опытах Родионова [142] и в несколько более поздних опытах Гибсона [143]. Рассмотрим схему последних экспериментов (рис. 27.3). Вакуумный объем пробочной ловушки представляет собой

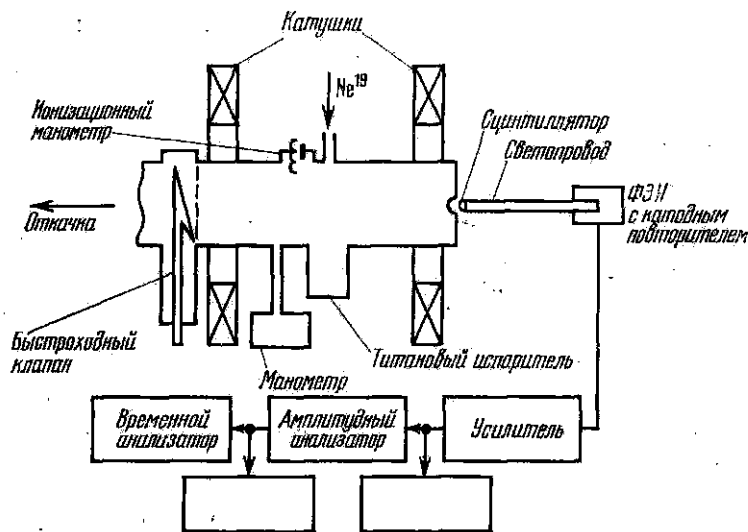


Рис. 27.3. Схема аппаратуры для определения времени жизни позитронов в открытой ловушке.

цилиндр с внутренним диаметром  $\approx 50$  см и длиной  $\approx 200$  см. Ловушка соединена с высоковакуумным насосом большой производительности с помощью патрубка диаметром 50 см, который может перекрываться быстродействующим вакуумным клапаном. Рабочий объем откачивается с постоянной времени  $\approx 0,3$  сек. Вакуумные условия опыта таковы: начальный вакуум  $10^{-7}$  мм рт. ст.; после распыления на стенках камеры слоя металлического титана остаточное давление всех газов, кроме инертных, которые не сорбируются поверхностью титана, не превышает  $10^{-8}$  мм рт. ст. Магнитное поле в средней части ловушки составляет 1300 гс. Пробочное отношение может меняться в известных пределах, но в типичных условиях опыта оно равнялось 1,5.

В заданный момент времени в ловушку через боковой патрубок (см. рис. 27.3) вводится радиоактивный изотоп неона  $Ne^{19}$ ; полупериод его позитронной активности равен примерно 20 сек,

максимальная энергия позитронов близка к  $2,2 \text{ Мэв}$ . В описываемых ниже опытах изучается удержание позитронов, образовавшихся при радиоактивном распаде  $\text{Ne}^{19}$  и захваченных в ловушку. Скорость ухода позитронов регистрируется сцинтилляционным счетчиком, размещенным на оси системы за одной из пробок, позади окна, закрытого тонкой фольгой.

Последовательность экспериментальной процедуры такова. Установка тщательно откачана, слой распыленного титана нанесен на стенки. Вакуумный клапан закрыт и ловушка заполнена неона-19 до некоторого небольшого давления. Счет сцинтилляционного счетчика обусловлен позитронами, непосредственно попадающими в конус потерь в момент рождения при распаде радиоактивного ядра  $\text{Ne}^{19}$ , и позитронами, которые постукают в конус потерь в результате рассеяния на атомах газа или вследствие нарушения адиабатической инвариантности.

За время  $0,04 \text{ сек}$  открывается быстродействующий клапан, и система, с постоянной времени  $\approx 0,3 \text{ сек}$ , откачивается до высокого вакуума. Одновременно в систему прекращается доступ радиоактивного неона. Сцинтилляционный детектор регистрирует быстрое снижение начального темпа счета, обусловленное откачкой неона-19 и происходящее с той же самой постоянной времени  $\approx 0,3 \text{ сек}$ . Затем клапан закрывается, в камере устанавливается давление стабильного неона на желаемом уровне и производится измерение спада темпа счета детектора по времени. Опыты выполняются при различных давлениях  $P_0$  стабильного неона и различных энергиях позитронов (для этого меняется порог дискриминации счетчика). На рис. 27.4 приведены в логарифмическом масштабе типичные графики временного хода счета при трех значениях  $P_0$ .

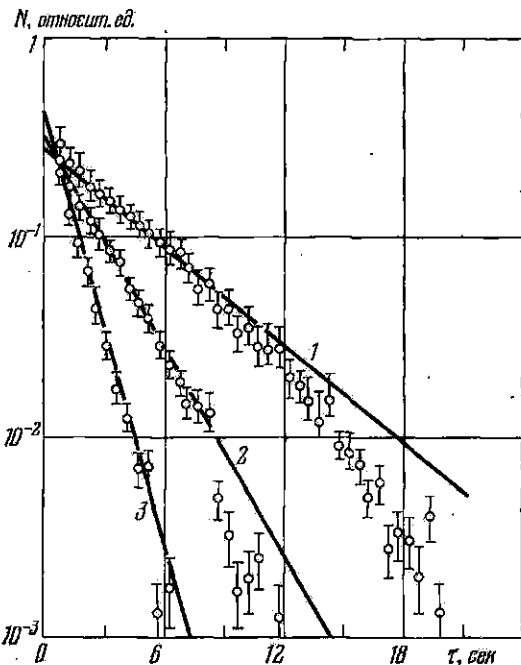


Рис. 27.4. Временной ход счета позитронов при различных начальных давлениях стабильного неона. Графики 1, 2, 3 соответствуют давлению  $P_0 = 1,0 \cdot 10^{-6}$ ;  $2,0 \cdot 10^{-6}$  и  $4,0 \cdot 10^{-6}$  тор.

Уход позитронов из ловушки может происходить за счет следующих процессов: 1) рассеяние на атомах остаточного газа (стабильного неона); 2) отступление геометрии магнитного поля ловушки от правильной симметрии и 3) нарушение адиабатической инвариантности.

Как видно из графиков, спадание счета происходит по экспоненте; в нижеследующей таблице приведены измеренные и расчетные значения постоянных времени.

$\bar{\epsilon}$ , Мэв	$P_0$ , мм рт. ст.	$\tau_{\text{эксп}}$	$\tau_{\text{расч}}$
$0,5 \pm 0,15$	$1,0 \cdot 10^{-6}$	5,9 сек	5,4 сек
$0,5 \pm 0,15$	$2,0 \cdot 10^{-6}$	3,0 сек	2,9 сек
$0,5 \pm 0,15$	$4,0 \cdot 10^{-6}$	1,5 сек	1,3 сек

Величина  $\tau_{\text{эксп}}$ , в пределах точности, меняется обратно пропорционально давлению неона. Таким образом, можно утверждать, что рассеяние на атомах газа является главным среди процессов, определяющих попадание позитронов в конус потерь и их уход из ловушки. Мало того, значения  $\tau_{\text{расч}}$ , вычисленные по стандартным формулам теории многократного рассеяния, оказываются в хорошем согласии со значениями  $\tau_{\text{эксп}}$ , не оставляя места для других механизмов ухода частиц. Самые осторожные оценки показывают, что за наблюдаемые на опыте времена жизни  $\approx 6$  сек позитроны совершают около  $10^9$  колебаний между пробками, описывая при этом свыше  $10^{10}$  ларморовских окружностей.

Более ранние опыты Родионова, в которых в качестве источника заряженных частиц использовался третий и изучалось удержание в пробочной ловушке  $\beta$ -электронов с максимальной энергией 18 кэв, также находятся в полном согласии с рассмотренной сейчас картиной и свидетельствуют, хотя и с несколько меньшей точностью, о постоянстве магнитного момента.

Вопрос о сохранении адиабатического инварианта заряженной частицы при ее движении в ловушке с магнитными пробками представляется, однако, несколько важным и интересным, что на протяжении последних лет он систематически подвергался дальнейшему теоретическому и экспериментальному исследованию. Остановимся поэтому вкратце еще на некоторых результатах, полученных недавно, рискуя даже несколько выйти за естественные рамки, поставленные при отборе основного материала для настоящего параграфа.

Отметим, прежде всего, что детальный теоретический анализ показывает, что в области малых значений величины

$$\epsilon = \rho \frac{|vB|}{B} \sim \frac{\rho}{L} \quad (27.5)$$

существует некоторое критическое значение  $\varepsilon_{\text{крит}}$ , ниже которого постоянство величины  $W_{\perp}/B$  должно соблюдаться совершенно строго и, следовательно, время жизни захваченной частицы должно обращаться в бесконечность.

Точнее: при выполнении неравенства

$$\varepsilon > \varepsilon_{\text{крит}}$$

изменение магнитного момента за счет нарушения адиабатической инвариантности, как указывалось раньше, экспоненциально мало,

$$\frac{\Delta\mu}{\mu} = a_1 \exp\left(-\frac{a_2}{\rho/L}\right), \quad (27.6)$$

а время жизни соответственно возрастает по экспоненте с увеличением магнитного поля:

$$\tau = A_1 \exp\left(\frac{A_2}{\rho/L}\right). \quad (27.7)$$

Если, однако, выполняется обратное неравенство

$$\varepsilon < \varepsilon_{\text{крит}},$$

то зависимость от магнитного поля должна вообще исчезнуть и время жизни должно неограниченно возрастать и определяться только эффектами, связанными с попаданием частиц в конусы потерь за счет рассеяния на молекулах остаточного газа.

Тщательный эксперимент, выполненный группой физиков Института ядерной физики в Новосибирске, находится в хорошем согласии с предсказаниями теории [144]. Электроны с энергиями, которые могли меняться в интервале 7—35 кэв, инжектировались под заданным углом в пробочную ловушку. Для захвата частиц в внутреннем кольцевом электроду прикладывался кратковременный импульс высокого напряжения (механизм захвата мы обсуждать не будем). На рис. 27.5 показана наблюдавшаяся экспери-

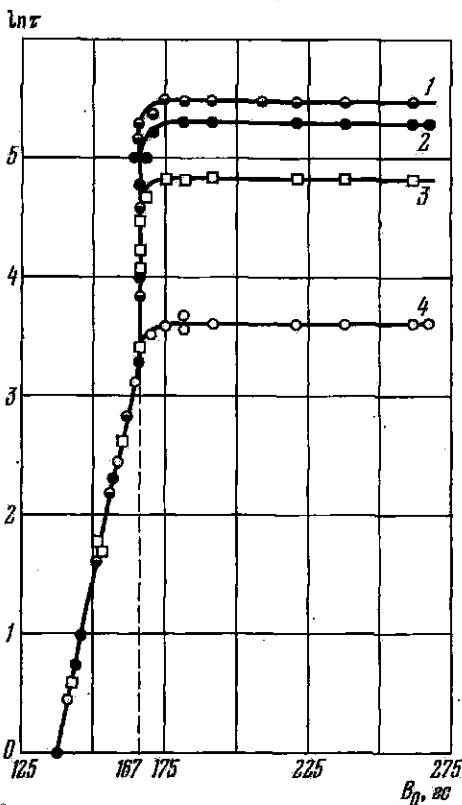


Рис. 27.5. Зависимость времени жизни электронов от величины магнитного поля при нескольких значениях давления остаточного газа. Кривые 1—4 соответствуют  $P_0$   $1,3 \cdot 10^{-9}$ ;  $1,5 \cdot 10^{-9}$ ;  $2,5 \cdot 10^{-9}$  и  $10 \cdot 10^{-9}$  м.ж. рт. ст.

ментально зависимость времени жизни электрона от магнитного поля при нескольких значениях давления остаточного газа. График построен в логарифмическом масштабе. Как видно из графика, при  $B = 167$  гс на кривой наблюдается отчетливый излом. При меньших значениях напряженности поля время жизни увеличивается по экспоненте в соответствии с формулой (27.7) и не зависит от  $P_0$ . После достижения указанного критического значения  $B$ , которое отвечает величине

$$B_{\text{крит}} = 0,04,$$

время жизни начинает стремительно возрастать. Финальные значения  $\tau$ , достигающие сотен секунд, как и должно быть, обратно пропорциональны  $P_0$  и отвечают величине  $\sim 10^{10}$  колебаний частиц между пробками.

Итак, возможные отступления от адиабатической инвариантности, как показали тщательные, превосходно выполненные эксперименты, ни в малейшей степени не ограничивают перспектив использования пробочных ловушек в программе работ по управляемому синтезу.

## § 28. Вопросы заполнения ловушек плазмой. Адиабатические магнитные ловушки с пробками

Переходя к описанию конкретных установок типа пробочных ловушек и к изложению полученных на этих системах экспериментальных результатов, зададимся, прежде всего, естественным вопросом: каким образом подобная ловушка может быть заполнена плазмой? Этот вопрос не столь банален, как может показаться на первый взгляд. Чем совершеннее магнитная ловушка, чем надежнее удержание частиц внутри заданного объема, тем труднее может оказаться и процесс заполнения.

Существуют два метода заполнения ловушек: в одном из них в ловушку инжектируется пучок быстрых частиц или быстрый плазменный сгусток; в другом плазма, той или иной температуры и плотности, образуется непосредственно внутри ловушки.

Обсудим сначала первую возможность.

Интуитивно представляется почти очевидным, что при «закрасывании» быстрой частицы в область, занятую магнитным полем, она окажется захваченной полем и будет описывать там те или иные сравнительно сложные траектории. В действительности в случае постоянного магнитного поля это заключение просто ошибочно — инжектированная частица неизбежно покинет поле. Для поимки влетающих частиц, а равно и плазменных сгустков, необходимо использовать тот или иной механизм необратимого захвата. В принципе здесь существуют две альтернативы:

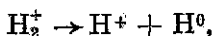
а) изменение параметров инжектированной частицы после ее проникновения внутрь ловушки;

б) изменение напряженности поля в пробке — принцип захлопывания открытой сначала двери.

В обоих случаях происходящие изменения должны осуществляться достаточно быстро — неадиабатически. Параметры частицы (заряд, масса, импульс) должны меняться скачком, а напряженность пробочного поля — за время порядка времени пролета инжектированных частиц или сгустка плазмы между пробками.

Рассмотрим несколько примеров.

Изящный метод захвата частиц, основанный на диссоциации молекулярных ионов, был предложен Г. И. Будкером [145] и металльно изучался И. Н. Головиним и его сотрудниками в ИАЭ им. И. В. Курчатова на установке Огра [146]. Предположим, что поле в ловушке стационарно и вакуум безупречен. Тогда (см. рис. 28.1) при входе в систему по нормали к силовым линиям молекулярный ион водорода (или дейтерия) совершит один виток, ударится о поверхность инжектора и погибнет. При наклонном входе ион совершит много оборотов, перемещаясь постепенно вдоль ловушки, испытает ряд отражений от пробок, совершая при этом азимутальный дрейф. Но в конце концов его траектория также пересечет поверхность инжектора и процесс захвата не состоится. Если, однако, в некоторой точке *B* траектории инжектированный молекулярный ион испытает столкновение с молекулой остаточного газа и произойдет диссоциация по схеме



то возникший атомарный ион будет захвачен. Так как  $r_{\perp} \sim p_{\perp} \sim \sqrt{MW}_{\perp}$ , то диссоциация молекулярного иона на быстрый атомный ион и быстрый нейтрал будет сопровождаться уменьшением радиуса траекторий вдвое, и столкновение с инжектором уже не угрожает новорожденному атомному иону.

На установках DCX в Окридже (США) также изучался метод захвата молекулярных ионов [147], но диссоциация производилась на ионах холодной плазмы. С этой целью вдоль оси ловушки зажигался дуговой разряд. Сильное магнитное поле ловушки ограничивает цилиндрическую область, занятую холодной плазмой дугового разряда, от остальной части вакуумного объема. Энергия инжектируемого молекулярного иона дейтерия подбиралась таким образом, чтобы его траектория (при слегка наклонном входе) многократно пересекала осевую зону, заполненную холодной плазмой.

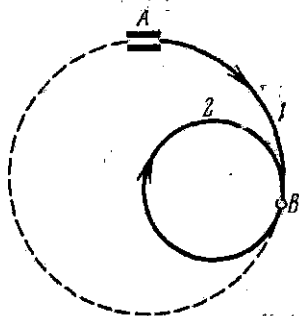


Рис. 28.1. Инжекция молекулярных ионов с последующей диссоциацией. *A* — инжектор; *1* — траектория молекулярного иона; *2* — траектория атомарного иона.

Другая интересная возможность заполнения ловушки быстрыми частицами основана на использовании процесса ионизации сильно возбужденного атома в электрическом поле (так называемая лоренцовская ионизация). Ионизационный потенциал водородного атома убывает с ростом главного квантового числа  $n$  как  $1/n^2$ , составляя, скажем, при  $n = 14$  всего лишь  $\approx 0,07$  эв. В результате уже при полях  $\approx 3 \cdot 10^4$  в/см прозрачность узкого и сниженно-го полем потенциального барьера, а вместе с тем и вероятность для туннельного перехода с последующей ионизацией атома оказывается весьма значительной. Важно заметить еще, что прямые опыты показали, что время жизни сильно возбужденных состояний относительно спонтанного излучения и перехода в основное состояние оказывается не слишком малым. Водородные атомы в сильно возбужденных состояниях обнаруживаются в заметной доле при диссоциации молекулярных ионов водорода на струе нейтрального газа. Что касается электрического поля, необходимого для ионизации, то оно возникнет автоматически при движении быстрого атома через магнитное поле ловушки.

В самом деле, лоренцово преобразование полей показывает, что при движении системы  $S^*$  со скоростью  $v$  через чисто статическое магнитное поле  $B$  в движущейся системе появится электрическое поле

$$E^* = \frac{1}{c} [vB^*], \quad (28.1)$$

где  $B^*$  — новое, усиленное за счет релятивистских эффектов магнитное поле:

$$B^* = \frac{B}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}. \quad (28.2)$$

В слабо релятивистском случае

$$E = \frac{1}{c} [vB], \quad B^* = B. \quad (28.3)$$

Таким образом, влетающий в статическое поле  $B$  нейтральный атом обнаружит, в дополнение к магнитному полю, электрическое поле  $E^*$  релятивистского происхождения, которое при соответствующих значениях величин  $B$  и  $v$  сможет вызвать ионизацию нейтрала. Так, например, если напряженность магнитного поля  $B \sim 10^4$  гс, а энергия влетающего водородного атома  $\sim 100$  кэв, то  $E^* \sim 3 \cdot 10^4$  в/см и вероятность ионизации для рассмотренного случая оказывается большой.

Описанный вкратце метод ионизации и последующего захвата нейтралов был предложен Свитменом [148] и изучался сначала на установке Феникс (Англия), а затем и на ряде других установок.

Захват плазмы, основанный на быстром наращивании магнитного поля в пробке, отделяющей плазменный инжектор от камеры ловушки, уже упоминался нами при описании серии экспериментов [111], в которых демонстрировалось развитие МГД-неустой-

чивостей (см. § 14). Некоторые дополнительные подробности, относящиеся к захвату плазменных ступок, будут рассмотрены ниже при описании опытов на установках Орех и 2ХП.

Обратимся теперь к описанию методов заполнения ловушек плазмой путем внутренней инжекции. Один из наиболее эффективных приемов такого рода [150] с успехом использовался в ИАЭ им. Курчатова на установках типа ПР. В этой магнитной ловушке вдоль оси системы создается цилиндрический пучок холодной водородной плазмы, «вытекающей» из ионного источника дугового типа. Мы не будем останавливаться на устройстве и механизме действия источника. Хорошая продольная проводимость плазменного пучка, выходящего из источника, позволяет рассматривать всю систему по аналогии с ионным магнетроном, в котором центральный плазменный шнур играет роль анода, а металлические стенки вакуумной камеры — роль катода. Предположим, что между анодом (плазменным шнуром) и стенками камеры кратковременно, на несколько десятков микросекунд, прикладывается импульс высокочастотного напряжения. Частота прикладываемого напряжения выбирается совпадающей с ионной циклотронной частотой для области однородного поля вблизи средней плоскости ловушки. Таким образом, в ловушке создается электрическое поле

$$E_r = E_0 \cos \omega_i t. \quad (28.4)$$

Линейное гармоническое колебание можно представить в виде суперпозиции двух равномерных вращений, происходящих в противоположные стороны с той же частотой  $\omega_i$ . Если радиальные колебания электрического поля заменены на два таких вращения, то одно из них будет происходить в ту же сторону, что и циклотронное вращение ионов плазмы, другое — в противоположном направлении. Противоположно направленное вращение вызовет только осцилляции энергии частиц, так как в системе координат частицы частота этого вращения равна  $2\omega_i$ . Электрическое поле, вращающееся в том же направлении, что и кружащийся ион, будет поворачиваться синфазно со скоростью иона и одиночный ион будет постепенно и неограниченно долго набирать энергию, увеличивая радиус кривизны своей траектории. Если имеется плазма, то раскручивание должно очень быстро прекратиться, так как из-за смещения ионов относительно своего первоначального положения возникнут поляризационные заряды на границе плазмы.

Фактически все же и в плазме происходит нагрев ионов под действием внешнего циклотронного поля. По-видимому, это связано с тем, что в реальной ситуации каждый отдельный ион испытывает случайные сдвиги своей фазы вращения относительно фазы внешнего поля. Сдвиги фазы, обусловленные неустойчивостями, приводят к тому, что ион получает от действующего в плазме поля ускоряющий или замедляющий импульс. В итоге вся совокупность участвующих в процессе ионов испытывает стохастический нагрев,



но он происходит гораздо медленнее, чем резонансное ускорение одиночной частицы.

Заметим еще, что ряд ранних экспериментов по заполнению пробочной ловушки выполнялся без всякого участия высокочастотного поля, а просто путем прикладывания высокого напряжения (10—20 кВ) в виде прямоугольного импульса длительностью 10—20 мксек между шнуром и стенками камеры. Простая картина, изложенная выше, в этом случае оказывается неуместной. Можно, впрочем, все снова свести к прежней схеме, предполагая, что накопление энергии ионом происходит под действием соответствующей фурье-компоненты прямоугольного импульса напряжения.

Обратимся к рассмотрению опытов на пробочных ловушках.

Таблица 5

Установка	ПР-2	Огра-1	ДСХ (США)	Феникс (Англия)	Алиса (США)
Магнитное поле в центре (кГс)	8,0	4,0	12,0	40,0	2,0
Пробочное отношение	1,5	2	3,3	2	1,35
Внутренний диаметр камеры (см)	50	140	100	20	45
Расстояние между пробками (см)	200	12 000	265	30	65
Максимальная (начальная) плотность плазмы (см <sup>-3</sup> )	~10 <sup>9</sup>	~10 <sup>7</sup>	5·10 <sup>8</sup>	3·10 <sup>8</sup>	4·10 <sup>7</sup>
Средняя энергия ионов (кэВ)	≈1	160	270	20	20
Метод инжекции ионов в ловушку	Ионный магнетрон	Диссоциация Н <sub>2</sub> <sup>+</sup> на остаточном газе	Диссоциация Н <sub>2</sub> <sup>+</sup> на литиевой дуге	Лоренцова ионизация	Лоренцова ионизация

В табл. 5 приведены основные параметры ряда установок рассматриваемого типа и указаны некоторые характеристики образующейся плазмы. Конструкция пробочных ловушек в принципе проста и содержит следующие основные элементы.

1) Соленоидальная обмотка продольного магнитного поля.

Распределение ампервитков обеспечивает необходимое усиление поля на краях катушек. Пробочное отношение, как видно из таблицы, лежит примерно в пределах от 1,5 до 3,5.

2) Вакуумная камера, обычно цилиндрической формы.

Применение мощных диффузионных насосов и титановых испарителей для нанесения сорбирующих поверхностей металлического титана на внутренних поверхностях камеры, а также использование металлических уплотнений обеспечивают получение начального вакуума на уровне 10<sup>-7</sup>—10<sup>-8</sup> мм рт. ст. Размеры построенных систем варьируются в широких пределах, от сравнительно скромных величин (цилиндрические объемы с внутренним

диаметром  $\approx 50$  см и длиной 1—2 м, — (установка ПР-2, Алиса) до гигантской установки Огра (диаметр  $\approx 1,4$  м,  $L \approx 12$  м).

3) Устройство, предназначенное для заполнения ловушки плазмой.

Если применяется метод внешней инжекции быстрых частиц, то установка должна содержать ионный источник, поставляющий пучок быстрых молекулярных ионов (Огра, DCX) или пучок быстрых нейтральных атомов в сильно возбужденном состоянии. Существенным элементом конструкции ионного инжектора является магнитный канал — полый цилиндр из ферромагнитного материала, экранирующий пучок инжектируемых ионов, проходящий вдоль оси канала, от полей рассеяния магнитной системы ловушки. Через магнитный канал ионы транспортируются в рабочий объем ловушки. Ось канала направлена под заданным углом к силовым линиям продольного поля, чем обеспечивается необходимое входное направление инжектируемого пучка частиц.

Для получения нейтралов применяется, как уже упоминалось, диссоциация первичного молекулярного пучка ионов на пересекающем его сверхзвуковом потоке газа. В частности, с этой целью используется поток паров магния, вытекающий в виде сверхзвуковой струи в вакуум. Атомы магния, попадая на охлажденные жидким азотом стенки камеры, конденсируются на них и не только не ухудшают вакуумных условий в установке, но служат дополнительным сорбирующим агентом.

Интенсивность используемых потоков нейтральных частиц обычно составляет несколько десятков эквивалентных миллиампер, при энергии частиц в несколько десятков кэв. Отметим, что эта область техники находится в состоянии очень быстрого развития, и в настоящее время уже достигнуты потоки нейтралов порядка единиц и даже десятков эквивалентных ампер.

В случае внутренней инжекции холодная плазма, вытекающая из источника, является, в сущности, протяженной частью положительного столба дугового разряда. Для создания необходимого перепада давления между зоной, где располагается источник и осуществляется необходимый для его питания напуск дейтерия, и остальной частью ловушки, где должен быть обеспечен максимальный возможный начальный вакуум, размещается ряд диафрагм и применяется дифференциальная откачка. Источник работает в импульсном режиме; напуск дейтерия также производится через быстродействующий клапан. Диаметр плазменного шнура  $\approx 20$  мм; плотность холодной плазмы  $\sim 10^{13}$  см $^{-3}$ .

4) Разумеется, каждая установка снабжена диагностической аппаратурой, размещенной вблизи стенок камеры или в специальных патрубках. Необходимые дополнительные пояснения, относящиеся к работе измерительной аппаратуры, приведены ниже, при рассмотрении экспериментов, выполненных на той или иной конкретной установке.

В качестве иллюстрации на рис. 28.2 показана конструктивная схема установки ПР-2 (ионный магнетрон).

Мы опишем далее, в самой сжатой форме, главные результаты экспериментов, выполненных на некоторых ловушках пробочного типа. Эти результаты, теперь уже примерно 12—15-летней давности, неутешительны. Ни в одном случае не удалось получить достаточно плотную и устойчивую плазму. Сейчас, обогащенные накопленным опытом и располагая несравненно более развитой

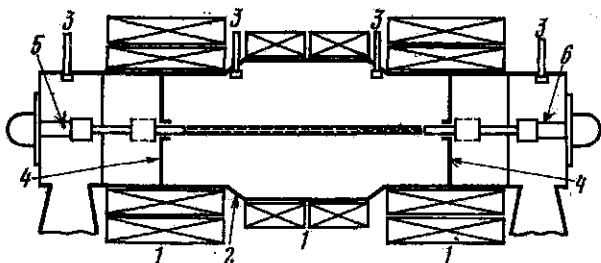


Рис. 28.2. Схема установки ПР-2. 1 — катушки магнитного поля; 2 — вакуумная камера; 3 — титановые испарители; 4 — диафрагмы; 5 — плазменный источник; 6 — отражатель (приемный электрод).

теорией, мы можем не удивляться такому итогу. Меньше всего следует, однако, относиться с пренебрежением к этим данным и к полученным отрицательным выводам. Физика горячей плазмы — экспериментальная наука, и только таким путем, — путем проб, ошибок, поисков и разочарований и новых поисков, — удается продвигаться вперед. Сказанное относится не только к исследованиям, связанным с разработкой открытых систем, о которых идет речь в этой главе, но и к ряду исследований, выполненных на замкнутых установках и установках импульсного действия.

Автор позволил себе высказать эти замечания, отнюдь не претендующие на оригинальность, так как он сам был одним из участников некоторых разработок открытых систем и импульсных установок, также не закончившихся техническим успехом.

Опыты на установке Огра проводились в течение ряда лет в условиях постепенного прогресса вакуумных условий и непрерывного наращивания тока инжектируемых ионов. Простой анализ показывает, что формирование плазмы в ловушке на начальной стадии должно было определяться уравнением баланса между числом атомарных ионов  $n_a^+$ , возникающих в результате диссоциации молекулярных ионов на остаточном газе, и числом атомарных ионов, уходящих за счет процесса перезарядки на тех же частицах остаточного газа:

$$\frac{dn_a^+}{dt} = [\text{диссоциация}] - [\text{перезарядка}].$$

Потери ионов вследствие ухода в конус потерь играют пренебрежимо малую роль и могут не учитываться. Расписывая подробнее уравнение баланса, легко проверить, что равновесные условия достигаются при

$$\frac{n_a^+}{n_m^+} = \frac{\sigma_d}{\sigma_c}, \quad (28.5)$$

где  $n_m^+$  — пролетная плотность инжектируемых молекулярных ионов,  $\sigma_d$  — эффективное сечение диссоциации этих ионов (при заданной энергии) и  $\sigma_c$  — сечение перезарядки (при той же энергии).

Приведем численный пример. Если энергия инжектируемых молекулярных ионов водорода составляет 200 кэв, диссоциация и перезарядка происходят на молекулах  $H_2$  (остаточный газ — водород), то экспериментальные значения сечений таковы:

$$\sigma_d \approx 2,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2; \quad \sigma_c \approx 3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2.$$

Тогда

$$n_a^+ \approx 10 n_m^+.$$

Пролетная плотность  $n_m^+$ , очевидно, пропорциональна силе тока инжектируемого пучка  $J_m^+$ , умноженной на время жизни молекулярных ионов в ловушке  $\tau$ , и должна быть отнесена к единице объема  $V$  ловушки, т. е.

$$n_m^+ = \frac{J_m^+ \tau}{V} = J_m^+ \frac{L}{V v_i}. \quad (28.6)$$

Здесь  $v_i$  — скорость молекулярных ионов,  $L$  — длина пробега этих ионов до их гибели на инжекторе. Напомним, что пока речь идет о начальной стадии формирования плазмы, поэтому можно считать, что длина  $L$  много меньше длины диссоциации  $L_d = 1/n_0 \sigma_d$  (через  $n_0$  обозначена плотность молекул нейтрального водорода) и только небольшая часть инжектируемых молекулярных ионов используется для накопления. Прямые измерения длины  $L$ , выполненные на установке Огра, показывают, что величина  $L$  оказывается порядка  $10^5$  см. Тогда, в рассматриваемом примере, при силе тока  $J_m^+ \sim 0,1$  а можно рассчитывать на получение пролетной плотности  $n_m^+ \sim 10^7$  см<sup>-3</sup> и, следовательно,

$$n_a^+ \sim 10^8 \text{ см}^{-3}.$$

Предположим теперь, что сила входного тока возрастает, так что величина  $n_a^+$  начинает сравниться с плотностью нейтрального газа  $n_0$ , а затем и превосходит ее. В этих условиях диссоциация начинает в заметной доле происходить на атомарных ионах и  $n_a^+$  должна принимать более высокие значения, чем те, которые даются формулой (28.5). Плотность плазмы должна нарастать со временем до каких-то иных, более высоких равновесных

значений. Параллельно нейтральная компонента будет уходить из рабочего объема, внедряясь в стенки камеры, в виде нейтральных горячих атомов водорода. Должно начаться «выгорание» остаточного газа. Если в рассмотренном ранее режиме нейтральный газ поступал в основном за счет нейтрализации молекулярных ионов на инжекторе, то критическое значение инжектируемого тока, при котором должен прекратиться процесс накопления, отвечает условию, когда длина диссоциации на атомарных ионах сравняется с длиной пробега до инжектора. Иными словами, при этом поступление нейтралов будет практически отсутствовать (десорбция со стенок мала!), а весь молекулярный поток будет диссоциировать на своем пути до инжектора, переставая служить источником нейтралов.

Оценки, проведенные для того же численного примера, показывают, что переход к этому новому режиму должен произойти при силе тока  $J_m^+ \sim 1$  а, а плотность накопленной плазмы должна установиться при значениях, существенно превосходящих приведенные выше цифры, отвечающие начальной стадии накопления.

Охарактеризованная вкратце, без подробностей и количественных расчетов, схема процесса накопления горячей плазмы подкупает своей простотой и наглядностью. К сожалению, эта привлекательная модель не подтверждается на опыте. Но ведь в ней полностью игнорировались возможности развития каких-либо видов неустойчивостей, так что полученный результат, в сущности, естествен.

Приведем экспериментальные данные. Методом пристеночных зондов измерялся поток быстрых нейтралов, покидающих ловушку, что в свою очередь позволяло получить данные о плотности атомарных ионов, которая, как оказалось, лежала в пределах:

$$n_a^+ = 10^6 - 10^7 \text{ см}^{-3}.$$

Попытки увеличить  $n_a^+$  путем повышения тока инжекции, варьирования давления остаточного газа, изменения конфигурации магнитного поля, т. е. путем воздействия на все те факторы, которые могут оказывать влияние на процесс накопления плазмы, остались безрезультатными. По сути дела плазма, которая образовывалась в ловушке в этих ранних экспериментах, даже не удовлетворяла известному критерию Ленгмюра, так как ионный дебаевский радиус захваченных ионов был вполне соизмерим с поперечным размером ловушки (70 см и 140 см). Дебаевский радиус холодных электронов компенсации, конечно, много меньше.

Заметим, что результаты опытов по накоплению плазмы на установке DCX, где использовался другой метод диссоциации молекулярных ионов, в своей существенной части оказались сходными и также неутешительными. Высокие плотности достигнуты не были. Плазма в этой установке представляла собой полый цилиндр, образованный вращающимися атомарными ионами; заполнение всей ловушки термализованной плазмой не происходило.

Можно было бы думать, что источник неустойчивости, ограничивающий процесс повышения плотности плазмы на установках Огра-1 и DCX, связан с наличием направленного пучка быстрых ионов, используемых при инъекции. Это не так. Опыты с инъекцией быстрых возбужденных атомов и их последующей лоренцевской ионизацией в магнитном поле ловушки приводят к близким результатам. В качестве примера обсудим данные, полученные в ходе экспериментов на установке Алиса [151].

Инжектируемый пучок нейтральных атомов с интенсивностью  $J$  экв. ампер должен формировать плазму внутри ловушки за счет процесса лоренцевской ионизации, а также ионизации на молекулах остаточного газа. В предположении, что коллективные процессы, приводящие к повышенному уходу плазмы, отсутствуют, следует считать, что основным механизмом, определяющим убыль плазмы из ловушки, должна быть перезарядка на остаточном газе, происходящая с характерным временем

$$\tau_c = \frac{1}{n_0 \sigma_{10} v}, \quad (28.7)$$

где  $n_0$  — плотность молекул остаточного газа,  $\sigma_{10}$  — сечение перезарядки и  $v$  — скорость инжектируемых нейтралов. Обозначим через  $f$  долю инжектируемых частиц, испытывающих лоренцевскую ионизацию, через  $L$  — длину пути пучка нейтралов в ловушке и через  $\sigma_{01}$  — сечение ионизации. Тогда для плотности ионов, усредненной по объему  $V$  ловушки, получим следующее выражение:

$$\bar{n}_i = (f + n_0 \sigma_{01} L) \frac{J \tau_c}{V}. \quad (28.8)$$

Таким образом, в условиях предельно хорошего вакуума, когда определяющую роль играет первое слагаемое, плотность ионов должна линейно возрастать с произведением  $J \tau_c$ . Следует признать, что вакуумные условия в описываемой серии экспериментов были действительно превосходными: с помощью многоступенчатых сорбционных насосов с титановым и молибденовым геттером остаточное давление в установке в рабочем режиме могло быть доведено до  $(1,5 \div 2,0) \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст., что отвечает  $\tau_c \sim 0,2$  сек. При желаемой величине  $\tau_c$  могла меняться в нужных пределах путем дозированного напуска гелия. Плотность ионов в ловушке определялась методом пассивной корпускулярной диагностики с использованием трех типов детекторов. Перекрестные контроли обеспечивали необходимую точность измерений.

На рис. 28.3 в виде кривых приведены результаты расчета по формуле (28.8) при определенных условиях опыта, а кружками и треугольниками отмечены экспериментальные точки. Как мы видим, вместо линейного нарастания в области больших значений

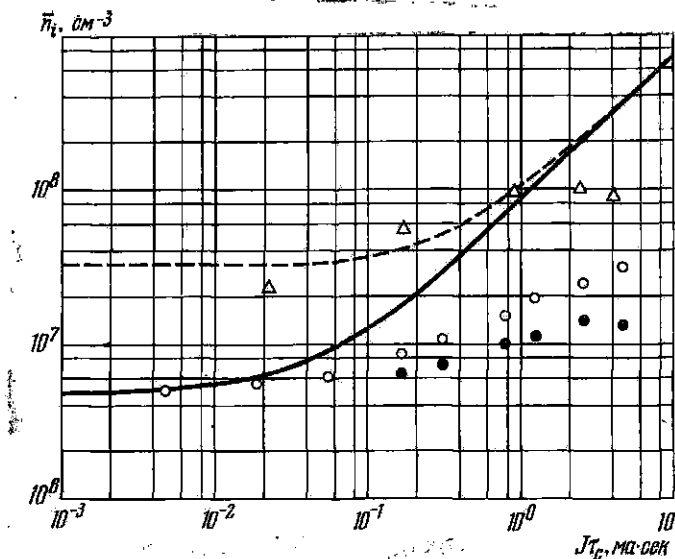


Рис. 28.3. Зависимость плотности плазмы в установке Алиса от интенсивности инжектируемого потока нейтралов. Пунктир — расчетная кривая для центра ловушки, сплошная кривая — расчет усредненного значения плотности.

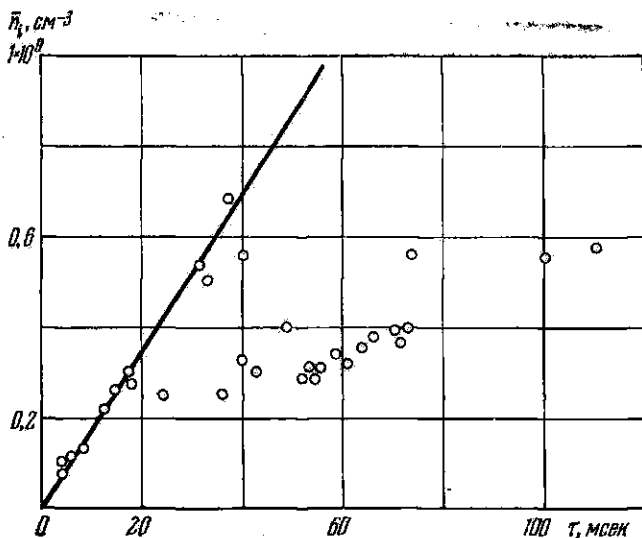


Рис. 28.4. Зависимость плотности плазмы в установке Феникс от времени перезарядки.  $B = 37$  кэс,  $J = 8$  эв. ма. Давление остаточного газа составляло всего лишь  $\approx 10^{-9}$  мм рт. ст. при максимальных значениях  $\tau$ . Сплошная кривая — расчет,  $\circ$  — экспериментальные точки.

$J\tau_c$  плотность ионов стабилизировалась на уровне

$$\bar{n}_i = (3 \div 4) \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}.$$

Дальнейшему увеличению плотности препятствует развивающаяся желобковая неустойчивость. Несколько ниже мы вернемся к этому вопросу и приведем экспериментальные данные, подтверждающие высказанное утверждение.

Не удалось достигнуть высоких значений плотности и на установке Феникс [152]; при плотностях выше  $\sim 10^8 \text{ см}^{-3}$  также наблюдается рост неустойчивости желобкового типа и уход плазмы из ловушки (рис. 28.4).

Обратимся, наконец, к описанию опытов, выполненных на пробочных ловушках в условиях их заполнения методом внутренней инжекции, рассмотрев для этого результаты, полученные на установке ионный магнетрон ПР-2 [153].

Изучение процесса распада плазмы после выключения напряжения между шнуром холодной плазмы и стенкой камеры, т. е. после прекращения инжекции, основывается на анализе временного хода потока быстрых нейтралов перезарядки, попадающих на пристеночный зонд. Вторичный эмиссионный ток  $i(t)$ , регистрируемый осциллографом в цепи зонда и служащий мерой потока нейтралов, в свою очередь пропорционален плотности ионов в ловушке в данный момент:

$$i(t) = \text{const} \cdot n_0 \langle \sigma_c v_i \rangle n_i(t).$$

Здесь  $n_0$  — плотность молекул остаточного газа,  $v_i$  — скорость ионов и  $\sigma_c(v_i)$  — сечение перезарядки ионов на молекулах газа. Когда включается импульс высокого напряжения (или высокой частоты), с помощью которого производится вытягивание ионов из осевого шнура холодной плазмы, генерация быстрых ионов прекращается и  $n_i$  начинает постепенно спадать. Наклон полулогарифмической характеристики  $\ln i(t) = f(t)$  позволяет оценить среднее время жизни  $\tau$  для быстрых ионов, удерживаемых в ловушке, в предположении, что величина  $n_0$  остается постоянной, а процесс остывания ионов происходит за времена, большие  $\tau$ , так что произведение  $\langle \sigma_c(v_i) \cdot v_i \rangle$  также может считаться постоянным.

В доступном для исследования интервале значений  $n_0$  и при начальных плотностях плазмы  $10^7 - 10^9 \text{ см}^{-3}$  основным процессом, приводящим к уходу ионов из ловушки, в отсутствие неустойчивостей должна быть перезарядка на молекулах остаточного газа. Кулоновское рассеяние и уход через пробки при указанных значениях  $n_i(0)$  играют пренебрежимо малую роль. Заметим, кстати, что начальное запираение частиц хорошее, так как быстрые ионы рождаются с основной долей энергии, приходящейся на вращательную составляющую скорости.



Итак, можно положить: :

$$\tau \approx \tau_c = \frac{1}{n_0 \langle \sigma_c v_i \rangle}$$

Поэтому, если откладывать экспериментальные значения  $1/\tau$ , определенные из характеристик  $i(t)$ , в зависимости от значений  $P_0 \sim n_0$ , мы должны будем получить прямую линию. На рис. 28.5 приведены результаты опыта при трех значениях продольного магнитного поля в экваториальной плоскости ловушки и при неизменном пробочном отношении. Как мы видим, с увеличением

давления величина  $1/\tau$ , в соответствии с ожиданиями, линейно возрастает. Более сильные магнитные поля отвечают лучшему удержанию ионов в магнитной ловушке.

Интересной и важной особенностью экспериментальных графиков является то, что прямые линии не начелены на начало координат. Иными словами, величина  $1/\tau$  при  $n_0 \rightarrow 0$  не стремится к нулю, т. е. время жизни не стремится к бесконечности. При этом величина  $1/\tau_0$  — отрезок, отсекаемый на оси ординат при экстраполяции прямых на нулевые значения  $n_0$ , — много больше, чем это могло получиться при использовании в качестве  $\tau_0$  времени, связанного с уходом частиц через пробки. Таким образом, несомненно, что помимо перезарядки и

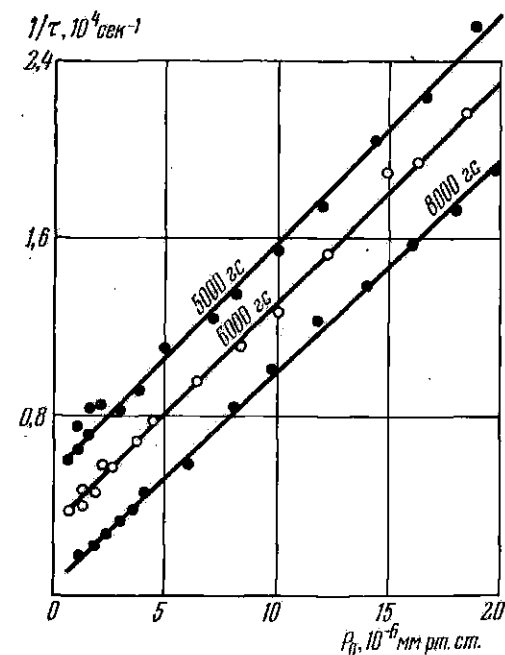


Рис. 28.5. Зависимость обратного времени жизни быстрых ионов от давления для различных значений магнитного поля.  $B_m/B_0=1,55$ ;  $U_0 = 30$  кв. Установка ПР-2.

ухода через пробки реализуется еще какой-то достаточно мощный механизм, убирающий запертые частицы из системы.

Итак, снова проявляется неустойчивость, снова плазма достигает стенок камеры, двигаясь поперек силовых линий магнитного поля.

Характерной особенностью поведения плазмы, образующейся в ловушках рассматриваемого типа, является наличие сравнительно резко выраженных колебаний, регистрируемых как в потоках ионов, проходящих через пробки, так и в токах, теку-

щих на пристеночные зонды. Миниатюрные ленгмюровские зонды, слабо возмущающие плазму, служат в данном случае превосходным измерительным инструментом. При этом осциллограммы ионного тока насыщения дают информацию о частотном спектре возникающих колебаний плотности плазмы и об их интенсивности. Размещая ленгмюровские зонды (или иные детекторы частиц) с заданным шагом по азимуту вдоль силовых линий поля, а также на различной глубине внутри плазменного сгустка, мы получаем

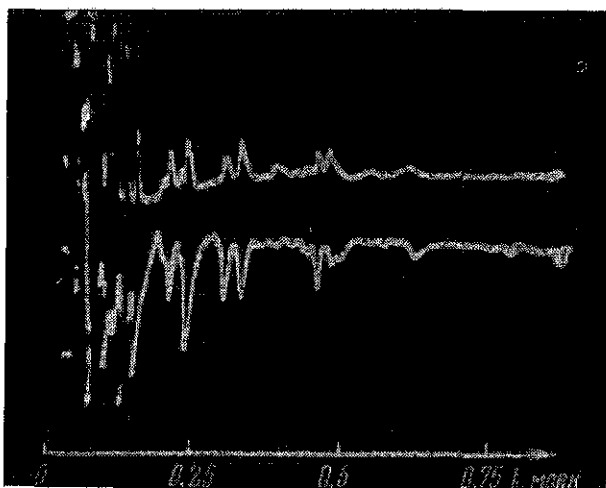


Рис. 28.6. Осциллограммы сигналов с зондов, находящихся на боковой стенке камеры. Установка ПР-2.

определенные сведения о пространственной структуре колебательных процессов.

В общих чертах картина, которая складывается из анализа измерений, проведенных по указанной схеме на различных установках (Огра-1, ПР-2 и др.), сводится к следующему. На осциллограммах наблюдаются отчетливые колебания в широком интервале частот ( $10^4$ — $10^9$  гц). Если зонды размещены вдоль силовых линий продольного поля — колебания синфазны (см. рис. 28.6); в случае азимутального размещения зондов наблюдается фазовый сдвиг. Глубина модуляции растет с приближением зонда к стенке камеры. Представляется естественным связать эти колебания с развитием и азимутальным вращением продольных плазменных желобков в условиях достаточно высокой плотности плазмы. Заметим, кстати, что все сказанное выше относилось к экспериментам, которые выполнялись в режимах по возможности фазированной инжекции частиц.

Теперь будет самое время остановиться на вопросе о предельно достижимой плотности плазмы, — плотности, при которой

прекращается дальнейшее заполнение ловушки, а желобковая неустойчивость развивается в полной мере. Магнитный дрейф частиц, происходящий в неоднородном поле со скоростью [см. уравнение (6.8)]

$$w = \frac{cF}{B_e} = c \frac{mv_{\parallel}^2}{RB_e} \approx c \frac{kT}{RB_e}, \quad (28.9)$$

где  $R$  — средний радиус кривизны силовой линии магнитного поля, будет сопровождаться разделением зарядов и появлением электрических полей и в случае очень редкой плазмы. Но связь между электронами и ионами будет слабой, радиальный дрейф в скрещенных  $B_z$  и  $E_{\phi}$  полях не проявится, желобки на границе плазмы не будут нарастать. В типичных ловушечных условиях энергия ионов существенно превышает энергию электронов (за времена жизни плазмы в ловушке электроны не успевают нагреться и остаются холодными). Поэтому вращение ионов, которое происходит с частотой магнитного дрейфа ионов

$$\Omega_m = \frac{w_i}{a} = \frac{ckT_i}{eaRB}, \quad (28.10)$$

где  $a$  — радиус плазменного сгустка, будет совершаться много быстрее, чем вращение электронов. По мере повышения плотности плазмы электрические поля начнут нарастать, электроны и ионы окажутся связанными сильнее. Критическая плотность, отвечающая старту желобковой неустойчивости, как показывают расчеты, достигается, когда ионная плазменная частота делается равной среднему геометрическому между ионной циклотронной частотой и частотой магнитного дрейфа ионов, т. е.

$$\Omega_0^2 = \Omega_m \Omega_B, \quad (28.11)$$

или при условии, что

$$\delta = (aR)^{1/2}, \quad (28.12)$$

где  $\delta$  — дебаевская длина. Частота колебаний плотности при этом делается равной  $\Omega_m/2$ .

Приведенные оценки критической плотности оказываются в качественном согласии с результатами опытов на установках Алиса и Феникс, о которых шла речь выше (см. рис. 28.3 и 28.4).

Интенсивные колебания, регистрируемые на установке Огра-1, определяются не только неоднородностью магнитного поля, но и радиальным электрическим полем, существующим в плазме из-за неполной компенсации положительного заряда ионов электронами. Частота наблюдаемых колебаний поэтому складывается из частоты магнитного дрейфа и частоты вращения в скрещенных  $E_r$  и  $B_z$  полях и линейно растет с увеличением потенциала плазмы.

Интересно, однако, что теоретическая оценка инкремента развития простой желобковой неустойчивости решительно не согласуется с экспериментом. Так, времена жизни, которые наблюдаются на установке ПР-2 при исследовании распада плазмы, после прекращения инъекции оказываются заметно большими тех, которые получаются из теории. По-видимому, некоторое

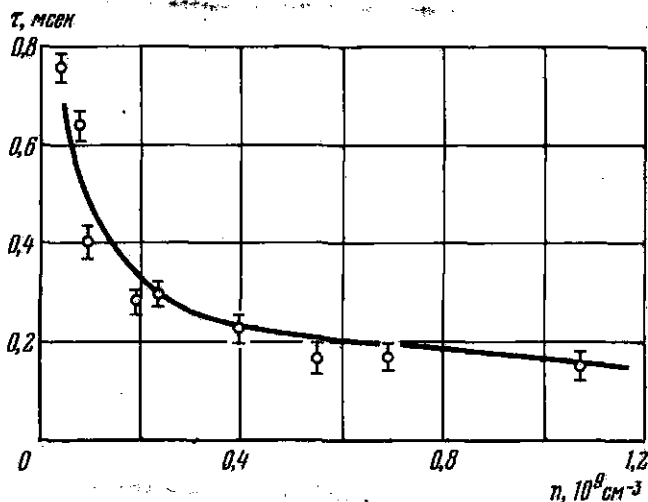


Рис. 28.7. Зависимость времени жизни плазмы от плотности с учетом потерь на перезарядку.

стабилизирующее действие оказывают проводящие стенки ловушки.

Качественная модель, основанная на представлениях о турбулентной конвекции плазмы, такова [154]. Азимутальные составляющие электрического поля, возникающие вследствие поляризации плазменных трубок в неоднородном магнитном поле и обуславливающие радиальное движение плазмы (см. § 14), должны ослабляться металлической стенкой. Действительно, вблизи стенки, в силу непрерывности тангенциальной компоненты электрического поля, величина  $E_{\phi}$  вообще должна обратиться в нуль. На языке дрейфовых движений происходящие события выглядят следующим образом. Скорость радиального дрейфа в скрещенных полях  $w = c \frac{E_{\phi}}{B_z}$ ; когда плазменная трубка всплывает из глубины плазмы и подходит к проводящей стенке на расстояние  $\rho_1$ , ионы частично уходят на стенку, а избыточные электроны вдоль силовых линий  $B$  поступают на торцы камеры. Азимутальное электрическое поле исчезает, обращается в нуль и дрейфовая скорость. Процесс повторяется периодически, и так как при каждом контакте теряется только часть заряженных частиц из слоя, подошедшего

к стенке, то результирующая скорость потерь уменьшается и величина  $\tau_{\text{экоп}}$  оказывается больше рассчитанной на основе элементарной теории.

На рис. 28.7 приведена зависимость времени жизни плазмы от плотности, за вычетом перезарядочных потерь, на основе представлений о турбулентной конвекции. Экспериментальные значения  $\tau$  указаны кружками. Как мы видим, согласие теории с опытом не оставляет желать лучшего.

Заканчивая обзор основных экспериментальных фактов, полученных при изучении открытых магнитных ловушек с пробками, сформулируем выводы. Были испробованы и исследованы, с большей или меньшей степенью подробности, различные методы внешней и внутренней инжекции ионов в ловушки. Продемонстрирован эффект захвата и удержания частиц. Конкретный механизм заполнения ловушки (диссоциация молекулярных ионов, лоренцовская ионизация, магнетронный механизм) не оказывает существенного влияния на финальные значения достигаемой плотности плазмы. Неизбежные для ловушек с полем, убывающим к периферии, МГД-неустойчивости ограничивают максимальные значения  $n_i$ .

### § 29. Открытые магнитные ловушки с полем, растущим к периферии

Итак, открытые пробочные ловушки оказались непригодными для удержания плазмы заметной плотности из-за развития неустойчивостей. Совершенно понятен поэтому интерес, проявленный физиками к ловушкам,

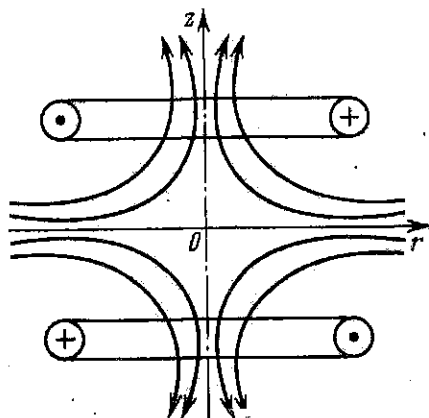


Рис. 29.1. Магнитный квадруполь.

в которых напряженность магнитного поля возрастает к периферии по всем направлениям и которые, следовательно, должны быть свободны от самой опасной МГД-неустойчивости желобкового типа [155]. Простейший вариант такой ловушки — это магнитный квадруполь, образованный двумя одинаковыми соосными катушками, включенными навстречу друг другу (рис. 29.1). В средней плоскости между катушками, на оси системы (точка  $O$  на рисунке), магнитное поле, очевидно, равно нулю.

Если в аксиально-симметричной системе напряженность магнитного поля на оси задана как функция координаты  $z$ , то обе составляющие поля  $B_r$  и  $B_z$  в точке с координатами  $(r, z)$ :

определяются хорошо известными формулами:

$$B_z(r, z) = B(z) - \frac{r^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 B(z)}{\partial z^2} + \dots, \quad B_r(r, z) = -\frac{r}{2} \cdot \frac{\partial B(z)}{\partial z} + \dots \quad (29.1)$$

Записывая выражение для поля на оси в виде ряда

$$B(z) = a_1 z + a_2 z^2 + a_3 z^3 + \dots, \quad (29.2)$$

для области вблизи начала координат имеем:

$$B_z \approx a_1 z, \quad B_r \approx -\frac{a_1}{2} r. \quad (29.3)$$

Составляющие поля линейно нарастают с удалением от центра ловушки, и если центральная область будет заполнена плазмой, она окажется надежно окруженной со всех сторон нарастающим магнитным барьером.

В действительности ситуация оказывается не столь простой, как это представляется на первый взгляд: при рассмотрении поведения плазмы в ловушках с нарастающим полем приходится учитывать два новых важных фактора.

Прежде всего, перестает работать принцип адиабатической инвариантности. В самом деле, ни о какой «малости изменения  $B$  на протяжении характерного размера» говорить больше нельзя. В средней области ловушки, вблизи точки  $O$ , абсолютное значение  $B$  мало, в согласии с равенствами (29.3); при заполнении ловушки плазмой и вытеснении магнитного поля область нулевого поля расширяется. Между тем на периферии, в районе магнитных пробок, осевых и экваториальной, магнитное поле должно достигать значительной величины. Но если это так, то, двигаясь вдоль силовой линии и проходя область слабого поля, частица будет испытывать «потерю памяти» — она забывает о величине своего магнитного момента: ведь относительные изменения  $B$  на протяжении ее траектории огромны. Иначе говоря, для изменения магнитного момента частицы, или, точнее, для изменения соотношения между продольной и поперечной составляющими энергии, не нужны столкновения. После нескольких пролетов через центральную область запертая ранее частица перестает быть таковой и ускользает из ловушки. Строгие расчеты подтверждают справедливость этих качественных соображений. В результате процесс ухода частиц из ловушки надо описывать не в рамках представлений, связанных с кулоновскими столкновениями и последующим попаданием частиц в конусы потерь, а скорее наподобие вытекания жидкости вдоль магнитных силовых линий, через «магнитные щели».

Характерный размер области, в пределах которой происходит нарушение адиабатической инвариантности, легко оценить. Естественно задать положение границы области на таком расстоянии  $r_0$  от центра, которое совпадает с ионным ларморовским радиусом

при  $B(r_0)$ . Тогда, пользуясь равенствами (29.3), получаем оценку:

$$r_0 \approx (Mv_{tc}/ea_1)^{1/2}. \quad (29.4)$$

Второе обстоятельство, важное для понимания поведения плазмы в ловушке, также определяется характером сформированного магнитного поля. Силовые линии уходят из зоны ловушки не только в аксиальном направлении, но и по радиусу, в результате в экваториальной плоскости возникает кольцевая магнитная щель. Словом, наша ловушка начинает напоминать дырявое решето!

Приближенная оценка времени жизни частиц за счет ухода через кольцевую щель может быть получена путем следующих простых рассуждений. Предположим, что ловушка в начальный момент заполнена плазмой и в центральной области магнитное поле практически отсутствует. На границе «плазма — магнитное поле» выполняется баланс газового и магнитного давления. Уход частицы через щель осуществляется всякий раз, когда частица проникает в граничный слой плазмы вблизи экваториальной плоскости под достаточно малым углом к силовым линиям. Рассуждения о соотношении телесных углов для запертых и ускользящих частиц будут очень напоминать те, которыми мы пользовались в предыдущем параграфе, рассматривая вопрос о попадании частиц в конусы потерь, и мы просто примем, как и раньше, что в типичных условиях половина частиц, влетающих в опасную зону, сможет покинуть ловушку.

Но какова ширина опасной зоны, или магнитной щели, этой узкой ленточки, опоясывающей ловушку в экваториальной плоскости? Следует считать, что приближение к экваториальной плоскости в районе щели на расстояние порядка диаметра электронной ларморовской окружности оказывается критическим. Определяющим будет именно электронный, а не ионный ларморовский радиус, так как проникновение ионов за пределы плазмы на расстояние масштаба  $\rho_i$  привело бы к образованию очень сильных электрических полей: ведь удаление электронов от невозмущенной плазмы при их отражении от магнитного барьера происходит на длинах всего лишь  $2r_e$ . Разумеется, все время предполагается, что дебаевский радиус экранирования существенно меньше  $\rho_i$ , т. е. не рассматривается неинтересный случай очень редкой плазмы, когда  $B^2/8\pi < \rho c^2$ , где  $\rho = nM$  — плотность плазмы. Таким образом, мы принимаем, что ширина щели  $\delta \approx 4r_e$ , а ее площадь

$$S = 2\pi R \cdot 4r_e = 8\pi Rr_e,$$

где  $R$  — экваториальный радиус ловушки. Скорость ухода частиц через щель, в силу квазинейтральности, следует считать совпадающей с ионной тепловой скоростью. Тогда поток немагнитических частиц, вылетающих из центральной области ловушки и поступа-

ющих на поверхность щели, определится обычной формулой кинетической теории газов:

$$A = \frac{nv_i}{4} S,$$

и уравнение баланса частиц примет вид:

$$\frac{dN}{dt} = -nv_i \cdot 2\pi R \rho_e, \quad (29.5)$$

где  $N = nV$  — полное число частиц в ловушке ( $V$  — объем ловушки). Перепишывая последнее равенство в форме

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{2\pi R}{V} \rho_e v_i N, \quad (29.6)$$

получим выражение для времени жизни частиц:

$$\tau = \frac{V}{2\pi R \rho_e v_e}. \quad (29.7)$$

В случае дейтериевой плазмы после подстановки численных значений констант и в предположении  $T_i = T_e$  имеем:

$$\tau \approx \frac{4 \cdot 10^{-4} V}{R} \cdot \frac{B}{T}. \quad (29.8)$$

Написанная формула выглядит довольно безрадостно. Опустошение ловушки происходит с возрастающей скоростью при увеличении температуры плазмы. Легко проверить далее, что при разумных предположениях о геометрических размерах (например,  $V \sim 10^6 \text{ см}^3$  и  $R \sim 10^2 \text{ см}$ ) и еще приемлемых значениях магнитного поля ( $B_{\text{max}} \sim 10^5 \text{ гс}$ ) удовлетворить критерию Лоусона [см. формулу (4.5)] необычайно трудно. Между тем, в проделанных оценках игнорируется эффект постепенного расширения магнитной щели за счет диффузии плазмы в магнитном поле. Более строгие рассуждения ухудшают еще примерно на порядок величины численные оценки, основанные на формуле (29.8).

Обратимся к экспериментальным данным.

В большей части опытов, выполненных с ловушками рассматриваемого типа, для их заполнения применялись так называемые электродинамические плазменные инжекторы. Элементарная теория этих устройств и описание простейших конструкций изложены в § 37. Сейчас достаточно будет заметить, что с помощью электродинамического инжектора могут быть сформированы плазменные сгустки, движущиеся с направленной скоростью  $\sim 10^7 \text{ см/сек}$ , содержащие в общей сложности  $\sim 10^{18}$  частиц. Электронная температура плазмы в сгустке невелика. Содержание примесей (ионы кислорода, углерода, меди) зависит от режима работы инжектора и от деталей его конструкции, однако в оптимальных условиях оно может быть снижено до приемлемого уровня.



На рис. 29.2 схематически изображена конструкция одной из первых крупных установок данного рода — ловушки Орех, построенной в ИАЭ им. И. В. Курчатова [156]. Основные элементы установки перечислены в подписи к рисунку. Инжектор размещен на вертикальной оси симметрии системы, над верхней аксиальной пробкой ловушки. Максимальный диаметр вакуумной камеры 900 мм, длина 1500 мм. Магнитное поле в пробках (квазистационарное)  $B_{\max} \approx 4,5$  кэс. Откачка производилась обычными диффузионными насосами; начальный вакуум поддерживался на уровне  $3 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст.

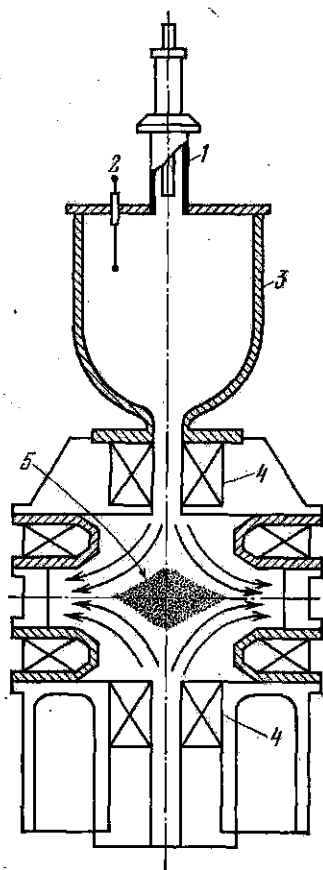


Рис. 29.2. Схематическое изображение установки Орех. 1 — электродинамический инжектор; 2 — сорбционный титановый насос; 3 — аводит; 4 — катушки, создающие магнитное поле; 5 — захваченный плазменный ступок.

фронта плазменного ступка, содержащего более быстрые частицы, через магнитный барьер может происходить и в этих условиях, а сам процесс сопровождается взаимной диффузией плазмы и поля и их перемешиванием (это уже отказ от идеальной про-

Последовательность операций при заполнении ловушки такова. После откачки вакуумной камеры и включения магнитного поля в заданный момент времени срабатывает электродинамический инжектор, и цилиндрический плазменный ступок (может быть лучше сказать — плазменная струя) устремляется вдоль оси системы по направлению к верхней магнитной пробке. Дальнейшие события в рамках магнитогидродинамических представлений об идеально проводящей плазменной жидкости, взаимодействующей с магнитным полем, зависят от соотношения между величиной магнитного давления в пробке  $B_{\max}^2/8\pi$  и гидродинамического давления плазменной струи  $\rho v^2/2$  ( $v$  — упорядоченная скорость,  $\rho$  — плотность). Ясно, что при

$$\frac{B_{\max}^2}{8\pi} > \frac{\rho v^2}{2}$$

плазма проникает в ловушку. Легко проверить, однако, что типичным является случай, когда знак неравенства обратный, и процесс оказывается много сложнее. Проникновение

димости!). В системе координат плазменного сгустка его проницаемость в область более сильного поля эквивалентно сжатию плазмы магнитным полем, нарастающим во времени. Чем больше поперечные размеры сгустка, тем большее радиальное сжатие он испытывает при пролете от границы поля до области, где поле максимально. Чем больше продольные размеры сгустка, тем дольше длится процесс заполнения ловушки, тем в большей степени проявляется эффект перемешивания поля и плазмы.

Все сказанное представляет собой, конечно, не более чем набор разрозненных высказываний качественного характера, поясняющих происходящие процессы проникновения плазмы из инжектора в ловушку. Мы не будем дальше останавливаться на уточнении рассматриваемой физической картины не только по причине возрастающей сложности аргументации, но просто потому, что полная и строгая теория процесса отсутствует.

Допустим, однако, что плазма проникла в ловушку. Процесс захвата плазмы обеспечивается несколькими механизмами. Прежде всего, попадая в ослабленное магнитное поле в центральной области, плазма расширяется и оказывается окруженной магнитным барьером. Разумеется, роль необратимых процессов будут играть и столкновения, и колебания, генерируемые пучком упорядоченно движущихся частиц. Определенная (и, возможно, значительная) доля инжектированной плазмы пройдет сквозь ловушку и выйдет через нижнюю аксиальную пробку.

Поведение плазмы в ловушках с нарастающим полем изучалось различными методами, но набор использованных диагностических методик был сравнительно беден. Основные результаты были получены с помощью зондов Ленгмюра. Как мы знаем (см. § 18), трудность интерпретации зондовых характеристик в условиях очень сильного магнитного поля объясняет их ограниченное использование в работах по физике горячей плазмы. В данном случае, однако, при размещении зондов в центральной области ловушки, где поле слабое, эти трудности отпадают. Применялась также калориметрическая методика, скоростная киносъемка, были выполнены некоторые спектральные измерения.

Таким образом, далеко не весь арсенал диагностических методов был принят на вооружение; впрочем, сказанное относится и к простым пробочным ловушкам. Объяснение простое: оба эти направления не получили полного развития, сравнительно скоро уступив место исследованиям плазмы в ловушках с комбинированным полем, о которых пойдет речь ниже.

На рис. 29.3 приведена осциллограмма ионного тока насыщения в цепи ленгмюровского зонда, помещенного в средней части ловушки Орех (не на оси плазменной струи). На втором луче осциллографа записан ток в цепи инжектора. После прекращения работы инжектора плазма, спустя пролетное время, проникает в ловушку, ее плотность нарастает, а затем постепенно спадает с постоянной времени 30 *мксек*. Абсолютное значение

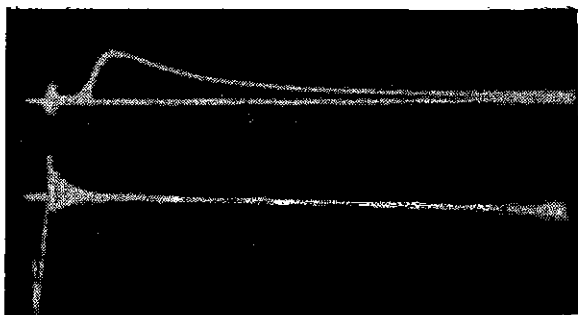


Рис. 29.3. Осциллограммы ионного тока насыщения на зонд (верхняя кривая) и разрядного тока в цепи инжектора (нижняя кривая). Длительность развертки 170 мксек.

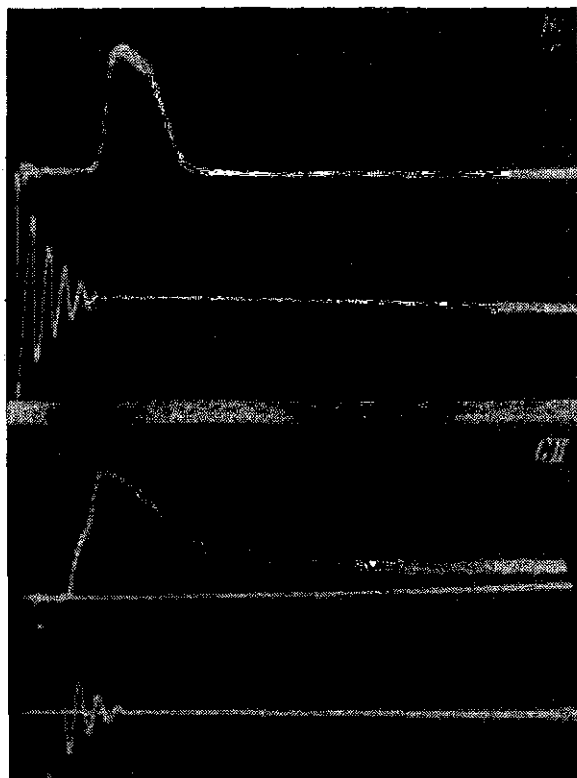


Рис. 29.4. Кривые временного хода относительной интенсивности спектральных линий  $H_{\beta}$  и  $CII\ 4267\ \text{Å}$ , сфазированные с разрядным током. Длительность развертки 170 мксек,  $\Delta\lambda = 10\ \text{Å}$ ,  $V = 4000\ \text{гс}$ .

тока в цепи зонда приводит к оценке электронной плотности в максимуме  $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Электронная температура плазмы (ее оценка производилась различными способами) составляет около 20 эв. Время жизни плазмы в этих опытах практически не зависело от величины напряженности магнитного поля.

Можно было бы думать, что формирование тока в цепи зонда отвечает просто пролетному времени протяженной плазменной струи через объем ловушки. Это предположение опровергается следующим контрольным экспериментом. На рис. 29.4 приведены кривые временного хода относительной интенсивности спектральных линий  $H\beta$  и  $C II$ . Кривые нормированы на максимум интенсивности. Из графиков ясно следует, что постоянная времени кривой для ионов  $C II$  заметно превосходит соответствующую постоянную для кривой  $H\beta$ , — излучающие нейтральные атомы водорода не задерживаются магнитным полем ловушки.

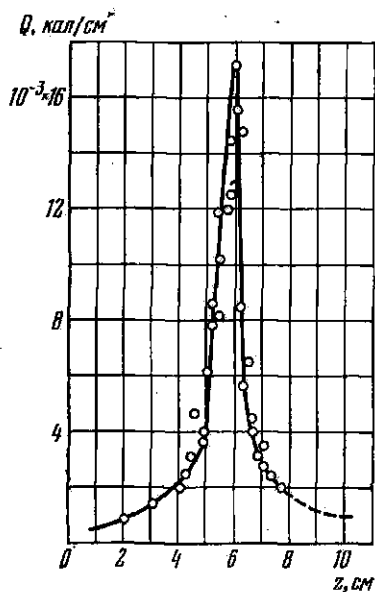


Рис. 29.5. Распределение энергии, выходящей из ловушки в районе магнитной щели.

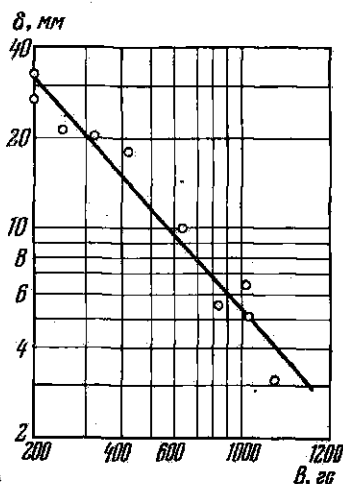


Рис. 29.6. Зависимость ширины магнитной щели  $\delta$  от напряженности магнитного поля.

Заметим еще, что применение микрокалориметров, перемещаемых в периферийной зоне параллельно оси симметрии ловушки, продемонстрировало отчетливый максимум выделения энергии в экваториальной плоскости (рис. 29.5). При повышении  $B$  полуширина максимума убывает (рис. 29.6).

В дальнейшем, с использованием болометра, обладавшего хорошим временным разрешением, были проведены более подроб-

ные измерения, показавшие, что ширина кольцевой щели возрастает со временем в соответствии с представлениями о классической диффузии. Существенно, однако, что зарегистрированная начальная ширина щели значительно превосходит величину  $\lambda_{re}$ . По-видимому, холодные электроны, испускаемые под действием излучения или потоков частиц стенками камеры в районе кольцевой магнитной щели, обеспечивают компенсацию объемного пространственного заряда. В результате вся аргументация, использованная при выводе формулы (29.5), оказывается построенной на непрочном фундаменте.

Таким образом, хотя приведенная совокупность экспериментальных данных свидетельствует о захвате плазмы в ловушку, говорить о соответствии между развитой картиной поведения плазмы в ловушке данного типа и экспериментом не приходится. Дело, к сожалению, отнюдь не сводится к тому, что расчетные времена жизни [см. формулу (29.8)] решительно расходятся с наблюдаемыми, превосходя их на порядки величин. Истинная причина затруднений лежит гораздо глубже: по существу построенная модель совершенно не адекватна условиям опыта. При тех плотностях плазмы и низких температурах, которые реализуются в ловушке в начальный момент, распад плазмы определяется просто кулоновскими столкновениями и последующим уходом частиц вдоль силовых линий. В самом деле, при указанных выше значениях  $n_e$  и  $T_e$  величина  $\tau_{ii}$  [см. формулу (9.14)] измеряется микросекундами, и наши рассуждения о несохранении адиабатической инвариантности в области утраты памяти, о диффузионном расширении экваториальной магнитной щели и т. д. просто описывают более тонкие эффекты, чем те, которые мы можем обнаружить при данных условиях.

Правда, прямые опыты, в которых начальная плотность плазмы была снижена от значений  $\sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup> приблизительно на два порядка величины, привели к повышению времени жизни до  $\approx 150$  мксек, но кулоновские столкновения продолжали играть определяющую роль и в этом случае. Кроме того, следует иметь в виду, что интерпретация всех вообще экспериментов с ловушками, заполняемыми с помощью плазменных инжекторов, сильно затрудняется плохими вакуумными условиями. Шлейф холодной плазмы и нейтрального газа, сопровождающий основной плазменный сгусток и проникающий в ловушку, приводит, за счет процесса перезарядки, к охлаждению ионной компоненты плазмы за времена, сравнимые с пролетными.

В связи с этим на установке Орех были проделаны эксперименты в условиях, когда элементарные столкновительные процессы в плазме не играли существенной роли [158]. С этой целью между вакуумной камерой ловушки и инжектором был установлен промежуточный вакуумный объем в 500 л, имевший самостоятельную систему откачки и отделенный от камеры перегородкой с диафрагмой. Внутри вакуумной камеры и промежуточного объема

были размещены медные вкладыши с развитой поверхностью. Вкладыши охлаждались до температуры жидкого азота и на их поверхность напылялся титан. Контрольные опыты показали, что в результате осуществленной модернизации установки концентрация нейтральных атомов в течение рабочей фазы процесса не превышала  $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ , а содержание примесных атомов (углерод) оставалось на уровне 1 — 2%. Это означает, что при  $n_e \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$  (типичные значения плотности плазмы в центре ловушки) время ион-ионных и перезарядочных столкновений должно достигать нескольких миллисекунд. Помимо улучшения вакуумных условий в рассматриваемых опытах были внесены некоторые изменения в процесс инжекции. Для выпуска плазменного сгустка применялась кольцевая щель, экранирующая осевую часть плазменной струи, которая, как уже отмечалось, не захватывается ловушкой и затрудняет выяснение вопроса о заполнении плазмой центральной области вблизи точки с нулевым значением магнитного поля.

С помощью подвижных миниатюрных калориметров было измерено радиальное распределение энергии в плазменном потоке на различных расстояниях за входной диафрагмой. Непосредственно за диафрагмой распределение отвечает кольцевой форме сечения плазменной струи, но по мере приближения к центру ловушки плазма коинцентрируется вблизи оси. Аналогичные выводы следуют также из измерений, выполненных с помощью ленточных зондов. Сгусток срывается с силовых линий и центральная область ловушки заполняется плазмой. Максимальная плотность плазмы при  $B_0 = 3000 \text{ гс}$  составляет  $\approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

Распределение плотности потока ионов, выходящих из ловушки в районе кольцевой магнитной щели, измерялось подвижным электрическим зондом, перемещавшимся поперек щели. Измерения показали, что ширина щели меняется по закону  $1/B_0$  и составляет при  $B_0 = 3000 \text{ гс}$  около 3 мм. Для регистрации ионов, выходящих из ловушки с большой поперечной энергией, применялись зонды специальной конструкции (рис. 29.7). Коллектором ионов служила пластинка, расположенная поперек магнитной щели, вдоль силовых линий магнитного поля. Коллектор находится внутри металлического кожуха и закрыт экраном, плоскость которого перпендикулярна к плоскости коллектора. Выходящая из ловушки частица может попасть на коллектор через узкие щели, только если она в результате ларморовского вращения в магнитном поле обойдет выступающий край экрана. Для этого диаметр ларморовской окружности должен превышать половину ширины экрана  $d$ . В рассматриваемых опытах использовался набор из пяти зондов с экранами различной ширины, которые при  $B_0 = 3000 \text{ гс}$  обеспечивали регистрацию протонов с минимальной поперечной энергией от 1 эв до 250 эв.

Меняя величину положительного потенциала на коллекторе, можно независимым образом получать информацию об энер-

гетическом спектре протонов, покидающих ловушку в различные моменты времени.

Сравнение сигналов на зонды с различными ширинами экранов показывает, что протоны покидают ловушку в районе кольцевой

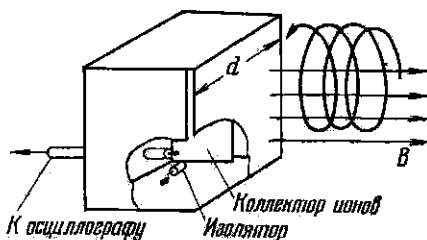


Рис. 29.7. Электрический зонд специальной конструкции для регистрации ионов с большой поперечной энергией.

магнитной щели, обладая средней энергией  $W_{\perp} \approx 50$  эв, в условиях, когда энергия  $W_{\parallel}$  направленного движения протона в сгустке составляет 50—100 эв. Этот результат говорит об эффективном преобразовании направленной энергии в поперечную энергию ларморовского вращения ионов при их взаимодействии со встречными магнитными полями. Заметим, что ширина кольцевой магнитной щели (3 мм) близка к величине радиуса ларморовской окружности протонов с таким же значением  $W_{\perp}$ .

Анализируя временной ход ионного тока, поступающего на зонд, мы, как обычно, получаем оценку времени жизни частиц. Опыт показывает, что время жизни в исследованном интервале плотностей  $3 \cdot 10^{11} - 10^{12}$  см<sup>-3</sup> не зависит от  $n_e$ , убывает с увеличением энергии ионов и растет с увеличением  $B_0$ . На рис. 29.8 приведены осциллограммы ионного тока на коллектор зонда, который регистрировал поток протонов, уходящих из ловушки, при нескольких значениях магнитного поля. Диапазон энергий, регистрируемых зондом, разумеется, зависит от напряженности магнитного поля в том месте, где расположен зонд. Осциллограммы, снятые при меньших значениях поля, описывают временной ход потоков частиц, энергия которых лежит в более широком интервале (в сторону меньших энергий). Так как частицы с большей энергией уходят быстрее, то полученные данные, редуцированные на моноэнергетический поток частиц, будут указывать на еще более сильную зависимость времени жизни от  $B_0$ .

Приведем численные оценки. Характерное время жизни для протонов с энергией 60—70 эв при  $B_0 = 3000$  гс составляет около 100 мксек. Пролетное время для протонов с той же энергией от инжектора через область ловушки, занятую полем, равно 10 мксек. Итак, после нескольких (как показывает опыт — не-

многих) отражений частицы покидают ловушку через магнитные щели. Можно было бы думать, что в периферийных областях ловушки, куда с помощью кольцевой диафрагмы был, в известной мере, нацелен поток плазмы из инжектора, плазма будет удерживаться на силовых линиях. Но центральная область ловушки, область утраты адиабатической инвариантности, как мы знаем,

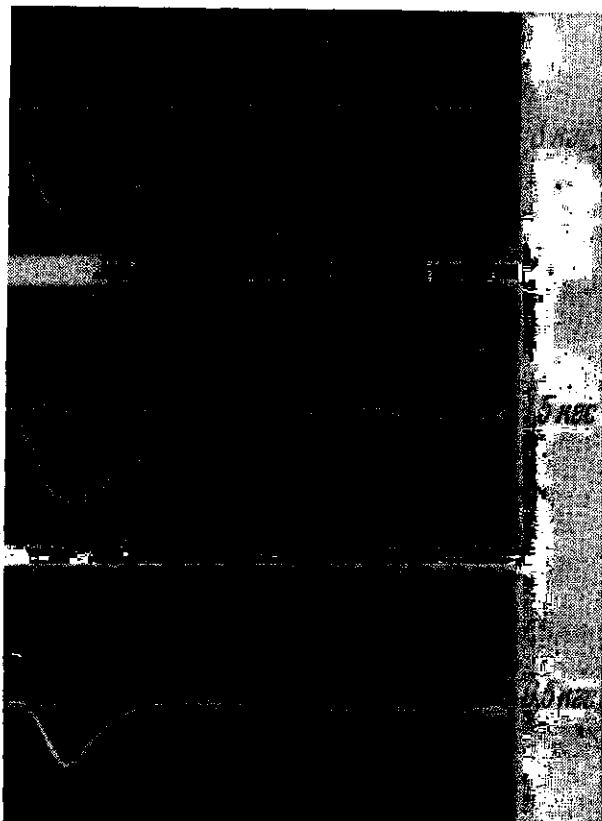


Рис. 29.8. Осциллограммы ионного тока на коллектор зонда при различных значениях напряженности магнитного поля. Длительность развертки 170 мксек;  $U_a = +30$  в.

оказывается вскоре после инжекции заполненной, и плазма быстро вытекает вдоль силовых линий через кольцевую щель.

Было бы интересно провести эксперименты с ловушками со встречными полями при использовании других методов их заполнения. Подобные опыты были начаты, но в условиях того смещения центра интересов физиков, о котором пойдет речь в следующем параграфе, они не были доведены до ясных результатов.



Другая любопытная возможность усовершенствования ловушек со встречными полями открывается при использовании дополнительных электрических полей в районе магнитных пробок. Недавно [159] в серии тщательных экспериментов было показано, что при инжекции в такую ловушку пучка быстрых электронов через магнитную пробку, при условии, что внутри ловушки размещены дополнительные электроды, создающие потенциальную яму для электронов, происходит постепенное накопление плазмы внутри ловушки. Точнее: спустя 10 *мксек* после инжекции электронов с энергией 2 *кэв* внутри ловушки за счет ионизации остаточного газа образуется плазма с плотностью  $\sim 10^{12}$  *см*<sup>-3</sup>. Средняя энергия электронов в ловушке составляет 1,8 *кэв*, энергия ионов 250 *эв*. Время жизни электронов и энергетическое время жизни частиц оказались в согласии с классическими диффузионными временами.

### § 30. Ловушки с «минимумом *B*».

Разочарования, испытанные физиками, работавшими на установках Огра и DCX, Орех и Ионный магнетрон, стимулировали поиски более совершенных магнитных ловушек, в которых сочетались бы преимущества адиабатических ловушек с достоинствами систем, обладающих полем, нарастающим к периферии.

Первый существенный шаг был сделан в 1961 г. в ИАЭ им. И. В. Курчатова, когда М. С. Иоффе и его сотрудники приступили к исследованию систем гибридного типа с магнитным полем сложной конфигурации [160]. Конфигурация магнитного поля была изменена таким образом, что оно нарастало в средней части ловушки не только в продольном, но и в радиальном направлении. С этой целью вокруг ловушки был создан дополнительный магнитный барьер с помощью проводящих стержней, по которым пропускался сильный ток. Проводники располагались по силовым линиям основного (продольного) поля; через соседние проводники пропускался ток в противоположных направлениях.

На рис. 30.1 изображена картина силовых линий дополнительного поля, возникающего в плоскости (*r*,  $\varphi$ ) при использовании системы из шести стержней. Следует ясно понимать, что суммарное магнитное поле в каждой точке внутри ловушки складывается из основного продольного поля, приблизительно постоянного в средней части ловушки, и поля стержней, нарастающего по радиусу.

В результате помимо продольного пробочного отношения теперь следует рассматривать также поперечное пробочное отношение

$$\alpha_{\perp} = \frac{\sqrt{B_{\parallel}^2 + B_{\perp}^2}}{B_0} \quad (30.1)$$

и изучать влияние этой величины на поведение плазмы в ловушке. В написанной формуле  $B_0$  — напряженность продольного поля в средней части ловушки,  $B_{||} < B_0$  — ее значение на периферии и  $B_{\perp}$  — напряженность поля стержней, также на периферии.

Первые опыты на ловушках с комбинированным полем были выполнены на установке ПР-2, магнитная система которой

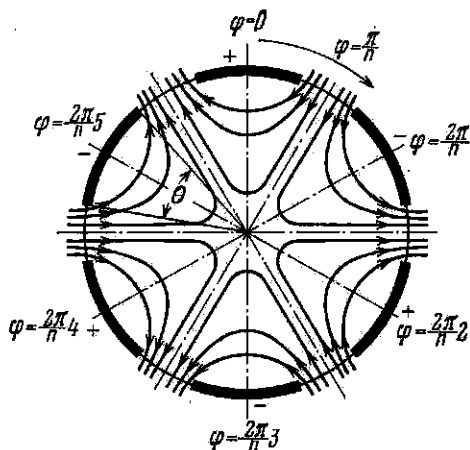


Рис. 30.1. Картина магнитных силовых линий дополнительного поля в плоскости  $(r, \varphi)$  при использовании шести стержней.

была дополнена шестью стержнями с током, размещенными внутри вакуумной камеры [161]. Для выяснения влияния дополнительного поля на удержание плазмы на этой установке изучалась зависимость времени жизни частиц от  $B_{\perp}$  (или, что то же самое, от  $\alpha_{\perp}$ ). Остальные условия опыта (величина продольного поля  $B_0$ , давление остаточного газа  $P_0$  и величина вытягивающего электрического поля) поддерживались неизменными.

Типичные осциллограммы потока быстрых нейтронов перезарядки приведены на рис. 30.2. Характерной особенностью осциллограмм, помимо увеличения  $\tau$  с возрастанием  $B_{\perp}$ , является исчезновение на них колебаний, начиная с такого значения  $B_{\perp}$ , при котором  $\alpha_{\perp}$  делается  $>1$ . При достаточно больших значениях  $B_{\perp}$  потери частиц определяются только перезарядкой на остаточном газе. Это непосредственно следует из вида кривых  $1/\tau = f(P_0)$ , снятых при  $B_{\perp} = 0$  и  $B_{\perp} = 2,8$  кэс (рис. 30.3). Экспериментальные значения  $1/\tau$  размещаются теперь около прямой, которая при экстраполяции проходит сравнительно близко от начала координат.

Таким образом, эффект подавления желобковой неустойчивости представляется несомненным, но точность измерений и надежность экстраполяции в этих первых опытах была невелика.

В дальнейшем была сооружена установка (ПР-5) с улучшенными вакуумными и конструктивными параметрами [162]. В ней

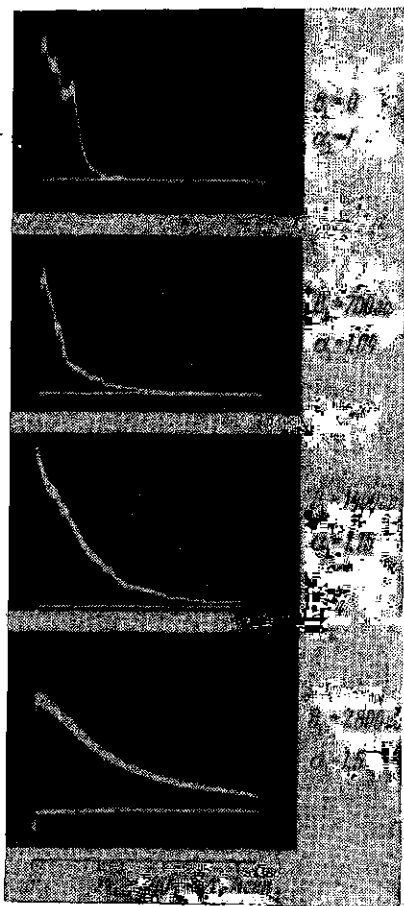


Рис. 30.2. Осциллограммы потока нейтральных частиц на пристеночные зонды.

использовалась дифференциальная откачка, применялись титановые испарители, продольное магнитное поле было увеличено до 11 кэс. Результаты предварительных экспериментов подтвердились полностью: время жизни при плотности плазмы  $10^9$ — $10^{10}$  см<sup>-3</sup> и достаточно большом значении  $B_{\perp}$  составляет 10—20 мксек и связано только с перезарядкой. Кривая  $\tau = f(\alpha_{\perp})$ , полученная на этой установке (рис. 30.4), служит наглядным подтверждением сказанному.

Эффектная демонстрация подавления МГД-неустойчивости и резкое увеличение времени жизни плазмы вызвали вспышку оптимизма и повышенного интереса к развитию данного направления. В результате вслед за установками типа ПР и в нашей стране, и в других странах стали ускоренными темпами переделываться старые установки и сооружаться новые системы. В табл. 6 приведены параметры нескольких современных установок с «минимумом  $B$ » и указаны характеристики получаемой плазмы [163—166].

Теперь мы подходим к одному из интереснейших эпизодов в истории работ по управляемому синтезу. Естественно было

ожидать, что после подавления МГД-неустойчивости мы сразу натолкнемся на другие, более слабые, кинетические виды неустойчивости. В частности, теоретики настойчиво предупреждали о неизбежном ограничении времени жизни частиц прежде всего в результате развития конусной неустойчивости, о которой шла речь в § 15. Однако, несмотря на самые тщательные поиски, ни на одной из установок типа ПР, так же как и на установках типа 2X в США, этот вид неустойчивости обнаружен не был. В

Установка	ПР-6	ПР-7	2ХII	ДЕСА
Магнитное поле в центре, <i>кэс</i>	5,0	5,0	6,5	3,5
Продольное пробочное отношение $\alpha_{\parallel}$	2,4	2,0	2,0	1,8
Поперечное пробочное отношение $\alpha_{\perp}$	1,75	1,25	2,21	1,05
Расстояние между пробками, <i>см</i>	100	100	100	130
Мультипольность стабилизирующего поля	6	4	4	4
Диаметр плазмы, <i>см</i>	10	7	12	9
Максимальная плотность плазмы $n_{e, \text{см}^{-3}}$	$3 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{12}$	$6 \cdot 10^{13}$	$1,2 \cdot 10^{12}$
Средняя энергия ионов $W_i$ , <i>кэв</i>	0,1—0,3	0,4	1—10	0,2
Температура электронов, <i>эв</i>	5—15	15	80—250	?

конце концов вряд ли кто-либо из физиков-плазменщиков стал бы высказывать по этому поводу особые сожаления, но истинная ситуация оказалась несравненно сложнее и рисуется в несколько

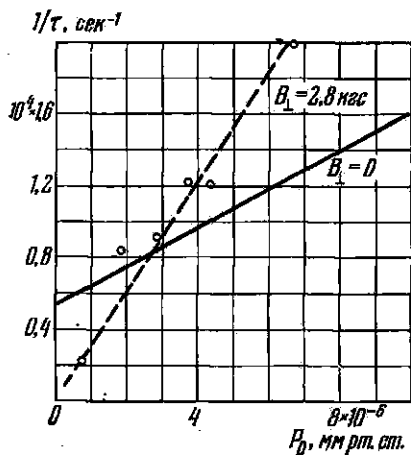


Рис. 30.3. Зависимость обратного времени жизни от начального давления.

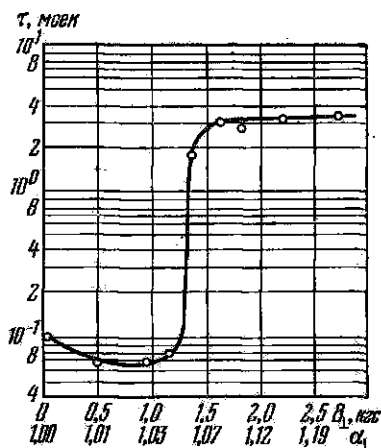


Рис. 30.4. Зависимость времени жизни от величины  $\alpha_{\perp}$ .

менее радужных красках, чем это представлялось вначале, после первых успехов. Дело в том, что при попытках увеличить плотность плазмы выше  $10^{11} \text{ см}^{-3}$  путем форсирования режима инжекции обнаружили новые черты в поведении плазмы в течение ее распада. В этих условиях действительно проявились новые неустойчивости, но их идентификация, а следовательно, и

поиски путей их подавления встретились с большими трудностями.

Но прежде чем переходить к описанию опытов, выполненных на новых установках при повышенной плотности плазмы, логика изложения требует остановиться на анализе результатов, надо сказать весьма поучительных, которые были получены в условиях еще сравнительно редкой плазмы на реконструированных установках Феникс-2 и Алиса. В первом случае ловушка с «минимумом  $B$ » была получена путем добавления квадрупольного поля с  $\alpha_{\perp} \approx 1,5$ ; во втором применялась также квадрупольная

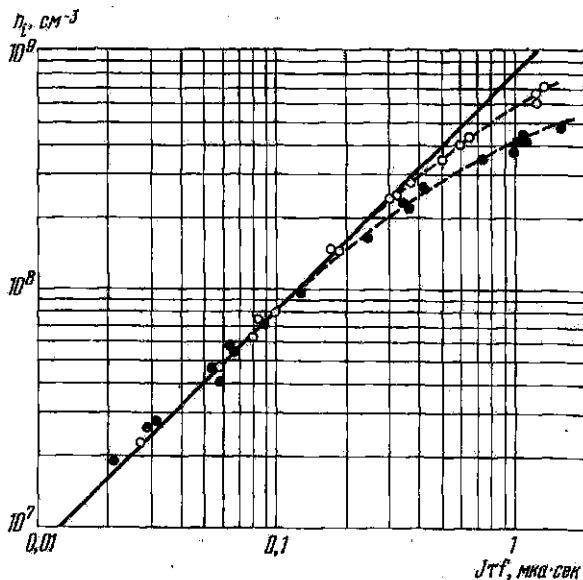


Рис. 30.5. Зависимость плотности плазмы в ловушке Алиса от величины  $J\tau$ .

система с  $\alpha_{\perp} \approx 2,1$ . Метод инъекции и захвата частиц был сохранен прежним: лоренцовская ионизация инжектируемого пучка нейтральных возбужденных атомов водорода.

Изменение конфигурации ловушечного поля привело, как и следовало ожидать, к подавлению желобковой неустойчивости, а плотность плазмы удалось повысить до значений  $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$ , что в десятки раз превышает уровень, достигавшийся ранее в простых пробочных полях на ловушках рассматриваемого типа. В качестве ограничивающего фактора теперь выступает ионно-циклотронная кинетическая неустойчивость (см. § 15).

Ограничимся двумя примерами. На рис. 30.5 показано нарастающее плотность плазмы в ловушке Алиса [167] в зависимости от величины  $J\tau$ , где  $J$  — поток инжектируемых нейтралов,  $\tau$  — время

перезарядки на молекулах остаточного газа и  $f$  — доли нейтралов, захватываемая за счет лоренцовской ионизации. Если бы уход ионов из ловушки определялся только перезарядкой, то исследуемая зависимость носила бы линейный характер. В действительности, как отчетливо видно из рисунка, экспериментальные точки отклоняются от теоретической прямой, указывая на развитие коллективных механизмов ухода плазмы из ловушки. Осциллограммы потока быстрых нейтралов перезарядки, который служит мерой плотности плазмы, показывают, что в области высоких значений плотности, т. е. в неустойчивом режиме, наблюдаются систематические всплески величины  $n_i$ , синхронизованные со всплесками радиоизлучения с характерной частотой порядка ионно-циклотронной частоты.

Пожалуй, еще более показательны результаты опытов на установке Феникс-2 [168]. По мере увеличения плотности плазмы неустойчивости должны развиваться сначала на первой гармонике циклотронной частоты, затем на второй, третьей и т. д. [см. формулу (15.16)]. Именно это и наблюдается на опыте. Более того, строгая теория, учитывающая конечные размеры ловушки и неоднородность магнитного поля, позволяет вычислить зависимость инкремента ионно-циклотронных колебаний от величины  $\omega_p/\Omega_B$ . Близкое соответствие между теоретическими кривыми для инкремента и экспериментальными значениями средних амплитуд наблюдаемых колебаний (см. рис. 30.6) представляется весьма убедительным. Ограничение плотности плазмы за счет развития ионно-циклотронных колебаний также было продемонстрировано на установке Феникс с полной очевидностью. На графике  $n_i = F(J_T f)$  вместо линейного нарастания, характерного для чисто перезарядочного ухода ионов, обнаруживаются уступы, коррелированные с развитием колебаний на возрастающих гармониках  $\Omega_B$ .

Напомним, наконец, что согласно теории [см. формулу (15.13)] необходимым условием старта ионно-циклотронной неустойчивости является заметное превышение фазовой скорости косой ленгмюровской волны над тепловой скоростью электронов плазмы. В противном случае будет сказываться затухание Ландау и неустойчивость не возникнет. Это предсказание теории было проверено и на установке Феникс, и на установке Алиса, в опытах, при которых электронная компонента плазмы нагревалась с помощью электронного циклотронного резонанса. Колебания на гармониках  $\Omega_B$  при этом исчезали, но одновременно на основной частоте возникали интенсивные колебания другой природы, возможно дрейфово-конусного происхождения.

Конусная неустойчивость, в соответствии со сказанным выше, ни в одном из рассмотренных экспериментов обнаружена не была.

После этого отступления мы можем перейти к последним, вероятно, наиболее интересным исследованиям в области физики открытых магнитных ловушек. Речь будет идти об экспериментах,

в которых изучалась устойчивость и удержание плазмы в столкновительном режиме на установках, перечисленных в табл. 6. Мы будем при этом довольно близко следовать обзорному докладу на данную тему, представленному группой советских физиков на VI Европейской конференции по управляемому синтезу и физике плазмы (Москва, 1973 г.) [166].

Заполнение ловушек во всех рассматриваемых случаях производится методом импульсной инжекции; некоторые различия в деталях нас не будут сейчас интересовать. На установке 2XII

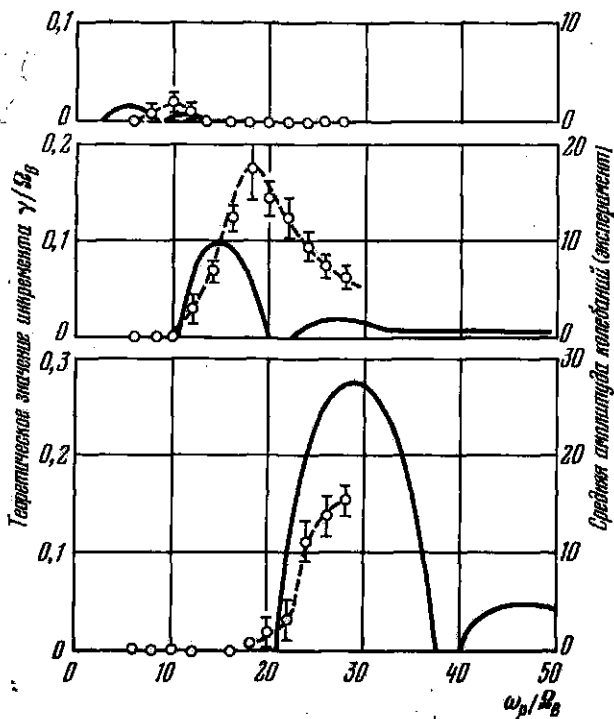


Рис. 30.6. Теоретические значения инкремента (сплошные кривые) и средние амплитуды колебаний, полученные на установке Феникс-2.

вслед за инжекцией применяется адиабатическое сжатие плазмы нарастающим магнитным полем.

На рис. 30.7 и 30.8 показаны схемы установок ПР-6 и 2XII. Плотность плазмы определялась микроволновым зондированием. Одновременно производились измерения уровня высокочастотных шумов плазмы, ее потенциала, электронной температуры. В опытах на установке 2XII существенную роль играли, кроме того, измерения энергетического спектра ионов плазмы.

На рис. 30.9 представлен график  $n_i = f(t)$ , полученный на установке ПР-6; на том же рисунке показан временной ход потенциала плазмы и уровня ВЧ-шумов. График отчетливо разбивается на три участка. На протяжении первой стадии распада уровень шумов низкий, потенциал медленно возрастает, постоянная распада составляет примерно 250 мксек. Когда плотность уменьшается приблизительно в 2,5—3 раза, темп распада возрастает, одновременно регистрируется вспышка ВЧ-шумов, быстро повышается плавающий потенциал плазмы. Характерное время

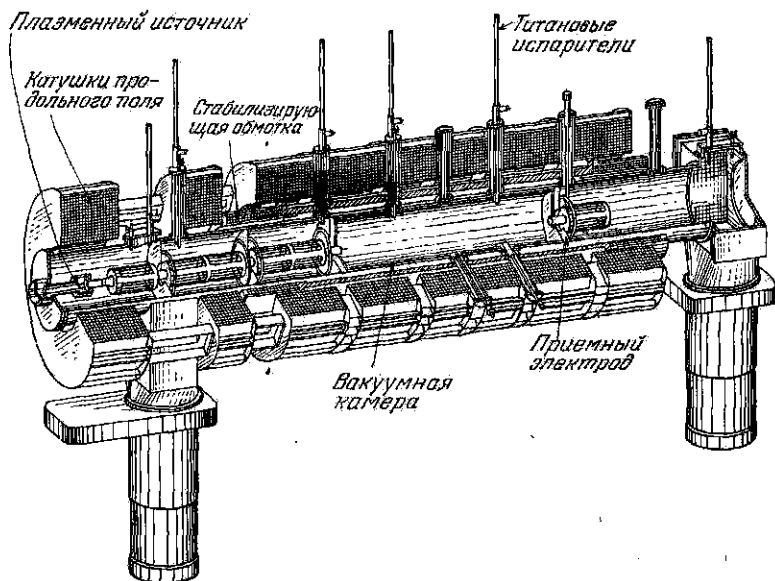


Рис. 30.7. Схема магнитной ловушки ПР-6.

распада составляет на этой стадии около 100 мксек. После снижения плотности до  $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$  темп распада вновь замедляется, снижается потенциал плазмы, затухают ВЧ-колебания. Времена распада в этот период достигают миллисекунд.

Обратимся к истолкованию полученных результатов.

Как было уже указано выше, при переходе к высоким начальным плотностям плазмы  $n_i(0) = 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$  мы оказываемся (в исследованном интервале средних энергий ионов) в области столкновительного режима, т. е. в условиях, когда потери плазмы определяются главным образом кулоновским рассеянием в коллусу потерь, а не перезарядкой или неустойчивостью. Аккуратные расчеты, основанные на численном решении кинетического уравнения Фоккера — Планка, при котором учитывается эффект охлаждения ионов в результате столкновений с более холодными



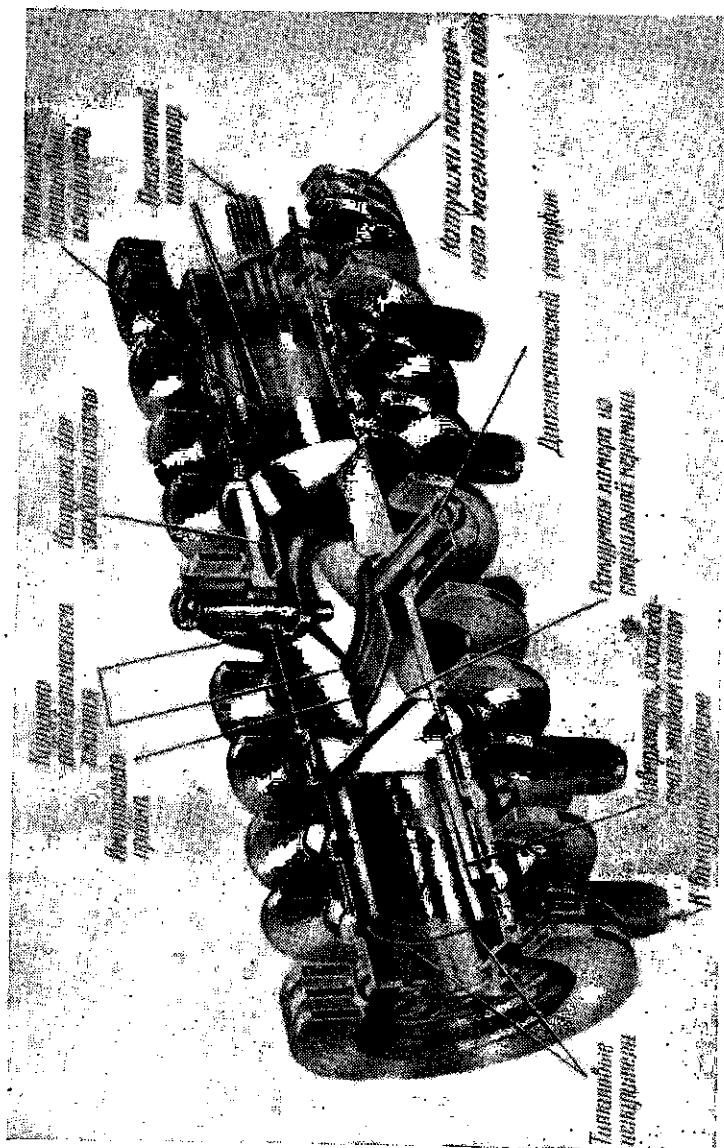


Рис. 30.8. Схема магнитной ленточки 2Х11.

электронами (принимается, что  $T_i \approx 10T_e$ ) и рассматривается процесс распада плазмы после импульсной инжекции, приводят к следующему выражению для времени жизни дейтериевой плазмы:

$$\tau = 8 \frac{T_i^{3/2}}{n\Lambda} \lg \alpha_{\perp}. \quad (30.2)$$

Здесь, как обычно, величина  $\tau$  выражена в секундах,  $T_i$  — в градусах Кельвина,  $n$  — в  $\text{см}^{-3}$ . В согласии с замечаниями, высказанными в § 28, время жизни логарифмически зависит от величины пробочного отношения. Экспериментальные времена жизни для первой стадии распада плазмы согласуются с вычисленными по формуле (30.2) в пределах множителя 1,5—2,0. Мало того, эти времена растут с температурой ионов, как это и должно быть при кулоновских потерях через конусы потерь. Измерения, выполненные на установке ПР-7 и относящиеся к начальной стадии процесса, приводят к аналогичным выводам.

Таким образом, первая стадия процесса представляется вполне объяснимой классическим механизмом кулоновских столкновений. Конкретный вид конфигурации стабилизирующего магнитного поля (гексаполь в ПР-6, квадруполь в ПР-7) оказывается несущественным.

Природа третьей стадии также представляется совершенно ясной: она полностью объясняется перезарядочными механизмами.

Переходим к рассмотрению второй фазы. Начало этой наиболее неустойчивой фазы распада характеризуется спонтанной вспышкой

ВЧ-колебаний и синхронным возрастанием потенциала плазмы. Доминирующая частота  $\omega$  во время развития вспышки неустойчивости близка к  $\Omega_B$  (здесь  $\Omega_B$  — ионно-циклотронная частота в центре ловушки). Характерные длины волны в азимутальном направлении соизмеримы с ионным ларморовским радиусом; в продольном направлении волны сильно вытянуты.

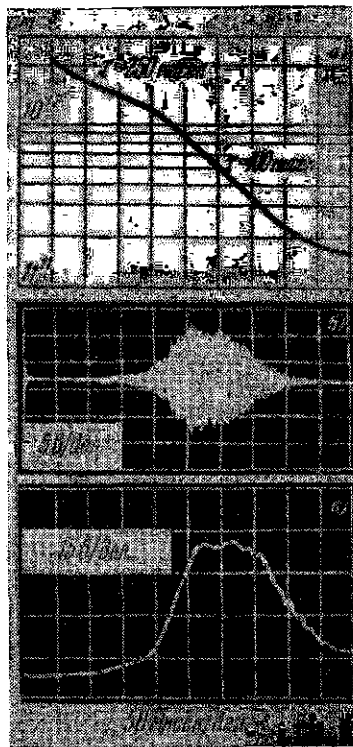


Рис. 30.9. Временной ход плотности плазмы (а), уровня высокочастотных шумов (б) и потенциала плазмы (в).

Нам предстоит определить, с какой именно неустойчивостью мы имеем дело в данном случае, а также почему эта неустойчивость развивается не сразу после инжекции плазмы, а спустя некоторое время, тем большее, чем ниже начальная  $T_i$ . Здесь не должно быть неясностей. При возрастании  $T_i$  темп кулоновского распада замедляется, но переход ко второй стадии наступает раньше и происходит при относительно более высоких значениях плотности. Напротив того, при малых начальных значениях  $T_i$  скорость распада растет, но длительность первой фазы затягивается и переход наступает при относительно более низких значениях плотности. На рис. 30.10 приведены соответствующие экспериментальные кривые.

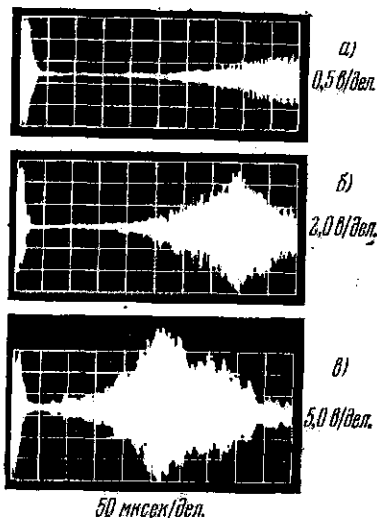
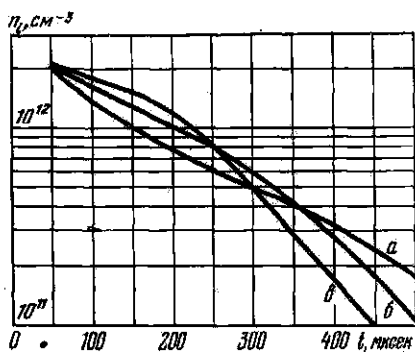


Рис. 30.10. Скорость распада плазмы во второй стадии процесса при различных значениях ионной температуры. Рядом приведены осциллограммы высокочастотных шумов. а)  $T_i \approx 50$  эв; б)  $T_i \approx 100$  эв; в)  $T_i \approx 150$  эв.

Частотный спектр и волновая структура возникающих колебаний ограничивают выбор среди известных из теории типов кинетических неустойчивостей. Ближе всего экспериментальные факты отвечают дрейфовой моде конусной неустойчивости (см. § 15) вблизи порога ее возбуждения. Правда, градиенты плотности плазмы в начальной стадии распада существенно превышают теоретический порог для этой неустойчивости. Следовательно, должны присутствовать какие-то стабилизирующие факторы, препятствующее ее развитию на этой фазе и не учтенные в теории. Вероятно, игрой именно этих факторов определяется момент, начиная с которого рассматриваемая неустойчивость все-таки проявляется.

Правдоподобная схема происхождения неустойчивости такова. После инжекции ловушка заполнена плазмой, образованной

сравнительно горячими ионами и более холодными электронами. В результате большей частоты столкновений электроны несравненно чаще испытывают рассеяние, попадают в конусы потерь и покидают ловушку. Потенциал плазмы поэтому постепенно повышается. Повышение положительного потенциала плазмы оказывает очень глубокое влияние на процессы, происходящие в ловушке. Заторможенный электрическим полем уход электронов одновременно стимулирует уход ионов. Точнее, если при нулевом потенциале плазмы ловушку покидает каждая частица, для которой

$$\sin^2 \varphi = \frac{W_{\perp}}{W} < \frac{1}{\alpha_{\parallel}}$$

(см. § 28), т. е. частица, обладающая «продольной» энергией  $W_{\parallel}$

$$W_{\parallel} = W - W_{\perp} > W_{\perp}(\alpha - 1), \quad (30.3)$$

то при потенциале плазмы в центре ловушки, равном  $U$ , ион, имевший нулевую энергию в центре, подойдет к границе плазмы

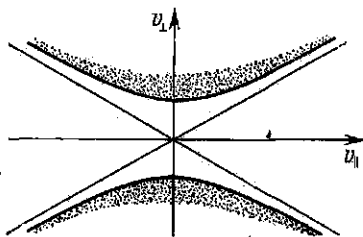


Рис. 30.11. Превращение конусов потерь в гиперboloиды потерь при возрастании потенциала плазмы.



Рис. 30.12. Деформация функции распределения частиц по поперечной энергии при возрастании потенциала плазмы.

в районе пробок с энергией  $W_{\parallel} = qU$  и, если неравенство (30.3) окажется выполненным, ускользнет из ловушки. Это означает, что вместо конусов потерь следует говорить о гиперboloидах потерь (см. рис. 30.11) и что функция распределения частиц по  $W_{\perp}$  делается еще более неравновесной. Столкновительное распределение обрывается теперь на энергии

$$W_{\perp}^{\min} = qU/(\alpha_{\parallel} - 1)$$

(см. рис. 30.12). Такая деформация функции распределения должна вызвать увеличение инкремента неустойчивости, а следовательно, и увеличение амплитуды колебаний. Наблюдаемая экспериментально полная синхронность в изменениях потенциала плазмы и амплитуды ВЧ-колебаний служит подтверждением сказанному. Итак, процесс раскачки неустойчивости развивается по следующей схеме. В начальной фазе, характеризующейся низким уровнем колебаний, происходит медленный нагрев электронов

(и связанное с ним повышение потенциала плазмы) за счет кулоновских столкновений с ионами. По мере того как амплитуда колебаний постепенно нарастает, вклад колебаний в нагрев электронов становится все более значительным и, наконец, может стать определяющим в энергетическом балансе. С этого критического момента замыкается цепочка процессов с положительной

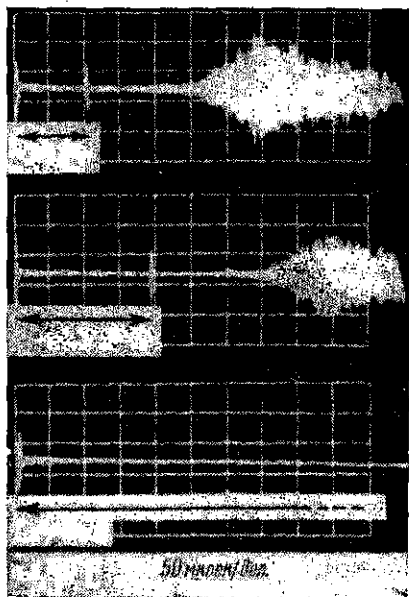


Рис. 30.13. Стабилизирующая роль добавки «теплой» плазмы на уровень высокочастотных шумов. Длина стрелки отвечает длительности инжекции «теплой» плазмы.

результат оказался положительным, и это является веским аргументом в пользу предложенной схемы. Наконец, в рамках тех же представлений о фундаментальной роли энергетического обмена между ионами и электронами на начальной стадии процесса находится и метод стабилизации неустойчивости путем добавки в ловушку небольшой порции «теплой» плазмы. С этой целью на установке ПР-6 после импульса инжекции плазменный источник переводился в режим, при котором в ловушку продолжала поступать плазма с температурой ионов 5–10 эв. Плотность плазмы и длительность инжекции варьировались в широких пределах. Пока происходит инжекция теплой плазмы, неустойчивость отсутствует, но после ее прекращения неустойчивость возникает вновь, с прежней задержкой во времени (рис. 30.13).

обратной связью и можно говорить о старте вспышки неустойчивости. Колебания повышают  $T_e$ , рост электронной температуры влечет за собой повышение потенциала плазмы  $U$ , рост  $U$  усиливает неравновесность функции распределения, что в свою очередь увеличивает амплитуду колебаний и, следовательно, приводит к дальнейшему увеличению  $T_e$ .

Если обсуждаемая модель справедлива и спусковым механизмом ко всей последовательности событий служит возрастание  $T_e$  на начальной фазе, то становится понятным раннее появление вспышки неустойчивости в случае высоких значений  $T_e$  после инжекции (рис. 30.10) — при этом нагревание электронов происходит быстрее. С другой стороны, можно спровоцировать вспышку неустойчивости, если специально нагревать электроны кратковременным импульсом СВЧ-излучения. Подобный эксперимент был проделан; ре-

Исследования удержания плазмы на установке 2XII выполнены также в столкновительном режиме [164]. Начальные параметры плазмы, после ее адиабатического сжатия, были рекордными для магнитных ловушек открытого типа ( $n_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $W_i = 1-10 \text{ кэВ}$ ), и полученные результаты представляются поэтому особенно интересными. Как правило, изменение плотности во времени носило монотонный характер, и времена жизни, наблюдаемые в начальной фазе процесса, хорошо согласуются с вычисленными временами кулоновского ухода частиц в пробки. В некоторых случаях, однако, по

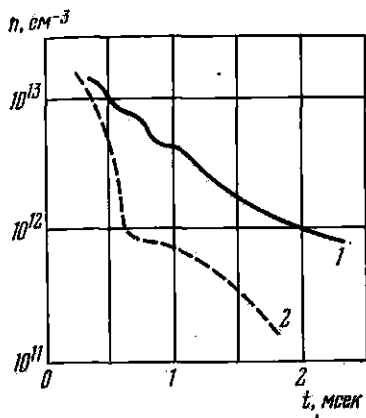


Рис. 30.14. Изменение плотности плазмы во времени в условиях спокойного распада (1) и в процессе скачкообразного убывания плотности (2). Установка 2XII.

людаемые в начальной фазе процесса, хорошо согласуются с вычисленными временами кулоновского ухода частиц в пробки. В некоторых случаях, однако, по

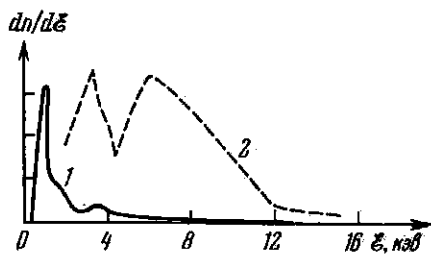


Рис. 30.15. Распределение ионов по энергиям в момент времени  $t = 420 \text{ мсек}$  для спокойного распада (1) и в случае стремительного сброса плотности (2). Установка 2XII.

недостаточно ясным причинам, на кривой изменения плотности обнаруживаются сбросы катастрофического масштаба.

На рис. 30.14 приведены типичные кривые  $n = f(t)$  для обоих случаев распада. Сплошная кривая описывает поведение плазмы в условиях спокойного распада, пунктир относится к процессам со скачкообразным убыванием плотности. На рис. 30.15 изображены графики распределения ионов по энергиям для обоих случаев. Отличия разительны: «спокойному» распаду отвечает кривая с одним максимумом, в периоды стремительного сброса плотности на энергетическом спектре присутствуют два или три максимума. Одновременно со сбросами плотности возрастает амплитуда ВЧ-шумов в диапазоне ионно-циклотронной частоты, увеличивается интенсивность светового излучения плазмы и растет доля частиц большой энергией в потоке нейтралов перезарядки.

Таковы главные экспериментальные факты. К сожалению, мы не можем с уверенностью предложить в настоящее время законченную схему, объясняющую всю совокупность наблюдаемых явлений. Правда, в соответствии со сказанным выше, измеренные времена жизни для случаев спокойного распада на начальной

фазе процесса оказываются меньше рассчитанных всего в 2—3 раза, но затем темп распада возрастает и при уменьшении плотности от начальных значений до  $\approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  величина  $n_t$  убывает приблизительно в 10 раз. Авторы работы [164] приписывают это расхождение с теорией коллективному рассеянию ионов на медленно развивающихся конвективных неустойчивостях. Что касается быстрых сбросов плотности, то их корреляция с появлением двугорбого энергетического распределения несомненна, и попытка связать ускоренный распад плазмы с развитием специфической неустойчивости кажется совершенно естественной. Однако причины, инициирующие развитие этих сильно инверсных функций распределения, остаются невыясненными.

Не останавливаясь отдельно на изложении результатов измерений, выполненных на установке DECA, отметим только, что в целом экспериментальные данные хорошо согласуются со столкновительной моделью, но сравнительно большое давление остаточного газа приводит к тому, что перезарядочный механизм ухода частиц на поздних стадиях распада плазмы становится доминирующим [165].

В заключение несколько замечаний о совершенно другом методе стабилизации желобковой неустойчивости — методе обратных связей. Как мы знаем, исходным моментом в развитии желобковой неустойчивости, приводящей к радиальному дрейфу плазмы и ее попаданию на стенки камеры, служат азимутальные электрические поля, созданные поляризационными зарядами. Если на периферии ловушки разместить изолированные электроды, на которых автоматически, через емкостные датчики, подавать потенциалы, формирующие электрические поля обратного знака, то инкремент неустойчивости должен уменьшиться и в принципе может быть достигнута полная стабилизация плазменной конфигурации.

Соответствующие эксперименты были начаты на установке Огра-2 и продолжены на установке Огра-3 [169, 170]. Результаты получились обнадеживающие. На установке Огра-3 магнитное поле, полученное на сверхпроводящих соленоидах, имело простую пробочную конфигурацию с  $(B_0)_{\text{max}} = 24 \text{ кэс}$  и пробочным отношением  $\alpha_1 = 2,1$ . Плазма получалась в ловушке путем лоренцевской ионизации пучка водородных атомов; максимальное значение потока атомов, инжектированного в ловушку, составляло 25 экв. ма. Пороговое значение плотности для развития желобковой неустойчивости, согласно расчету, равнялось  $1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ . Применение двух стабилизирующих электродов позволило увеличить плотность плазмы в ловушке в четыре раза, а в случае четырех электродов было достигнуто возрастание  $n_i$  на порядок величины. Следует иметь в виду, что данный метод находится в стадии развития, и можно надеяться на дальнейший прогресс в этой области.

## ГЛАВА X

### ЗАМКНУТЫЕ МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ

#### § 31. Общие вопросы. Установки со слабым продольным полем

В замкнутой магнитной системе силовые линии не уходят на бесконечность, а в простейшем случае образуют окружность. В общем случае они остаются разомкнутыми и, бесконечно навиваясь вокруг некоторой оси системы, формируют магнитные поверхности. Продольное магнитное поле ловушки создается соленоидальной обмоткой, размещаемой снаружи вакуумной камеры. Плазма образуется в системе путем пропускания кольцевого тока  $J$ , создающего азимутальное поле  $B_\phi$ . Теперь в первом приближении в системе нет магнитных пробок, нет конусов потерь, отсутствуют и запертые частицы. В простейшем варианте функции нагрева возлагаются на кольцевой ток, а функции стабилизации плазменной конфигурации — в основном на продольное поле. Система задумана как квазистационарное устройство. Во всяком случае предполагается, что время существования тока много больше пролетных времен.

Переходя к описанию замкнутых систем, следует четко выделить одно фундаментальное соображение. В открытых системах достаточно одного «неудачного» столкновения, чтобы запертая частица попала в конус потерь и ускользнула из ловушки. В замкнутых системах уход частиц в принципе должен носить диффузионный характер: в так называемых устойчивых режимах нужны десятки столкновений для ухода частиц из ловушки. Высказанное соображение остается справедливым в любой ситуации, даже если диффузия частиц аномально велика.

Откладывая на дальнейшее обсуждение вопроса о геометрии магнитных поверхностей, так как она зависит от выбора варианта конструктивного решения установки, рассмотрим принципиальную схему реализации типичной замкнутой системы.



Основными элементами конструкции являются (см. рис. 31.1)

1) Железный сердечник. Пронизывающий его переменный магнитный поток  $\Phi$  создает вихревую э.д.с. индукции, которая поддерживает протекание кольцевого тока.

2) Соленоидальная обмотка. Протекающий через нее ток создает стабилизирующее продольное магнитное поле  $B_{\parallel} = B_0$ .

3) Массивный проводящий (медный) кожух с разъемом. Ток Фуко, возникающие в кожухе при смещении плазменного шнура от оси, создают поперечное магнитное поле, удерживающее плазменный виток в равновесии, и оказывают стабилизирующее действие на длинноволновые МГД-неустойчивости плазмы (см. § 14).

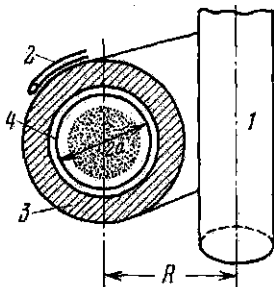


Рис. 31.1. Основные элементы конструкции замкнутой магнитной ловушки. 1 — железный сердечник; 2 — обмотка катушки, создающей магнитное поле; 3 — массивный медный кожух; 4 — лайнер.

4) Тонкий герметичный лайнер. Это металлическая оболочка, которая служит вакуумным сосудом. Малая толщина стенок необходима, так как в противном случае ток, индуцируемый в короткозамкнутом металлическом витке лайнера, слишком велик. Для обеспечения совершенных вакуумных условий должна быть предусмотрена возможность напряженной тепловой тренировки лайнера.

5) Диафрагмы. Изготовленные из вольфрама или молибдена, они ограничивают максимальный поперечный размер плазменного шнура.

Рассмотрим сначала условия равновесия плазменного шнура по малому радиусу  $a$  и большому радиусу  $R$ . Следует различать три магнитных поля: магнитное поле тока  $B_{\phi}$ , продольное магнитное поле  $(B_{\theta})_{in}$  внутри шнура, вмороженное в плазму в случае хорошей проводимости, и внешнее продольное поле  $(B_{\theta})_{ex}$  между границей плазменного шнура и кожухом.

Условие равновесия по малому радиусу получим, записав равенство давлений внутри и снаружи шнура:

$$P + \frac{(B_{\theta})_{in}^2}{8\pi} = \frac{(B_{\theta})_{ex}^2}{8\pi} + \frac{B_{\phi}^2}{8\pi}, \quad (31.1)$$

где через  $P = 2nkT$  обозначено газовое давление плазмы. Если рассматриваемая ловушка представляет собой тор с большим отношением  $R/a$ , то, не делая заметной ошибки, можно положить

$$B_{\phi} = 2J/ca$$

и переписать равенство (31.1) в виде:

$$4NkT = \eta(J^2/c). \quad (31.2)$$

Здесь через

$$N = \pi a^2 n$$

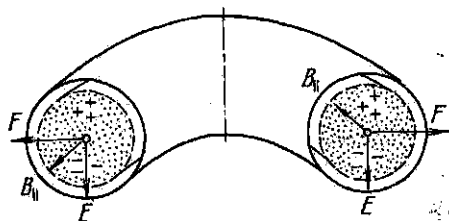
обозначено число частиц одного знака, приходящееся на 1 см длины тора, и через  $\eta$  обозначено выражение

$$\eta = 1 - \frac{(B_{\theta})_{\text{in}}^2 - (B_{\theta})_{\text{ex}}^2}{B_{\phi}^2}. \quad (31.3)$$

Парамагнитный шнур отвечает значениям  $\eta < 1$ .

Условие равновесия по большому радиусу мы получим, если учтем, что тороидальный плазменный виток как с продольным магнитным полем, так и без него стремится расширяться. С микроскопической точки зрения этот механизм легко разъяснить, рассматривая дрейфы заряженных частиц в неоднородном магнитном поле.

Частицы различных знаков сместятся в противоположные стороны (в верхнюю и нижнюю части тора), возникнет поляризация плазмы и произойдет дрейф всей плазмы как целого к наружной стенке тора в скрещенных электрических и магнитных полях. Окончательный результат — вынос плазмы на наружную стенку тора (см. рис. 31.2).



Заметим, кстати, что охарактеризованный процесс будет происходить независимо от наличия или отсутствия тока в плазменном витке.

С макроскопической точки зрения расширение плазменного витка происходит в результате действия нескольких механизмов.

1. Электродинамический механизм. Этот эффект проще всего описывается как расширение замкнутого витка с током (школьный пример: противоположно направленные токи расталкиваются!).

2. Газодинамические эффекты. По мере возрастания температуры плазмы и увеличения газового давления возникает тенденция к расширению плазменного витка по обоим диаметрам. Наглядная аналогия: по мере накачивания резиновой велосипедной шины происходит не только ее утолщение, но и увеличение ее большего диаметра.

3. Электротехнические эффекты. Магнитная проницаемость сердечника конечна. Поэтому магнитные поля рассеяния, проникающие внутрь тора, взаимодействуют с плазменным током, приводят к появлению дополнительной силы, действующей на плазменный виток, и также вызывают расширение плазменного витка (впрочем, в отдельных случаях поля рассеяния вызывают эффект обратного знака).

В результате совместного действия всех трех механизмов происходит смещение центра плазменного шнура:

$$\Delta(t) = \Delta_1(t) + \Delta_2(t) + \Delta_3(t). \quad (31.4)$$

Стабилизирующее действие массивного медного кожуха носит динамический характер. Происходящее при смещении плазменного шнура сжатие магнитного поля в зазоре между плазмой и кожухом и реакция возросшего магнитного давления на шнур проявляется только до тех пор, пока магнитное поле не проникнет через медный проводник. Время диффузии поля через оболочку, т. е. время скинирования, может быть вычислено по формуле

$$\tau = 2\sigma\delta b/c^2, \quad (31.5)$$

где  $\sigma$  — проводимость,  $b$  — радиус сечения кожуха и  $\delta$  — его толщина. Подставляя численное значение проводимости  $\sigma = 5 \cdot 10^{17}$  ед. СГСЭ для меди, получим, что при толщине кожуха в несколько сантиметров и при  $b = 50$  см обеспечиваются времена диффузии, измеряемые десятками долями секунды.

До сих пор обсуждались вопросы равновесия шнура, теперь мы переходим к проблемам устойчивости. Необходимо различать два варианта, два направления, по которым шло развитие замкнутых систем: это ловушки со сравнительно слабым продольным полем и ловушки с сильным продольным полем (Токамаки).

В этом параграфе рассматривается первый случай. Как было подробно разъяснено в § 14, продольное магнитное поле в предположении хорошей проводимости плазмы и, следовательно, в замороженности силовых линий превосходно стабилизирует токовые МГД-неустойчивости с  $m = 0$  (перетяжки). Сложнее обстоит дело с неустойчивостями типа изгибов, т. е. неустойчивостями с модой  $m = 1$ . Вмороженное продольное поле стабилизирует коротковолновые возмущения при  $\lambda \ll 2\pi a$ . Функции стабилизации длинноволновых возмущений возлагаются на кожух.

Здесь требуется, впрочем, некоторое уточнение. Если плазменный шнур, по мере нарастания текущего через него тока и постепенного сжатия под действием собственного магнитного поля, полностью сосредоточит внутри себя продольное поле, так что  $(B_z)_{\text{ex}}$  между плазмой и кожухом будет равно нулю, то схематическая картинка, приведенная на рис. 14.8 (стр. 125), будет справедлива и коротковолновые возмущения будут подавлены действием  $B_z$ . Если захват поля в плазменный шнур будет неполным, то силовые линии снаружи шнура будут представлять собой не окружности, а винтовые линии, и модель рис. 14.8 перестанет быть правильной. Таким образом, остаток наружного продольного поля препятствует стабилизации возмущения.

Далее, определенные ограничения налагаются и на отношение малого радиуса плазменного шнура  $a$  к внутреннему радиусу кожуха  $b$ . Если  $a/b$  очень мало, то будут существовать такие длины возмущения  $\lambda \geq 2\pi a$ , которые уже не стабилизируются продольным полем, но появление которых в силу малости  $a$  будет «не замечено» в кожухе: поле вблизи кожуха при больших значениях  $b/a$  не изменится заметным образом. Иными словами, индуцируемые токи Фуко, подавляющие возмущение, будут слишком

слабы. Расчет показывает, что минимальное, еще допустимое значение  $a = 0,2 b$ .

Итак, теоретическая идеология систем со слабым продольным магнитным полем такова. После пробоя газа по всему сечению лайнера должно происходить постепенное нарастание тока, текущего через плазму, сопровождающееся нагреванием плазмы, сжатием шнура и скинированием тока. Хорошая проводимость плазмы должна обеспечивать вмороженность продольного поля. Функция стабилизации перетяжек возложена на продольное поле, нарастающее в  $(b/a)^2$  раз при сжатии шнура. Стабилизация змеек при  $\lambda < 2\pi a$  также возлагается на вмороженное поле. Длинноволновые возмущения должны стабилизироваться металлическим кожухом. Джоулев нагрев плазмы током носит квазистационарный характер. Продольное и азимутальное магнитные поля четко разделены в пространстве: продольное поле вморожено и спрятано внутри шнура, азимутальное поле сжимает шнур снаружи; внутри шнура оно быстро убывает, так как ток предполагается скинированным. Роль критерия Шафранова — Крускала предполагается несущественной, так как  $B_0 \approx B_\phi$ .

Идеология систем с сильным магнитным полем, напротив того, полностью основана на использовании критерия Шафранова — Крускала и разбирается в следующем параграфе.

Перейдем к описанию экспериментов, выполненных на установках со слабым продольным полем. Основная масса экспериментальной информации была получена в ходе исследований, выполненных на двух больших установках Зета и Альфа, построенных в конце пятидесятых годов [171, 172]. Опыты продолжались около десяти лет и дали много полезных сведений о поведении плазмы в замкнутых системах, но в настоящее время эти исследования прекращены в связи со смещением интересов большинства физиков в сторону установок с сильным полем. Указанное обстоятельство позволяет теперь рассматривать эти работы в схематизированной и сжатой форме и не останавливаться ни на конструктивных деталях, ни на анализе некоторых различий в экспериментальных результатах, полученных на каждой из этих установок в отдельности.

Важнейшие геометрические и электротехнические параметры обеих установок приведены в табл. 7.

Отметим некоторые особенности установки Зета. На первичную обмотку трансформатора с железным сердечником разряжается конденсаторная батарея, вторичной обмоткой служит плазменный виток; коэффициент трансформации 9 : 1. Для затягивания импульса тока применяется специальная электрическая схема, которая обеспечивает закорачивание первичной обмотки трансформатора в момент, когда напряжение проходит через нуль. Вторичный плазменный ток в этих условиях не проходит через нуль, а постепенно спадает во времени в соответствии с величинами индуктивности и омического сопротивления газового витка.

Параметр	Зета	Альфа
Большой радиус тора $R$ , см	200	160
Внутренний радиус кожуха $b$ , см	50	50
Продольное магнитное поле $B_0$ , гс	до 1200	до 1200
Э.д.с. индукции на обходе $U$ , кв	1—2	1—2
Амплитуда плазменного тока $J$ , ка	до 400	до 350
Длительность импульса тока $\tau$ , мсек	4	2—3

Рабочий интервал начальных давлений водорода в обеих установках получается сравнительно узким:  $10^{-4}$ — $5 \cdot 10^{-3}$  тор. При еще более низких давлениях пробивное напряжение оказывается слишком высоким, так что не помогает даже применение

высоочастотного поджига. Использование больших начальных давлений неразумно, так как приводит к слишком большому числу частиц в поперечном сечении шнура.

Главные экспериментальные результаты были получены из анализа электрических измерений (осциллограмм плазменного тока и напряжения), из показаний магнитных зондов, спектроскопических измерений и результатов пассивной корпускулярной диагностики.

На рис. 31.3 приведены осциллограммы тока и напряжения, полученные в типичном режиме на установке Зета. Ничего похожего на ожидаемые плавные кривые, которые отвечали бы квазистационарному процессу, нет и в помине. Осциллограммы тока содержат множество мелких изломов, а кривая напряжения вся испещрена резкими выбросами, амплитуда которых превышает напряжение, приложенное к разрядной камере. Частота импульсов лежит в интервале  $10^5$ — $10^6$  гц.

Рис. 31.3. Осциллограммы тока и напряжения, полученные на установке Зета в типичном режиме.  $P_0 = 1,25 \cdot 10^{-4}$  тор (95%  $D_2$  + 5%  $N_2$ );  $B_z = 160$  гс;  $J_{\max} = 140$  ка. Развертка 5 мсек. 1 — первичный ток  $J_1$ ; 2 — вторичный ток  $J_2$ ; 3 — напряжение на обходе; 4 —  $dJ_2/dt$ .

Отчетливо выраженная нестационарность происходящих процессов полностью согласуется и с оптической картиной, получаемой при скоростной развертке свечения шнура. Трудно говорить о каком-либо определенном поперечнике плазменного шнура, рас-

смотрящая фотопленку, на которой получено изображение свечения плазмы, развернутое во времени. Заметим, что всплески свечения стенок камеры в ряде случаев оказываются хорошо коррелированными с импульсами перенапряжения на осциллограмме  $U(t)$ . Принимая для самой грубой оценки, что к моменту достижения максимума тока плазма занимает приблизительно половину сердечника камеры, и считая, что плотность тока постоянна по сечению, иными словами, игнорируя возможное скинирование тока, можно получить усредненное значение проводимости плазмы. В типичных режимах ( $J \approx 150$  ка,  $B_0 \approx 300$  гс)

$$\sigma \approx (3 \div 4) \cdot 10^{14} \text{ ед. СГСЭ.}$$

Воспользовавшись формулой (31.5), легко убедиться, что толщина скин-слоя в этих условиях действительно оказывается порядка радиуса шнура и должна быть еще больше на начальных

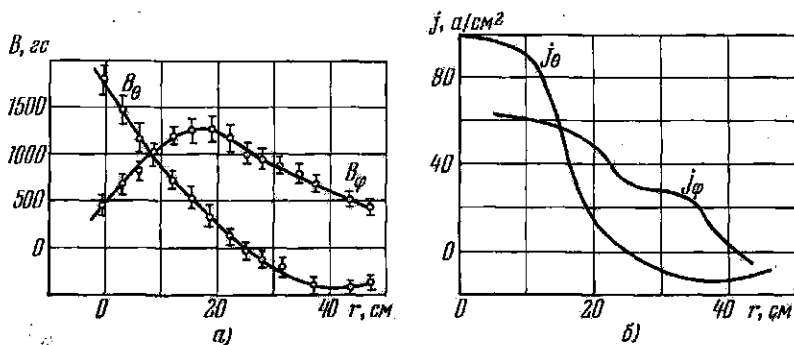


Рис. 31.4. Пространственное распределение напряженности магнитного поля и плотности тока. Исходное продольное поле  $(B_0)_0$  вычтено. Значения плотности тока рассчитаны на основе экспериментальных кривых рисунка а.

стадиях процесса. Применение формулы Спитцера позволяет получить оценку электронной температуры плазмы: в тех же типичных условиях разряда, к которым относятся приведенные выше осциллограммы тока и напряжения, плазма остается холодной в течение всего процесса,  $T_e = 10 - 20$  эв.

Опыты с магнитными вондами были проведены с большим размахом и тщательностью: измерения азимутальной и продольной компонент напряженности поля выполнялись синхронно по всему сечению шнура с помощью 16 миниатюрных катушек (подробности см. в § 19). В результате удалось реконструировать картину пространственного распределения напряженности магнитного поля и плотности тока для различных стадий процесса. На рис. 31.4 приведены графики для момента времени, когда плазменный ток достигает максимального значения 160 ка. После пробоя газа ток течет по всему сечению камеры, а затем возрастает в присоединенной

области, где проводимость и электронная температура должны быть велики.

Интересно, что плазменный шнур оказывается парамагнитным, т. е.  $(B_{\theta})_{\text{in}} > (B_{\theta})_{\text{ex}}$ , но это обстоятельство нельзя связывать с нарастанием продольного поля в процессе сжатия шнура, так как проводимость плазмы слишком мала и вмороженность поля отсутствует. Естественное объяснение наблюдаемого факта состоит в анизотропии проводимости и формировании винтообразно изогнутых линий тока.

Плазменное давление  $P = 2nkT$  получается очень малым, что, впрочем, вполне понятно, если учесть низкую электронную температуру. Используя значения электронной плотности, полученные из микроволновых измерений, и значения электронной температуры, определенной из данных по проводимости плазмы (а также из спектроскопических измерений, см. ниже), получаем значения плазменного давления, которые находятся в удовлетворительном согласии с оценками величины  $P$ , основанными на опытах с магнитными зондами.

Переходим к обсуждению спектроскопических данных. Особенно интересные результаты были получены А. Н. Зайделем и его сотрудниками на установке Альфа [121, 174, 175]. Вся спектроскопическая информация может быть разбита на следующие основные разделы: 1) спектральный анализ состава плазмы, основанный на изучении интегральных спектров; 2) исследование полуширины и сдвига спектральных линий; 3) исследование в инфракрасной области. Рассмотрим эти разделы последовательно.

1) Интегральные спектры в видимой и ультрафиолетовой области исключительно богаты: число линий примесей, находящихся в разных состояниях ионизации и возбуждения, огромно. Общее число бесспорно идентифицированных линий достигает 300—400. Главные источники свечения — это линии многократно ионизованных кислорода, азота, углерода, а также кремния, алюминия, фтора. В наиболее напряженных режимах наблюдаются линии пятикратно ионизованного кислорода и семикратно ионизованного аргона (аргон вводился в виде добавки; опыты на установке Зета). Таким образом, сильное взаимодействие плазмы со стенками камеры бесспорно. Временной ход интенсивности линий, появление которых обусловлено взаимодействием со стенкой (линии кремния, алюминия и др.), показывает, что этот процесс начинается на ранних стадиях протекания тока.

2) Главный результат анализа уширенных контуров спектральных линий примесей состоит в следующем: эффективная ионная температура, которую можно оценить из доплеровской полуширины  $\Delta\lambda_D$  и которая должна характеризовать хаотическую энергию ионов, на всех установках (Зета, Альфа и ряд других) резко превышает электронную температуру. На рис. 31.5 приведены, например, данные, полученные на установке Альфа. Как мы видим, энергия ионов OVI отвечает «температуре» в  $13 \cdot 10^6$  °К.

Заметим, что измеренные значения  $T_i$  в общем возрастают с увеличением кратности ионизации  $Z$ . Увеличение разрядного тока не сопровождается возрастанием энергии ионов. Допплеровский характер профиля линий не вызывает сомнений, низкие плотности плазмы не могут приводить к штарковскому уширению наблюдаемой величины  $\Delta\lambda$ .

Утверждение о линейном возрастании  $T_i$  с  $Z$  не было подтверждено в опытах, проделанных на установке Зета, и возникшая дискуссия не привела к исчерпывающему разъяснению вопроса, но центральный вывод из экспериментальных исследований остается в силе: энергия многозарядных тяжелых ионов примесей в десятки раз превышает электронную температуру.

Каким же способом ион приобретает энергию? Здесь мы снова вступаем в решительное противоречие с теоретической картиной, обрисованной вначале: ведь если плазма нагревается за счет джоулевого эффекта тока, то в первую очередь должны нагреваться электроны, но при столкновительном механизме передачи энергии холодные электроны не могут нагревать горячие ионы. Таким образом, неизбежным становится признание того или иного механизма неустойчивости плазмы, ответственного за раскачку ионов.

Этот сложный и интересный вопрос в экспериментальном плане связан с попыткой обнаружения беспорядочного, но не теплового движения в макроскопических объемах плазмы. С этой целью на установке Альфа было проведено специальное исследование ряда линий. Цилиндрическая линза дает увеличенное (примерно в 10 раз) изображение изучаемой линии в плоскости ребра делящей призмы (см. рис. 31.6). Покрытые алюминием грани призмы отбрасывают в отраженных пучках излучение разделенных «половинок» линии. Интенсивности разделенных пучков регистрируются двумя фотоумножителями со строго одинаковой чувствительностью; выходные сигналы поступают на двухлучевой осциллограф. Если упорядоченное движение плазмы, в пределах временного разрешения аппаратуры, отсутствует, то сигналы должны быть в точности синфазны, отражая лишь флуктуации температуры вдоль луча зрения. В противном случае линия будет асимметрична и регистрируемые сигналы должны находиться в противофазе.

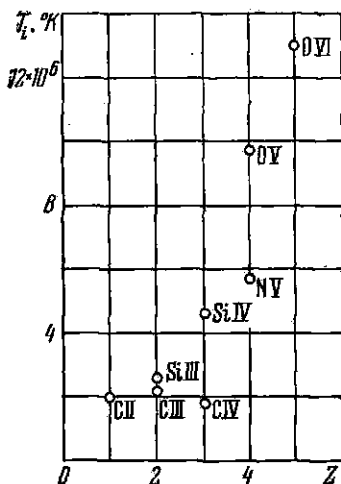


Рис. 31.5. Зависимость «ионной температуры» от кратности ионизации  $Z$ . Установка Альфа.



Анализ ряда осциллограмм, снятых при длительности развертки в 150 мксек (напомним, что длительность разряда на установке Альфа составляет 2—3 мсек), действительно указывает на присутствие колебаний, находящихся в противофазе. Частота этих колебаний составляет примерно  $10^6$  гц. Разумеется, возникает вопрос, можно ли полностью объяснить наблюдаемые полуширины примесных линий макроскопическим, но хаотическим движением плазмы? К сожалению, мы не располагаем окончательным ответом.

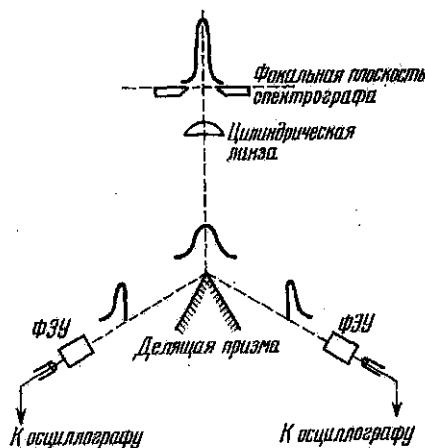


Рис. 31.6. Схема аппаратуры для экспериментального обнаружения беспорядочного вращательного движения в макроскопических объемах плазмы.

Если излучение из плазмы собирается вдоль пути  $\delta$ , то

$$I_0 = \text{const} \cdot \frac{n_i n_e}{T_e^{3/2}} \bar{g}_{if} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right). \quad (31.6)$$

Если излучение из плазмы собирается вдоль пути  $\delta$ , то

$$I = \int_0^{\delta} I_0 e^{-\gamma x} dx = I_0 \frac{1 - \exp(-\gamma\delta)}{\gamma}, \quad (31.7)$$

где  $\gamma$  — коэффициент поглощения. При малых значениях  $\gamma\delta$ , очевидно, имеем:

$$I = I_0 \delta. \quad (31.8)$$

Напротив того, если  $\gamma\delta \gg 1$ , то

$$I = I_0 / \gamma. \quad (31.9)$$

Но для коэффициента поглощения плазмы имеется формула:

$$\gamma = \text{const} \cdot \bar{g}_{if} \frac{n_i n_e}{T_e^{3/2} \nu^2}. \quad (31.10)$$

Тогда выражение для спектральной плотности при условии  $\gamma\delta \gg 1$

и  $h\nu \ll kT$  принимает вид:

$$I = \text{const} \cdot T_e v^2, \quad (31.11)$$

т. е. мы приходим к закону Рэля — Джинса для абсолютно черного тела. Таким образом, спектральная плотность излучения плазмы, выраженная в шкале частот, в области коротких длин волн должна быть величиной постоянной, а при переходе к большим длинам волн изменяться как  $1/\lambda^2$  в соответствии с законом Рэля — Джинса. В дважды логарифмическом масштабе мы должны поэтому получить график  $I(\lambda)$  в виде участка горизонтальной прямой в коротковолновой области и наклонной прямой с угловым коэффициентом  $-2$  при больших значениях  $\lambda$ .

Соответствующие эксперименты были проведены на установке Зета [176, 177]. Измерения выполнены в интервале длин волн от 0,1 до 2,0 мм. Использовалась отражательная дифракционная решетка и два рода детекторов — болометр и полупроводниковый детектор из InSb, охлаждаемые до гелиевых температур. На рис. 31.7 изображена полученная кривая для зависимости  $I(\lambda)$ . Переход от области постоянных значений  $I$  к области применимости закона Рэля — Джинса выступает с

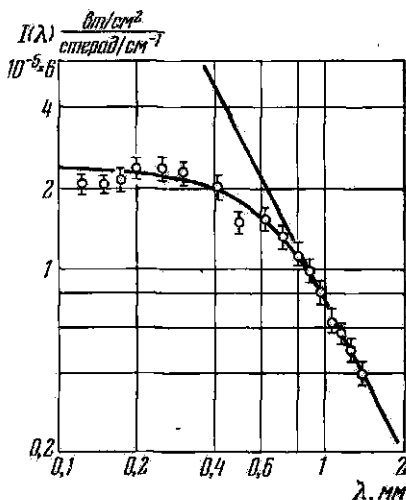


Рис. 31.7. Спектральная плотность излучения, полученная на установке Зета в интервале длин волн от 0,1 до 2 мм.  $P_0 = 5 \cdot 10^{-3}$  тор ( $D_2$ );  $B_z = 1120$  эс.

полной отчетливостью. Для наилучшего согласования экспериментальных точек с теоретическими кривыми в нашем распоряжении оказываются два параметра:  $T_e$  и произведение  $n_e n_i \delta$  — электронной и ионной плотности на толщину плазмы. Оценка  $T_e$  дает значение, близкое к 10 эв. Более подробные исследования, в которых комбинировались измерения в коротковолновой и длинноволновой областях спектра и использовалось высокое временное разрешение полупроводникового детектора, позволили получить для ряда режимов установки временной ход  $n_e$  и  $T_e$ .

Остановимся на результатах анализа энергетического спектра нейтралов перезарядки. Опыты, проведенные на установке Альфа, доказали, что в плазме присутствуют протоны с энергиями в тысячи электронвольт. Область низких энергий не удалось изучить, но энергетическое распределение в потоке нейтралов перезарядки характеризуется наличием протяженного «хвоста»

спектра в области высоких энергий. Если разряд происходит в дейтерии, то наличие в плазме дейтронов с энергиями 10 — 20 *кэв* должно сопровождаться ядерными ( $d, d$ )-реакциями и появлением нейтронного излучения. Такое излучение было действительно обнаружено на установке Зета, вызвало в свое время радужные надежды и оживленные дискуссии. Мы не будем останавливаться на этом вопросе, представляющем сейчас только исторический интерес, так как аналогичный, но более ранний эпизод из истории физики горячей плазмы рассмотрен ниже, в § 36. Впрочем, превосходное по яркости и живости описание той психологической атмосферы, которая возникает в подобной ситуации, содержится в великолепном фильме Михаила Ромма «Девять дней одного года».

Низкая электронная температура плазмы в замкнутых системах со слабым продольным полем приводит к тому, что при большой силе тока легко реализуются условия, когда значительная часть электронов переходит в режим непрерывного ускорения и образует оторванную группу быстрых частиц [см. § 10, формулы (10.8) — (10.10)]. Эти убегающие электроны при бомбардировке диафрагм или стенок камеры должны создавать сплошной спектр жесткого рентгеновского излучения. Такое излучение с широким спектром, простирающимся вплоть до энергий квантов  $\sim 1$  *Мэв*, действительно было зарегистрировано на ряде установок.

Подведем итоги.

Результаты экспериментов решительно расходятся с предсказаниями, основанными на простой теоретической модели, в которой кольцевой ток нагревает и термоизолирует плазму. Электроны остаются холодными и проводимость плазмы низкая. Энергия ионов существенно превышает энергию электронов. Распределение ионов и электронов по энергии — не максвелловское. Плазма интенсивно взаимодействует со стенками разрядной камеры и сильно загрязнена примесями. Скипирование плазменного шнура слабо выражено, продольное и азимутальное магнитные поля перепутаны. Наличие продольного поля снаружи от шнура создает винтовую конфигурацию поля между плазмой и кожухом. Плазма может «пролезать» между силовыми линиями этого винтового поля, так как критерий Шафранова — Крускала заведомо не выполняется — ведь это системы со слабым продольным полем! Переход к системам с сильным магнитным полем представляется совершенно естественным.

## § 32. Тороидальные системы с сильным магнитным полем.

Установки типа Токамак [59, 178—182]

Основная доля исследований, выполненных до настоящего времени на установках типа Токамак, была осуществлена в Советском Союзе, в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова, где эти работы были начаты свыше 20 лет назад в лаборатории

Н. А. Явлинского, который был первым организатором этого направления. После безвременной смерти Н. А. Явлинского в 1962 г. изучение замкнутых плазменных конфигураций в тороидальных установках систематически и настойчиво продолжалось во все возрастающих масштабах на протяжении следующего десятилетия той же группой физиков под руководством Л. А. Арцимовича. Только в самые последние годы соответствующие установки были построены в США, Франции, Японии. Приятно заметить, что все главные результаты, полученные в разных странах и на различных установках, в общих чертах совпадают с теми, которые были получены раньше в нашей стране. Некоторые отличия относятся скорее к деталям интерпретации происходящих процессов, чем к экспериментальным фактам.

Отличительной чертой установок Токамак является использование в качестве основного стабилизирующего фактора очень сильного продольного поля, напряженность которого (десятки килогаусс) существенно превышает напряженность поля плазменного тока.

Напомним, что в установках со слабым продольным полем (Зета, Альфа) токовые неустойчивости с  $m = 0$  и  $m = 1$  подавляются действием продольного поля и токов Фуко в массивном металлическом кожухе разрядной камеры. Перетяжки стабилизируются замороженным в плазму продольным полем, которое должно сохраниться в сечении плазменного витка при его отрыве от стенок и стягивании под действием магнитного поля тока, текущего через плазму. Коротковолновые возмущения с  $m = 1$ , т. е. извивание витка при  $\lambda \ll 2\pi a$ , аналогичным образом стабилизируются замороженным полем. Длинноволновые возмущения с  $m = 1$  подавляются действием токов Фуко. Характерной чертой этой модели процесса является четкая сегрегация полей: снаружи плазмы  $B_{\parallel} = 0$ , присутствует только азимутальное поле тока; продольное поле заморожено в хорошо проводящую плазму, по скинковой корочке которой течет ток; внутри плазмы  $B_{\phi}$  мало. Как мы знаем, действительность оказывается весьма далекой от этой идеальной картины.

В Токамаках продольное поле присутствует и внутри, и снаружи плазменного шнура, причем в каждой точке сечения шнура предполагается реализованным условие Шафранова — Крускала, т. е. предполагается, что

$$q = \frac{r}{R} \cdot \frac{B_{\parallel}}{B_{\phi}(r)} \gg 1.$$

В результате осуществляется стабилизация винтовых неустойчивостей и других МГД-неустойчивостей с тем более высокой модой, чем выше запас устойчивости  $q$ . Роль проводящего кожуха в Токамаке сохраняется прежней: демпфирование тех медленных и длинноволновых смещений витка, которые могут привести к контакту

плазмы со стеной камеры. Функции нагревания плазмы, разумеется, возлагаются на джоулев эффект тока, текущего через виток.

Таковы, в нескольких словах, те простые соображения и та модель процесса, которая была положена в основу старта программы Токамак. Остановимся сначала на конструктивных вопросах

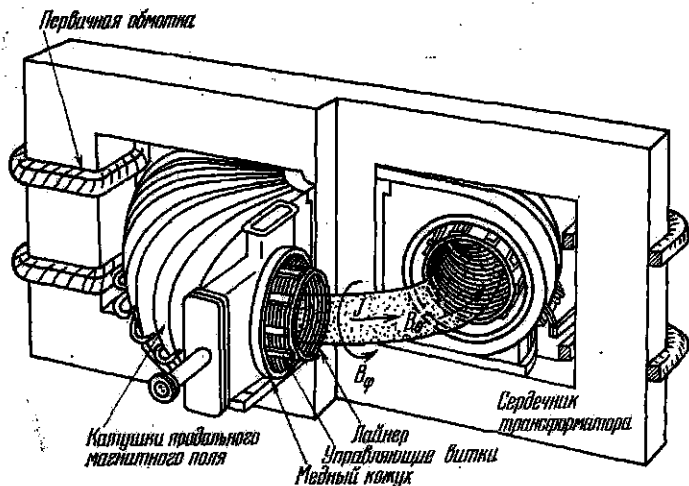


Рис. 32.1. Схема установки Токамак.

и общих параметрах установок, а затем перейдем к систематическому описанию главных результатов, полученных в ходе экспериментальных исследований.

Стандартные элементы конструкции замкнутой магнитной ловушки остаются прежними (рис. 32.1). Разрядная камера охватывает железный сердечник трансформатора, который используется для создания индукционного тока. Наружная оболочка камеры — кожух — изготавливается из толстых ( $\approx 30$  мм) медных листов с изолирующими разрезами. Внутренняя оболочка — герметичный лайнер — изготавливается обычно из тонкой (2—3 мм) нержавеющей стали. Внутри лайнера укреплены вольфрамовые диафрагмы, ограничивающие сечение плазменного витка и уменьшающие его взаимодействие со стенкой камеры. Снаружи камеры находятся катушки, формирующие продольное магнитное поле.

Для питания первичной обмотки трансформатора, создающего индукционный ток в плазме, применяются конденсаторные батареи с запасом энергии до  $10^6$  Дж. Катушки продольного поля обычно питаются импульсным генератором большой мощности. Так, например, на установке Т-4 используется генератор с импульсной мощностью, достигающей 75 000 квт.

На современных Токамаках применяется целый арсенал самой разнообразной и весьма рафинированной диагностической аппаратуры. В этом отношении большие установки, сооружаемые в связи с развитием программы работ по управляемому синтезу, начинают приближаться по своей оснастке к современным ускорителям заряженных частиц. В качестве иллюстрации на рис. 32.2

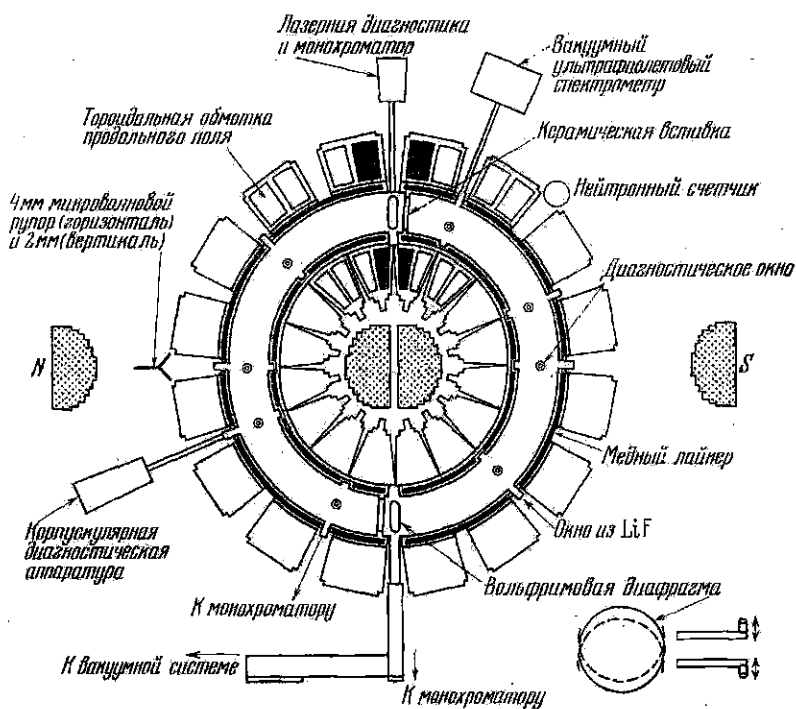


Рис. 32.2. Размещение измерительной аппаратуры вокруг установки Токамак-ST.

показано (в плане) размещение измерительной аппаратуры вокруг установки Токамак-ST, переделанной из установки Стелларатор-С. Ограничимся перечислением главных методов.

- а) Электротехнические датчики [измерение  $J(t)$  и  $U(t)$ ].
- б) Лазерная диагностика (измерение  $T_e$  и  $n_e$  по сечению плазменного шнура).
- в) Пассивная корпускулярная диагностика (измерение энергетического спектра нейтралов перезарядки).
- г) Микроволновое зондирование (измерение  $n_e$  по сечению).
- д) Спектроскопия в видимой области, ближнем и вакуумном ультрафиолете (измерение  $T_e$ ,  $T_i$  и  $n_i$  различных примесей).
- е) Нейтронные счетчики (оценка  $T_i$ ).

В табл. 8 приведены главные параметры нескольких современных установок. В ней через  $R$  обозначен большой радиус тора, через  $b$  — малый радиус (до медного кожуха);  $a_{\text{max}}$  — максимальный радиус плазмы, определяемый диафрагмой;  $B_{\text{max}}$  — максимальное значение продольного поля;  $\tau_{\text{max}}$  — максимальная длительность разрядного импульса тока.

Таблица 8  
Параметры установок Токамак

Модель	$R$ , см	$b$ , см	$a_{\text{max}}$ , см	$B_{\text{max}}$ , кэс	$\tau_{\text{max}}$ , мсек
T-4	90	23	17	50	200
TM-3	40	12	8	30	6
T-6	70	25	15—25	15	50
ST	109	17	14	44	50
TFR	98	—	20	60	500

Предварительный прогрев лайнера до температуры 400—450 °С, использование металлических уплотнений и применение наиболее совершенных высоковакуумных насосов обеспечивает получение исходного вакуума на уровне порядка  $10^{-8}$  тор.

Еще одно замечание конструктивного характера. Управление положением плазменного витка относительно стенок камеры, а также юстировка его начального размещения достигаются с помощью системы продольных витков, создающих небольшое дополнительное поле, ориентированное перпендикулярно к плоскости тора. Эти витки размещаются непосредственно на оболочке камеры. В качестве примера укажем, что на установке T-3 с помощью этих дополнительных обмоток исходная поперечная составляющая поля рассеяния была снижена от величины в 40 гс при 25 кэс основного поля до нескольких гаусс.

Обращаясь к описанию экспериментальных результатов, полученных на различных установках семейства Токамак, следует иметь в виду, что вся совокупность исследованных рабочих режимов делится на такие, при которых плазма на протяжении всего разрядного импульса сравнительно слабо взаимодействует с ограничивающей диафрагмой, т. е. на режимы устойчивые, с плавно меняющимися кривыми  $J(t)$  и  $U(t)$ , и на режимы нестационарные, с характерными резкими изломами на кривых тока и разрывами на кривых напряжения. Устойчивые режимы отвечают сравнительно большим значениям величины  $q$  (точнее — значениям  $q$  на периферии), что совершенно естественно, и определенному интервалу рабочих плотностей. В общем область оптимальных режимов ограничена со стороны низких плотностей ( $n_e \geq 2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>) появлением убегающих электронов, а со стороны высоких ( $n_e \leq 5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>) — шнурованием токового канала, приводящим к макроскопическим неустойчивостям.

На рис. 32.3а приведены осциллограммы тока и напряжения на обходе тора, снятые на установке Т-3\*) в типичных стационарных режимах. Осциллограммы рис. 32.3б получены на той же установке в неустойчивом режиме. В дальнейшем основное внимание будет уделено стационарным режимам.

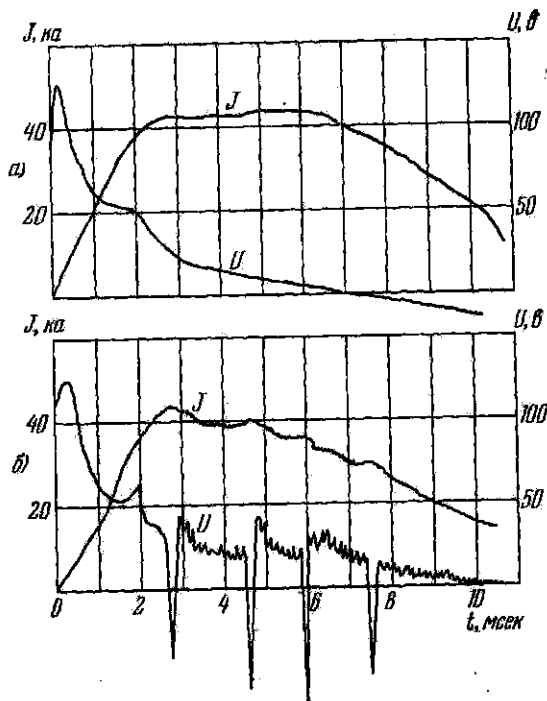


Рис. 32.3. а) Ток и напряжение на обходе тора в устойчивом режиме;  $B_0 = 25$  кгс. б) То же в неустойчивом режиме;  $B_0 = 15$  кгс.

Выберем следующую последовательность изложения экспериментальных данных. Сначала рассмотрим характер происходящих процессов, так сказать, «с птичьего полета», оставляя без внимания некоторые детали картины, быть может даже весьма интересные. При этом параметры плазмы мы будем пока характеризовать с помощью величин, усредненных по сечению шнура, и будем игнорировать отступления от максвелловского распределения как для электронов, так и для ионов плазмы. Мы пойдем даже еще немного дальше по пути схематизации и примем, что  $T_i = T_e$ ; обозначим их сумму через  $T$  и будем считать, что  $n_e$  и  $T$  имеют постоянные значения внутри шнура и равны нулю за его пределами. Тогда, используя набор экспериментальных зна-

\*) Первоначальный вариант установки Т-4 до ее некоторой модернизации.



чений, полученных из анализа 1) осциллограмм тока и напряжения, 2) осциллограмм сигналов с магнитных зондов, 3) сигналов от так называемого «диамагнитного датчика» и 4) сигналов радиоинтерферометра, можно рассчитать следующие макроскопические характеристики плазменного шнура как функции времени: температуру  $T(t)$ , плотность  $n_e(t)$ , радиус  $a(t)$  и смещение  $\Delta(t)$  центра шнура относительно оси камеры.

Нет нужды останавливаться на технике получения кривых тока и напряжения и на высокочастотных измерениях, — об этих

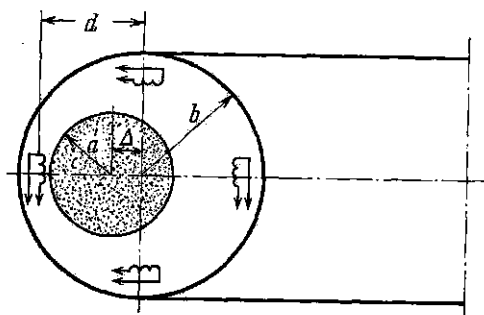


Рис. 32.4. Размещение магнитных зондов.

измерениях уже говорилось раньше. Ограничимся поэтому только краткими пояснениями к опытам с магнитными зондами и с диамагнитными датчиками (речь будет идти о серии экспериментов, выполненных на установке Т-3).

Магнитные зонды, в количестве четырех штук, размещаются в экваториальной плоскости установки, на одном и том же расстоянии от осевой линии медного кожуха (см. схематический рис. 32.4).

Сами зонды представляют собой небольшие катушки, измеряющие азимутальную составляющую магнитного поля  $B_\phi$ . Зная суммарный и разностный сигналы для каждой пары зондов, горизонтальной и вертикальной, можно получить формулу, связывающую эти величины со смещением центра граничной магнитной поверхности плазменного шнура относительно центра медной оболочки камеры. Физически ясно, что разностный сигнал будет нарастать по мере смещения шнура наружу. Количественные соотношения приведены ниже.

Идея диамагнитных измерений основана на использовании эффекта уменьшения потока  $\delta\Phi$  продольного поля через сечение плазменного витка при нарастании давления плазмы. Относительные изменения потока невелики, поэтому возникают определенные трудности при нахождении  $\delta\Phi$ . Существуют приемы, с помощью которых эти трудности обходятся, но мы не будем останавливаться на этом вопросе. Количественные соотношения основаны на использовании уравнений равновесия плазменного витка по малому радиусу (см. § 31) и будут выписаны ниже.

Типичные кривые, полученные в устойчивом режиме на установке Т-3, даны на рис. 32.5. Здесь приведены осциллограммы тока и напряжения, сигналов магнитных зондов и сигнала радиоинтерферометра. Продольное магнитное поле равнялось 25 кэс, начальное давление водорода составляло  $3 \cdot 10^{-4}$  тор.

Напишем теперь ряд уравнений, в которые будут входить измеряемые на опыте величины. Закон Ома дает первое уравнение:

$$U(t) = \frac{d}{dt}(LJ) + JR. \quad (32.1)$$

Здесь  $L$  — индуктивность плазменного витка:

$$L(t) = \frac{4\pi R}{c^2} \left[ \ln \frac{b}{a(t)} + \frac{1}{4} \right], \quad (32.2)$$

$R$  — его омическое сопротивление:

$$R(t) = \frac{l}{\sigma S} = \frac{2R}{a^2(t) \cdot \sigma(t)}. \quad (32.3)$$

В свою очередь проводимость плазмы  $\sigma(t)$  связана с ее электронной

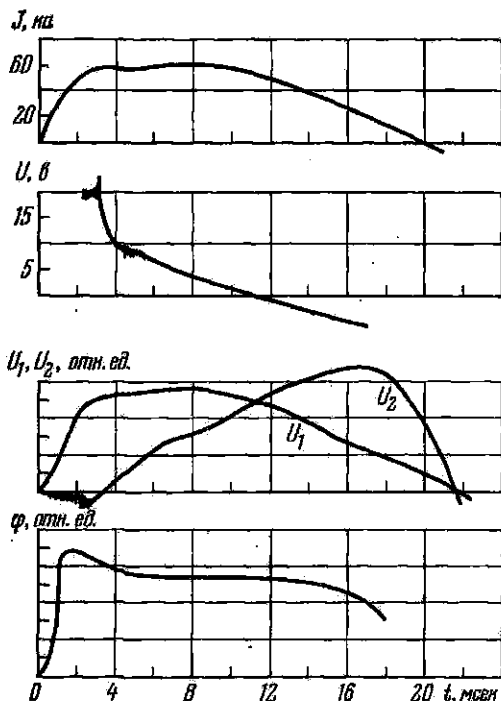


Рис. 32.5. Осциллограммы тока, напряжения, сигналов магнитных вихрей и сигнала радиointерферометра, полученные в устойчивом режиме на установке Т-3.

температурой известной формулой Слитцера. Таким образом, в конечном счете уравнение (32.1) устанавливает связь между измеряемыми величинами  $U(t)$  и  $J(t)$ , геометрическими параметрами  $R$  и  $b$  и искомыми функциями  $T(t)$  и  $a(t)$ .

Второе уравнение дают результаты опытов с магнитными зондами. Если вертикальная составляющая поля рассеяния скомпенсирована с помощью продольных витков, о которых шла речь выше; то величина смещения  $\Delta(t)$  центра плазменного шнура относительно оси тора оказывается связанной с геометрическими параметрами системы, переменным радиусом шнура и измеренными сигналами от магнитных зондов с помощью формулы:

$$\Delta(t) = \frac{b^2 + a^2(t) \left[ 2 \ln \frac{b}{a(t)} - 1 \right]}{2R(1 + b^2/d^2)} + \frac{U_2(t)}{U_1(t)} \cdot \frac{b^2 - a^2(t)}{d(1 + b^2/d^2)}. \quad (32.4)$$

Здесь  $U_2(t)$  и  $U_1(t)$  — соответственно разностный и суммарный сигнал от пары горизонтальных зондов,  $d$  — половина расстояния между зондами (см. рис. 32.4). Написанное уравнение (мы не останавливаемся на его выводе) получается путем аккуратного расписывания условий равновесия плазменного витка по большому радиусу, при учете сил электродинамического расталкивания кольцевого плазменного тока и эффекта нарастающего плазменного давления (см. § 31).

Третье уравнение, как уже было сказано, легко получается из рассмотрения условий равновесия по малому радиусу. Используя формулу (31.1) и принимая во внимание, что изменение продольного поля невелико, так что справедливо приближенное равенство

$$(B_0^z)_{\text{ex}} - (B_0^z)_{\text{in}} \approx 2B_0 \cdot \delta B_0,$$

можно написать следующее выражение для изменения продольного магнитного потока через сечение витка при образовании плазмы:

$$\delta\Phi(t) = \pi a^2(t) \cdot \delta B_0 = \frac{2\pi}{\sigma^2 B_0} [J^2(t) - 2\pi a^2(t) c^2 P(t)]. \quad (32.5)$$

Здесь газовое давление плазмы  $P(t) = n(t) \cdot k T(t)$  и радиус шнура  $a(t)$  связаны с измеряемыми величинами  $\delta\Phi(t)$  и  $J(t)$ .

Наконец, четвертое уравнение основано на использовании данных радиоинтерферометра. Зондирование плазмы лучом радиоинтерферометра производится в вертикальном направлении. Пусть луч направлен на центр камеры (см. рис. 32.4); путь, пройденный лучом через плазму, определяется по очевидной формуле  $l = \sqrt{a^2 - \Delta^2}$ , а набег фазы вычисляется стандартным образом по формуле (23.10), которая с учетом выражения для величины  $l$  напишется в виде:

$$\Delta\varphi(t) = \frac{2\pi e^2}{m\omega^2} n(t) \sqrt{a^2(t) - \Delta^2(t)}. \quad (32.6)$$

Чтобы не возвращаться в дальнейшем к этому вопросу, укажем, что опыты по микроволновой диагностике плазмы, разумеется, не должны ограничиваться указанной простейшей схемой одноканального зондирования. В современных вариантах эта мето-

дика предусматривает многоканальное просвечивание сечений плазмы по ряду хорд и, с помощью процедуры абелевского обращения, переход к распределению электронной плотности в функции координаты  $r$  и времени (см. § 23).

Совместное решение на ЭВМ системы из четырех полученных уравнений (32.1), (32.4), (32.5) и (32.6) — уравнений, в которые входят только макроскопические величины  $J(t)$ ,  $U(t)$ ,  $U_1(t)$ ,  $U_2(t)$ ,  $\delta\Phi$  и  $\Delta\Phi(t)$ , задаваемые в виде дискретных значений через равные интервалы времени, — позволяет определить искомые значения  $n_e(t)$ ,  $T(t)$ ,  $a(t)$  и  $\Delta(t)$ .

Результаты численного счета для  $J_{\max} = 40$  ка представлены на графиках рис. 32.6. Воспроизводимость от опыта к опыту хорошая, кривые носят плавный характер. Сжатие шнура, как видно из графиков, не превышает к концу разряда 40%. Смещение центра плазменного витка происходит к наружной стороне тора и по величине согласуется с предварительными оценками, которые можно получить из анализа уравнений равновесия шнура по большому радиусу. Общий характер изменения температуры плазмы также представляется довольно естественным. Временной ход плотности плазмы носит вялый характер и, говоря откровенно, до тех пор, пока мы ничего не знаем о балансе частиц, не говоря уже о вариациях химического состава плазмы, сообщает нам более чем скудную информацию о происходящих событиях.

Прежде чем переходить к более детальному анализу экспериментальных данных, — анализу, в ходе которого вместо параметров плазмы, усредненных по сечению шнура, возникнут радикальные распределения этих же величин и помимо «обтекаемого» термина «температура плазмы» или несколько более четко определенных понятий  $T_i$  и  $T_e$  появятся функции распределения частиц по энергиям, с выделенной на них группой сверхтепловых частиц, — полезно привести результаты некоторых простых спектроскопических наблюдений.

Интегральный спектр плазмы в Токамаках содержит множество линий во всем оптическом диапазоне, от видимой области до

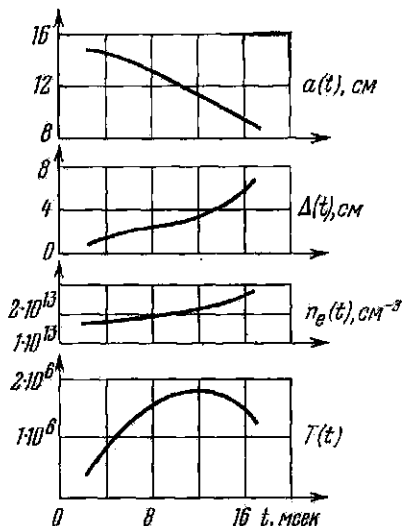


Рис. 32.6. Временной ход изменения радиуса шнура  $a(t)$ , его смещения  $\Delta(t)$  относительно центра разрядной камеры, электронной плотности  $n_e(t)$  и температуры плазмы  $T(t)$ . Результаты численного счета.  $B_0 = 25$  кэс,  $P_0 = 3 \cdot 10^{-4}$  тор,  $J_{\max} = 40$  ка.

вакуумного ультрафиолета. Отчетливые линии наблюдаются и в рентгеновской области спектра. Помимо линий многозарядных ионов углерода, азота, кислорода, т. е. банальных примесных линий, обусловленных наличием остаточных газов, плазменный спектр содержит линии ионов молибдена или вольфрама, вплоть до линий  $W^{30+}$  или  $Mo^{30+}$ , как наглядное свидетельство интенсивного взаимодействия горячей плазмы с апертурной диафрагмой. Не удивительно поэтому, что абсолютная интенсивность излучения плазмы, в зависимости от условий разряда и выбранного спектрального интервала, в десятки и даже сотни раз превышает интенсивность тормозного континуума, рассчитанную для случая чисто водородной плазмы. (При этих расчетах для плотности и температуры плазмы выбираются разумные оценочные значения, находящиеся в согласии с усредненными величинами  $n_e$  и  $T$ ). Великолепные вакуумные условия, используемые в современных Токамаках, и тщательная термическая тренировка лайнера, как мы видим, оказываются явно недостаточными для получения действительно чистой плазмы. Необходим дальнейший технический прогресс в этой области, может быть следует говорить о неизбежности новой «вакуумной революции».

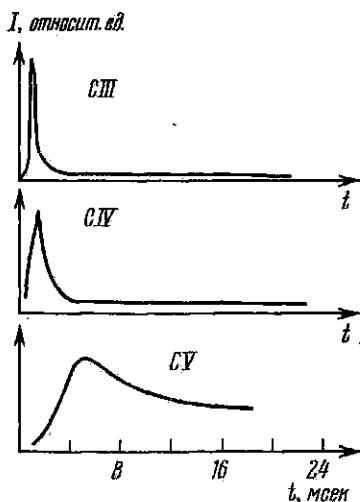


Рис. 32.7. Временной ход линий ионов углерода.

Еще на сравнительно ранней стадии исследований по программе Токамак, т. е. на той стадии, к которой относится и приведенный выше обзор усредненных плазменных параметров, был изучен временной ход ряда спектральных линий. Если предположить (не претендуя, разумеется, на особую строгость сделанных допущений), что изменение интенсивности свечения линий примесных ионов, находящихся в разной степени ионизации, отвечает изменению относительной концентрации этих ионов с ростом температуры, то максимуму интенсивности данной линии соответствует определенное значение  $T_e$ . На рис. 32.7 показан временной ход линий ионов углерода. Качественное согласие этих результатов с графиком  $T(t)$  на рис. 32.6 несомненно; условия опыта в обеих сериях экспериментов были близкими.

На этом мы закончим предварительный обзор экспериментальных данных и перейдем к более систематическому обсуждению основных фактов. Численные данные, которые будут теперь появляться на приводимых ниже графиках и таблицах, будут отве-

чать результатам современных экспериментов. Новые, более высокие значения  $T_e$  и  $T_i$  не противоречат скромным величинам, указанным на графиках рис. 32.6, а отражают прогресс физики и техники плазмы, достигнутый в данном направлении на протяжении истекшего десятилетия.

Радиальное распределение электронной температуры тщательно изучалось как на установке Т-3, так и на установке ST. В обоих случаях для этого использовалась лазерная диагностика с ОКГ на рубиновом кристалле в режиме импульсной добротности. При наблюдении рассеянного излучения под углом  $90^\circ$  и при характерных значениях плотности и температуры (предварительно берутся грубые оценки) параметр Солпитера оказывается значительно меньше единицы. Как мы знаем (см. § 25), в этом случае коллективные процессы в плазме не сказываются на эффекте рассеяния и полуширина спектральной кривой рассеянного излучения определяет величину  $T_e$  с высоким пространственным и временным разрешением. Измерения носят локальный характер, все трудности с абелевским обращением отпадают и получаемые численные значения величин следует рассматривать как наиболее надежные значения  $T_e$ .

На рис. 32.8 приведены снятые таким способом профили  $T_e$  для ряда моментов времени в устойчивых режимах работы установок Т-3 и ST. В обоих случаях кривые имеют колоколообразную форму; более острый максимум был получен на установке ST. Мы не будем обсуждать возможных причин этих различий, а, напротив того, подчеркнем сходство между кривыми. Обратим внимание, что радиальные профили распределения электронной температуры, приведенные на рис. 32.8б, сдвигаются со временем к внешней стенке камеры. Это согласуется с описанным выше процессом смещения центра плазменного шнура. Заметим, что в настоящее время такое смещение плазмы на установках Токамак устраняется использованием программированного во времени вертикального поля, создаваемого продольными витками с током.

Радиальные профили плотности плазмы определялись двумя методами: микроволновым зондированием по хордам с последующим абелевским обращением и путем измерения абсолютной интенсивности рассеянного лазерного излучения. Оба метода дают согласующиеся результаты, и снова в качестве примера на рис. 32.9 приведены профили  $n_e$ , снятые на двух установках. Радиальное распределение электронной плотности, как правило, хорошо аппроксимируется квадратичной параболой.

Заметная роль, которую играют многозарядные примеси при работе установок Токамак, в сущности требует изучения не только радиального распределения величины  $n_e$ , но и радиального распределения плотности ионов с различными значениями кратности ионизации  $Z$ . Из теоретических соображений [183] вытекает, что в плазменном шнуре в продольном магнитном поле при установившемся режиме должно формироваться такое распределение

ионов, при котором выполняется условие:

$$\frac{\nabla P_1}{Z_1 n_1} = \frac{\nabla P_2}{Z_2 n_2} = \dots \quad (32.7)$$

Это условие означает, что ионы с большим зарядом будут концентрироваться в области плазмы с большей плотностью, т. е. вблизи оси шнура. Предполагая равенство ионных температур и считая температуру во внутренних зонах шнура постоянной, мы приходим к бoльцмановскому распределению:

$$\frac{\nabla n_k}{n_k Z_k} = \text{const.} \quad (32.8)$$

Приведенный результат довольно естествен: так как магнитное поле не нарушает бoльцмановского

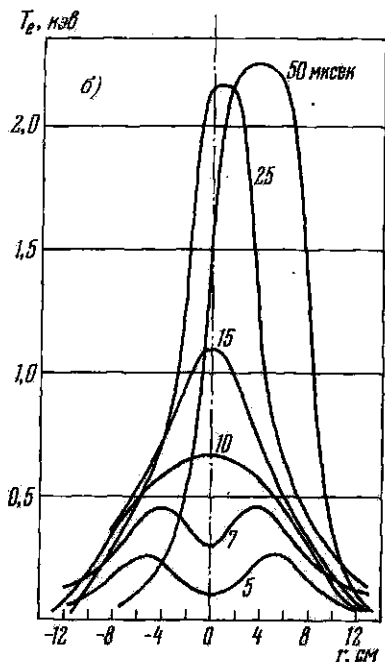
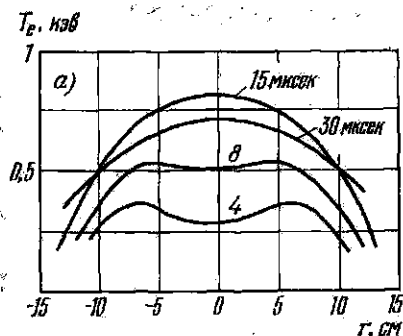


Рис. 32.8. Радиальное распределение электронной температуры, полученное методом лазерного рассеяния. а) Установка Т-3,  $J = 90$  кА, диафрагма 175 мкм. б) Установка ST.

распределения, то оно должно сохраняться в заданном потенциальном поле.

Пока не существует подробных экспериментальных исследований, посвященных этому интересному вопросу, но можно привести отдельные факты, говорящие в пользу описанной схемы. Так, спектроскопические наблюдения, выполненные на установке ТМ-3, убедительно свидетельствуют о повышенной концентрации на оси четырехзарядных ионов углерода по сравнению с трех- и двухзарядными. Анализ опытных данных в рассматриваемом случае требует решения диффузионной задачи с учетом поступления частиц со стенок камеры и процесса рекомбинации. Спектроскопические измерения на установке ST, проведенные в области вакуум-

ного ультрафиолета и на рентгеновских линиях  $K_{\alpha}$  и  $K_{\beta}$  молибдена, также не противоречат предполагаемой модели.

Обратимся теперь к результатам исследований, относящихся к анализу энергетического распределения ионов и электронов. В первом случае наиболее обстоятельные и интересные данные были получены методом пассивной корпускулярной диагностики

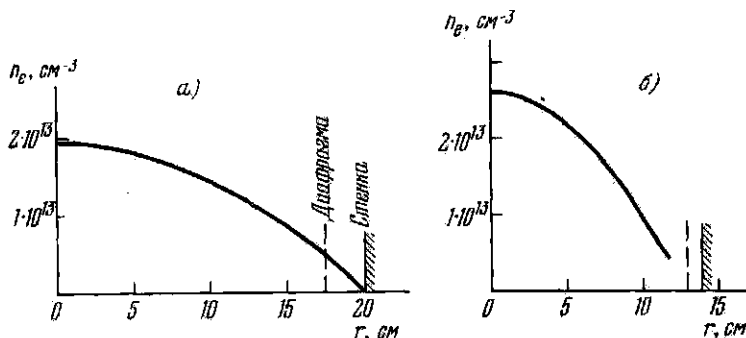


Рис. 32.9. Радиальное распределение электронной плотности. а) Установка Т-3, метод микроволнового зондирования;  $B = 25$  кэс,  $J = 90$  ка,  $t = 15$  мсек. б) Установка ST, метод абсолютной интенсивности рассеянного лазерного излучения;  $B = 27$  кэс,  $J = 40$  ка,  $t = 16$  мсек.

(§ 25). Техника измерений стандартна: быстрые нейтралы перезарядки, поступающие в атомный анализатор из плазмы, затем ионизуются путем обдирки в газе. Образующиеся ионы анализируются по энергии и массе по отклонению в электрическом и магнитном полях и попадают в детектор, где регистрируются открытым умножителем, работающим в режиме счета отдельных частиц. Для получения информации об угловом распределении частиц используется наклон анализатора по отношению к плазменному шнуру с помощью сильфонного соединения. Аппаратные ограничения исключают определение вида функции распределения в мягкой области спектра ( $< 100$  эв).

Типичные результаты приведены на рис. 32.10. Кривые получены на установке Т-3, они построены в полулогарифмическом масштабе и отвечают различным стадиям разряда во времени. Как видно из графиков, наблюдаемый энергетический спектр протонов перезарядки не может быть описан простой экспонентой, т. е. не сводится к максвелловскому распределению с одной определенной температурой. Процесс перезарядки происходит по всей толще плазменного шнура и носит многоступенчатый характер. Точнее, значительная доля холодных нейтральных атомов водорода, поступающих со стенок камеры, испытывает перезарядку в сравнительно тонком периферийном слое шнура, где температура низка. Эта группа атомов перезарядки отвечает мягкой составляющей анализируемого спектра. Однако часть перезарядившихся



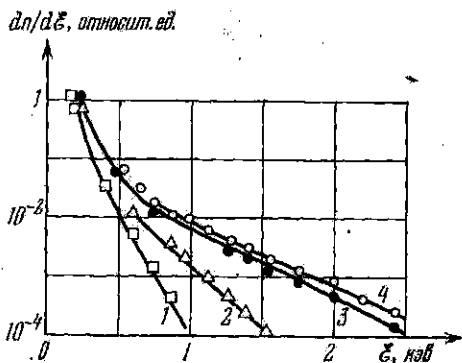
атомов не вылетает наружу, а проникает в глубинные зоны шнура и испытывает повторную перезарядку в тех областях, где  $T_i$  выше. Таким образом, высокоэнергичная часть спектра характеризует ионную температуру в приосевых областях шнура.

Получаемые из этих участков функции распределения значения  $T_i(0)$  интересно сопоставить с оценками ионной температуры, основанными на измерениях абсолютной интенсивности нейтронной эмиссии, проведенных в близких экспериментальных условиях.

Такое сравнение было выполнено на установке Т-4; интенсивность нейтронного излучения в этих опытах при работе на чистом дейтерии достигала в оптимальном режиме  $5 \cdot 10^6$  нейтронов за импульс. Нейтронный детектор позволял регистрировать интенсивность излучения в различные моменты времени. Значения  $T_i$ , найденные обоими методами, согласуются между собой в пределах точности измерений и составляют величины порядка  $5 \cdot 10^6$  °К.

Наконец, ионная температура была измерена по доплеровскому уширению

Рис. 32.10. Энергетический спектр протонов перезарядки, полученный на установке Т-3. 1) Начальная стадия разряда (8–10 мсек);  $kT_i = 80$  эв; 2) «хвост» распределения отвечает величине  $kT_i = 13,5$ –18 мсек,  $kT_i = 180$  эв; 3) 18–22,5 мсек,  $kT_i = 300$  эв; 4) 23–27,5 мсек,  $kT_i = 330$  эв.



ряда спектральных линий. Так, например, на установке ST по уширению линий OVII и CIV были получены значения  $T_i$ , отвечающие промежуточным зонам плазменного шнура. Измеренные таким способом величины  $T_i$  сопоставлены ниже с результатами, полученными из анализа спектров атомов перезарядки:

Перезарядка:	$T_i = 5 \cdot 10^6$ °К	при $r = 0$ см;
Уширение линии 1623 Å, OVII:	$T_i = 2,5 \cdot 10^6$ °К	при $r = 8$ см;
Уширение линии 1548 Å, CIV:	$T_i = 1,2 \cdot 10^6$ °К	при $r = 12$ см.

Если принять, что величины  $T_i$ , измеренные по доплеровскому уширению ионных линий с различными  $Z$ , правильно отражают локальные значения  $T_i$  плазмы, то приведенная небольшая таблица дает, по существу, профиль радиального распределения ионной температуры.

Энергетическое распределение электронной компоненты плазмы в области, существенно превышающей  $T_e$ , можно найти путем исследования спектра тормозного излучения. Типичные кривые,

снятые на установке ST при различных начальных давлениях, изображены на рис. 32.11 и 32.12 ([180], стр. 9). В качестве детектора использовался полупроводниковый счетчик, работавший в режиме счета отдельных квантов. Амплитуда выходного импульса счетчика пропорциональна энергии падающего фотона; таким образом, показания регистрирующего прибора с помощью амплитудного анализатора давали непосредственно функцию распределения электронов по энергиям.

Все графики на обоих рисунках построены в полулогарифмическом масштабе. На рис. 32.11 на фоне сплошного спектра

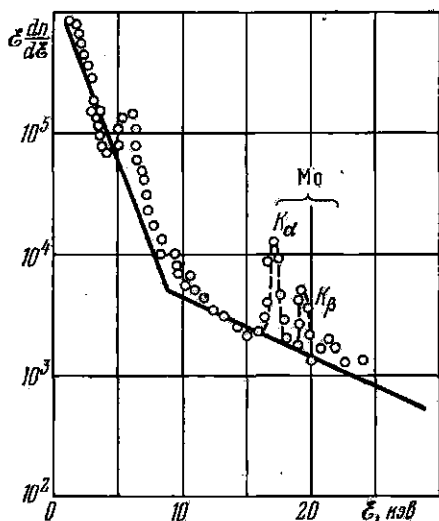


Рис. 32.11. Энергетический спектр электронной компоненты плазмы (область малых энергий). На фоне сплошного спектра отчетливо выступают резкие линии характеристического спектра примесных ионов молибдена. Установка ST.

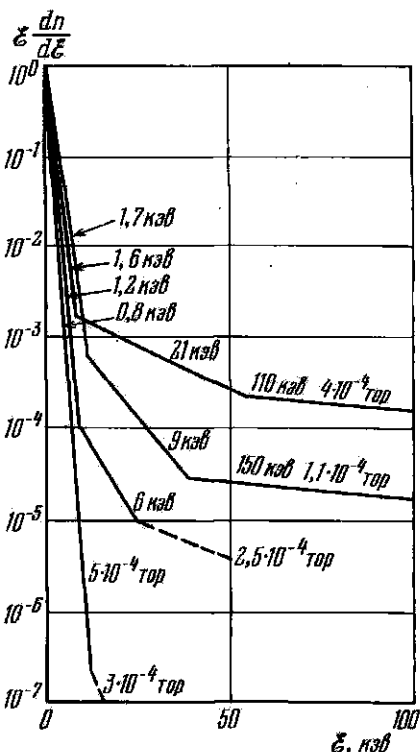


Рис. 32.12. Энергетический спектр электронной компоненты плазмы (область больших энергий). Установка ST.

(для удобства обсуждения участки континуума на всех кривых аппроксимированы отрезками прямых) отчетливо выступают резкие линии характеристического спектра примесных ионов. В частности, ясно видны линии  $K_{\alpha}$  и  $K_{\beta}$  молибдена (апертурная диафрагма на установке ST изготовлена из молибдена). На более схематизированном рис. 32.12, где приведены спектры, снятые вплоть до энергий 100 кэВ, характеристические линии не показаны.

Как видно из рисунков, наклон характеристик в области низких энергий отвечает значениям  $T_e$ , которые полностью согласуются с величиной  $T_e$ , определяемой из лазерных измерений (см. рис. 32.8). Протяженные хвосты функции распределения, которые наблюдаются на графиках, снятых при низких начальных давлениях водорода, отвечают группам «убегающих» электронов с энергией от 100 до 200 *кэв*. Численность убегающих электронов хотя и невелика, но достаточна, чтобы отнести на счет этого пучка быстрых электронов значительную долю плазменного тока. Исследование углового распределения пучка рентгеновского излучения показывает, что быстрые электроны ускоряются в тороидальном электрическом поле. Убегающие электроны генерируются в основном в центральной, горячей области плазменного шнура, где значения электрического поля превышают величину поля Драйзера.

Обратимся теперь к обсуждению экспериментальных данных, характеризующих удержание частиц и энергии в Токамаках. Введем с этой целью, наряду с понятием о времени жизни частиц  $\tau_p$ , понятие об энергетическом времени жизни  $\tau_e$ . Эта величина определяется с помощью следующего очевидного уравнения энергетического баланса:

$$\frac{dW(t)}{dt} = Q(t) - \frac{W(t)}{\tau_e}. \quad (32.9)$$

Здесь  $W(t)$  — запас тепловой энергии плазмы в данный момент времени,  $Q(t)$  — подводимая электрическая мощность (омический нагрев). Величина  $Q(t)$  в свою очередь находится из закона сохранения энергии, написанного для элемента шнура единичной длины:

$$Q = J \frac{U}{2\pi R} - \frac{d}{dt} \left( \frac{LJ^2}{2} \right). \quad (32.10)$$

В этом уравнении  $U$  — разность потенциалов, измеренная на разъеме медного кожуха,  $L$  — индуктивность единицы длины плазменного шнура,  $U/2\pi R$  — напряженность поля в плазме. Индуктивность вычисляется из показаний магнитных зондов. Величина  $W(t)$  определяется по изменению продольного магнитного потока в плазменном шнуре [см. (32.5)]. Вытеснение продольного магнитного поля и уменьшение магнитного потока происходит, как мы знаем, под действием нарастающего газового давления плазмы.

Заметим, что, строго говоря, таким путем определяется только нормальная составляющая плазменного давления, но в предположении изотропии можно считать, что

$$P_{\text{полное}} = P_{\perp} + P_{\parallel} = \frac{3}{2} P_{\perp}.$$

Следует ясно понимать, что в соответствии с принятой дефиницией [уравнение (32.9)] величина  $\tau_e$  определяется всей совокуп-

ностью процессов, за счет которых реализуется транспорт энергии поперек поля: диффузия, теплопроводность, излучение, перезарядка — все эти явления вносят свой вклад в измеренную на опыте величину  $\tau_e$  — энергетическое время жизни плазмы.

На рис. 32.13 изображена зависимость величины  $\tau_e$  от тока, текущего через плазму [185]. Измерения выполнены при различных значениях продольного магнитного поля и относятся к фиксированному моменту времени после старта разряда. Как мы видим, при заданной величине продольного поля  $\tau_e$  возрастает

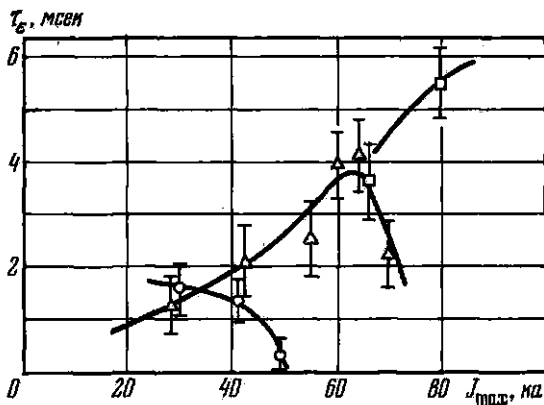


Рис. 32.13. Зависимость энергетического времени жизни от силы тока, текущего через плазму. Установка Т-3.

с увеличением тока до некоторого предела, а затем быстро падает. Рост  $\tau_e$  прекращается, когда значения запаса устойчивости  $q$  снижаются до величин, близких к трем.

На рис. 32.14 представлено отношение измеренной величины  $\tau_e$  к диффузионному времени  $\tau_D$ , вычисленному по формуле Бома, для широкого интервала изменений основных параметров процесса. Экспериментальные данные получены и в этом случае на установке Т-3. В области высоких температур измеренные значения  $\tau_e$  в десятки раз превышают времена, вычисленные по формуле Бома. В области низких температур величина  $\tau_e$  мала, вероятно из-за потерь на излучение.

Среднее время жизни частиц  $\tau_p$  в полном соответствии с формулой (32.9), с помощью которой было введено понятие о среднем энергетическом времени жизни, задается уравнением баланса частиц:

$$\frac{dn}{dt} = \dot{N} - \frac{n}{\tau_p}. \quad (32.11)$$

Здесь  $\dot{N}$  — поток частиц, поступающих каждую секунду в плазменный штур извне, за счет процесса ионизации нейтралов, приходящих со

стенки камеры или диафрагмы. Величина  $N$  нормирована на  $1 \text{ см}^3$  плазменного объема. Второй член характеризует потерю частиц в результате диффузии. Таким образом, написанное уравнение баланса принимает во внимание только два главных процесса: уход частиц за счет диффузии и их поступление за счет ионизации.

Величина  $n_e$ , а вместе с тем и  $dn_e/dt$  определяются из показаний радиоинтерферометра. Поток  $n_e$  входящих частиц можно

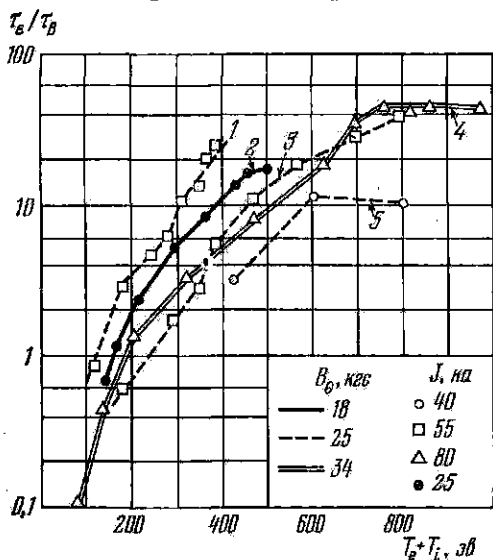


Рис. 32.14. Зависимость энергетического времени жизни от температуры плазмы. Графикам 1—5 соответствуют значения:  $\bar{n}_e = 2,3 \cdot 10^{18}$ ;  $1 \cdot 10^{18}$ ;  $1 \cdot 10^{18}$ ;  $4,5 \cdot 10^{18}$  и  $1,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

определить на основе измерений абсолютной интенсивности  $I_H$  линий бальмеровской серии. Предполагается, что ионизованные и возбужденные атомы водорода возникают из нейтрального водорода, поступающего в камеру в атомарном состоянии в результате его десорбции со стенок. Тогда число актов ионизации  $K_i$ , происходящих в единице объема за 1 сек, и число актов возбуждения  $K_r$ , о чем без запаздывания сигнализируют испускаемые регистрируемые на опыте фотоны, пропорциональны концентрации нейтральных атомов водорода в этой же единице объема плазмы. В результате величины  $K_i$  и  $K_r$  должны быть связаны между собой соотношением вида

$$K_i = \xi K_r,$$

где коэффициент  $\xi$  является функцией  $n_e$  и  $T_e$ , — функцией, которая может быть вычислена заранее. Переписав локальное соотно-

нение  $K_i = \xi K_r$  на весь объем плазмы и усредняя его по сечению шнура с помощью зависимостей  $n_e = n_e(r)$  и  $T_e = T_e(r)$ , которые предполагаются известными, получим:

$$\dot{N} = \xi I_H. \quad (32.12)$$

Здесь  $I_H$  — полное число фотонов данной линии, излученных плазмой. Итак, измерения абсолютной интенсивности линии  $H_\alpha$  или  $H_\beta$  позволяют найти  $\tau_p$ .

Важно заметить, что описанный вкратце метод определения  $\tau_p$  основан на допущении, что приток заряженных частиц обусловлен исключительно ионизацией нейтрального водорода. Наличие примесей игнорируется. Разумеется, это обстоятельство заставляет рассматривать данный метод как дающий только сравнительно грубые оценки интересующей нас величины  $\tau_p$ .

Время жизни частиц определялось спектроскопическим методом на ряде установок. На рис. 32.15 показана зависимость  $\tau_p$  от температуры при различных диаметрах диафрагмы, полученная на установке ST, а также на Стеллараторе-С. Как видно из графика 1, в области высоких температур  $\tau_p$  меняется приблизительно пропорционально  $T_e^{3/2}$ . В этих опытах, выполненных на установке ST, сила

тока, текущего через плазму, менялась от 1,7 до 74 кА, что обеспечивало достаточный диапазон изменения температуры. Таким образом, по существу в этих экспериментах время жизни частиц изучается одновременно как в зависимости от температуры, так и от величины поперечного магнитного поля тока. Продольное магнитное поле поддерживалось на неизменном уровне и составляло 43 кГс. Ясно, что прямое сопоставление измеренных значений  $\tau_p$  с диффузионными временами жизни, вычисленными, например, по неклассическим формулам Галева — Сагдеева, здесь не может

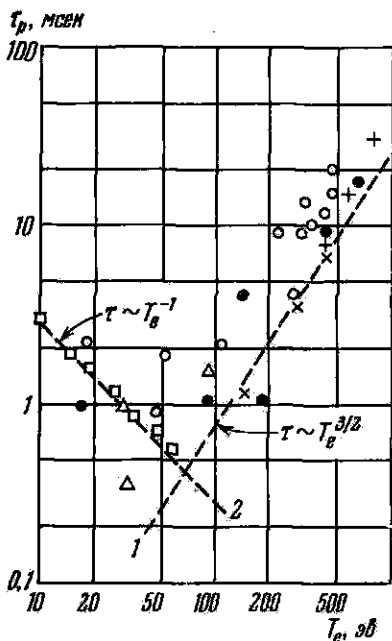


Рис. 32.15. Время жизни частиц в зависимости от электронной температуры. 1) Токамак ST;  $B_{||} = 43$  кГс; прямая проведена через нижние точки. Обозначения +, O, ●, X и Δ соответствуют диаметрам диафрагм 130, 120, 80, 60 и 40 мм. 2) Стелларатор-С;  $B_{||} = 11$  кГс; прямая отвечает расчетному времени жизни по Бому; □ — экспериментальные точки, диаметр диафрагмы 50 мм.

измеренных значений  $\tau_p$  с диффузионными временами жизни, вычисленными, например, по неклассическим формулам Галева — Сагдеева, здесь не может

быть проделано, но бесспорно, что экспериментальные данные снова оказываются в решительном противоречии с формулой Бома: время жизни растет при увеличении температуры, а не падает.

Напротив того, график 2, проведенный на основе измерений, выполненных на установке Стелларатор-С (подробнее см. следующий параграф), указывает на отчетливое убывание  $\tau_p$  с электронной температурой, в согласии с формулой Бома.

Все сказанное о времени жизни частиц на Токамаках относилось к области высоких температур ( $T_e > 100$  эв). При низких температурах корреляция между временем жизни и  $T_e$  исчезает — разброс точек очень велик.

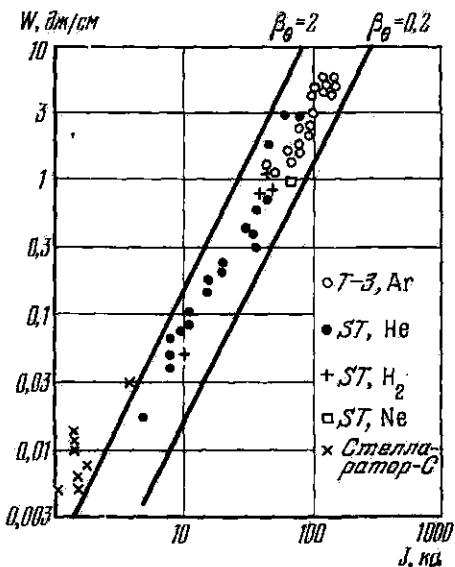


Рис. 32.16. Изменение энергосодержания плазмы с увеличением протекающего через плазму тока.

рядка. В целом экспериментальные точки группируются вокруг прямой (в логарифмическом масштабе) с уравнением:

$$2\pi a^2 P = \beta_\theta J^2. \quad (32.13)$$

Угловым коэффициентом прямой  $\beta_\theta \sim 0.5$ . Как должен быть продолжен этот график в область больших значений  $J$ , в какой мере допустима смелая экстраполяция — покажут дальнейшие эксперименты на более крупных установках.

Остановимся еще на одном вопросе. Из анализа совокупности экспериментальных данных, собранных на установках ТМ-3, Т-4, Т-6, при варьировании условий разряда в довольно широких пределах, Л. А. Арцимовичем [159], стр. 243) были получены

два интересных полуэмпирических соотношения. Мы не будем их подробно анализировать, а ограничимся только краткими пояснениями.

Измерение энергии, уносимой из плазмы электромагнитным излучением и быстрыми нейтральными частицами, показывает, что эти два фактора по крайней мере в ряде случаев не играют определяющей роли в энергетическом балансе плазмы. Диффузия также оказывается несущественной, так как среднее время удержания частицы в плазме заметно больше энергетического времени жизни. В результате мы приходим к выводу, что потери энергии происходят главным образом за счет аномально высокой электронной теплопроводности. Тогда из уравнения теплового баланса можно прийти к следующему приближенному выражению для средней величины коэффициента электронной теплопроводности:

$$\bar{\eta} \approx 5\bar{\nu} \bar{\rho}_\phi^2. \quad (32.14)$$

Здесь  $\bar{\nu}$  — обобщенная частота столкновений электронов с ионами и плазменными волнами, а  $\bar{\rho}_\phi^2$  — усредненное значение квадрата ларморовского радиуса электрона в поле  $B_\phi$ . Напомним, что коэффициент теплопроводности  $\eta$  есть отношение коэффициента теплопроводности к удельной теплоемкости; следовательно, эта величина должна быть пропорциональна коэффициенту диффузии.

Внешне формула (32.14) незначительно отличается от соответствующих классических выражений. Различие, помимо численного множителя, состоит в том, что вместо напряженности результирующего магнитного поля в нее входит напряженность азимутального поля  $B_\phi$ , а вместо частоты кулоновских электрон-ионных столкновений — обобщенная частота  $\bar{\nu}$ . Вопрос об универсальной применимости этой формулы, а следовательно, и о законности оснований на ней экстраполяции остается открытым.

Второе соотношение было получено из уравнения теплового баланса для ионов с использованием классического выражения для замагниченной ионной теплопроводности. Предполагая, что условия опыта отвечают горизонтальному участку кривой Галеева — Сагдеева, описывающей зависимость коэффициента замагниченной диффузии от частоты, и что  $T_e > 1,5T_i$ , можно написать следующую формулу, которая связывает ионную температуру с другими физическими параметрами процесса:

$$T_i = \text{const} \cdot \sqrt[3]{JB_0 R^2 n_e} \cdot \frac{1}{\sqrt{A_i}}. \quad (32.15)$$

Здесь  $J$  — сила тока, текущего через плазму,  $B_0$  — напряженность продольного магнитного поля,  $R$  — большой радиус тора,  $n_e$  — электронная плотность и  $A_i$  — атомный вес ионной компоненты плазмы. На рис. 32.17 представлены значения ионной



температуры плазмы в присоединенной зоне разряда в зависимости от  $\sqrt[3]{JB_0R^2n_e(r)} \cdot \frac{1}{\sqrt{A_1}}$ . Величины  $T_i(0)$  получены из анализа спектров атомов перезарядки, снятых на установках ТМ-3, Т-3, (см. рис. 32.10), Т-4 и Т-6, при заполнении разрядной камеры водородом или дейтерием и варьировании силы разрядного тока и продольного поля в довольно широких пределах. Через  $n_e(r)$  обозначено среднее по сечению шнура значение электронной плотности, найденное с помощью радиоинтерферометра. Прямые 1 и 2 получены расчетным путем для двух типов радиального распределения электронной плотности и плотности тока. Первая

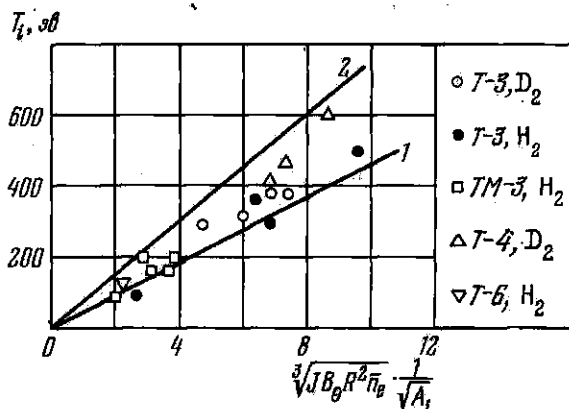


Рис. 32.17. Проверка эмпирической формулы Арцимовича.

прямая отвечает постоянным значениям  $j$  и  $n_e$ , вторая — параболическому распределению вида

$$n_e(r) = n_e(0) [1 - r^2/a^2].$$

Как мы видим, экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с формулой (32.15) и располагаются внутри области, ограниченной обеими прямыми. Таким образом, применимость формулы (32.15) демонстрируется весьма убедительным способом, но вопрос о надежности экстраполяции и в этом случае остается под сомнением.

Заканчивая на этом обзор основных фактов, собранных на установках Токамак, нельзя не признать известной фрагментарности накопленного материала. Бесспорно, что белых пятен еще многочисленны. Так, нам неизвестно детальное распределение магнитных полей (или плотности тока) по сечению шнура; крайне ограничены наши сведения о влиянии геометрических факторов на условия протекания процесса разряда; нет полных данных о тяжелых примесях и их распределении, и т. д. Недостаточно исследованы неустойчивые режимы разряда (впрочем, весь относящийся сюда цикл

вопросов вообще нами сознательно оставлен в тени для краткости изложения).

Необходимо указать еще на одно неприятное обстоятельство, чрезвычайно затрудняющее как интерпретацию полученных данных, так и формулировку тех или иных, пусть эмпирических, законов подобия, которые совершенно необходимы при обсуждении перспектив дальнейших исследований в рассматриваемом направлении. Дело в том, что экспериментаторы в значительной степени лишены необходимой свободы действий при изучении зависимостей важнейших характеристик получаемой плазмы (ее плотности, температуры, времени жизни) от условий опыта (подводимой энергии, стабилизирующего поля, начального давления газа).

Пусть, например, нас интересует, казалось бы, простейший вопрос: как меняется температура плазмы при увеличении подводимой мощности? В условиях омического нагрева простое увеличение тока, текущего через плазму, и параллельное наблюдение за ходом температуры, конечно, не сможет дать удовлетворительного ответа на поставленный вопрос, так как вскоре окажется нарушенным критерий устойчивости Шафранова — Крускала. Кривые рисунка 32.13 служат тому хорошим примером. Разумеется, можно до некоторой степени спасти положение, увеличив одновременно продольное поле и сохранив на прежнем уровне запас устойчивости  $q$ . Тем не менее неразрывная связь между методом нагревания плазмы и способом ее удержания оказывается весьма обременительной. Отнюдь не случайно поэтому настойчивые поиски других методов нагрева плазмы.

Попытаемся все же сформулировать основные выводы из проведенных исследований.

Плазменный шнур в установках Токамак удается удерживать в равновесном состоянии в широком интервале начальных условий. Модель плазменного витка, незначительно стягивающегося к оси и постепенно расширяющегося по большому радиусу, хорошо описывает макроскопические процессы, происходящие в течение разрядного импульса (см. рис. 32.6).

Если запас устойчивости  $q > 2$ , то легко реализуются устойчивые режимы разряда. В таких режимах на ряде установок достигнуты рекордные температуры ионов ( $\approx 0,7 \cdot 10^7$  °К) при плотностях  $(3 \div 5) \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Измеренные значения  $T_i$  определены с достаточной надежностью и получены с использованием разнообразных методик (энергетический спектр атомов перезарядки, абсолютная интенсивность нейтронного выхода, доплеровское уширение примесных линий). Электронная температура в 2—3 раза превышает ионную температуру (омический нагрев!), и различные методы измерений (лазерная диагностика, диамагнитные измерения, частотная характеристика мягкого рентгеновского спектра) и в этом случае приводят к хорошо согласующимся результатам. Анализ энергетического распределения указывает на наличие максвелловского распределения для основной доли ионной и элек-

тройной компонент плазмы, оправдывая тем самым использование терминов «ионная и электронная температура». Вместе с тем на кривых распределения электронной составляющей в ряде режимов отчетливо обнаруживается группа «оторванных» электронов, с энергией в десятки или даже сотни *кэВ*.

Тщательно исследованы радиальные распределения плотности и электронной температуры плазмы (см. рис. 32.8 и 32.9). Наблюдается, хотя и недостаточно изучен, предсказанный на основе классических представлений эффект концентрации примесей с большими значениями *Z* вблизи оси разряда.

Для характеристики поведения плазмы во времени были введены две величины — энергетическое время  $\tau_e$  и время жизни частиц  $\tau_p$ . В оптимальных устойчивых режимах были достигнуты энергетические времена удержания  $\tau_e \approx 20$  мсек. Установлено, что время жизни частиц растет с увеличением электронной температуры, диаметра апертурной диафрагмы и напряженности продольного магнитного поля (см. рис. 32.15). Ионное время жизни, в предположении кулоновского обмена энергией, является неклассическим для интервала плотностей плазмы, отвечающего области плато на кривой Галева — Сагдеева. Вся совокупность данных, относящихся к временным характеристикам процесса, решительно противоречит формуле Бома.

Отметим еще, что недавние опыты [187] (мы не останавливались на их описании) указывают на эффективность как высокочастотных методов нагрева плазмы, так и ее нагревания путем инжекции потока быстрых нейтралов [188, 189]. Это позволяет «развязать» параметры плазмы в Токамаках, сделать их более независимыми друг от друга. Далее, на одной из новых установок была продемонстрирована возможность удержания плазменного витка в равновесии с помощью систем обратных связей без использования медного кожуха [190]. На другой — возможность создания плазменного шнура некруглого сечения [191].

Мы перечислили сейчас основные достижения программы, полученные на установках Токамак. Не следует, однако, закрывать глаза на теневую сторону вопроса.

Совершенно не понят механизм утечки энергии из плазмы и механизм «аномальной» электронной теплопроводности. Тем самым все экстраноляции на более напряженные режимы и все методы активного контроля над процессами переноса в изучаемых установках покоятся на зыбком фундаменте. Удержание плазмы в режимах, предшествующих плато (в «банановых» режимах), не исследовано. Не выяснена роль убегающих электронов. Неизвестна истинная природа неустойчивостей типа «пичков». Ждут своего настоящего исследования установки с некруглым сечением плазменного витка. И всё-таки, все-таки... сейчас, в 1974 году, среди всех направлений исследования в области управляемого синтеза программа Токамак представляется самой продвинутой и многообещающей.

Все исходные предпосылки стеллараторной программы были высказаны Лайманом Спитцером в США в начале пятидесятых годов и подвергались затем систематическому экспериментальному исследованию в течение двух десятилетий в лабораториях Принстона [192]. В Советском Союзе эти работы были начаты позднее, еще позднее в Англии и ФРГ. Сейчас эстафета принята, и можно считать, что наиболее интересные исследования проводятся в Советском Союзе — УФИИ (Харьков) и ФИАН (Москва). Сложившаяся ситуация в известной мере противоположна той, которая наблюдается в настоящее время с программой Токамак, где успешный старт исследований в Советском Союзе привел к распространению этих установок во всех странах, занимающихся исследованиями в области термоядерного синтеза.

Стелларатор был задуман как идеальная магнитная ловушка, и хотя элементарная теория установки была сформулирована сначала в простейшем одночастичном приближении, предполагалось, что построенная большая установка (так называемый Стелларатор-С) явится прообразом системы, дающей окончательное решение проблемы управляемого синтеза. Предполагалось, что температура плазмы будет превышать  $2 \cdot 10^8$  °К; что токи, текущие в плазме, не будут играть никакой существенной роли ни в механизме удержания плазмы, ни в процессе ее нагрева, ни в геометрии удерживающих магнитных полей. Фактически значительная часть экспериментальных результатов была получена при работе установки в токовом режиме, технические и технологические трудности оказались огромными и путь к достижению намеченных высоких параметров — долгим и тернистым. Только в последние годы на построенных установках стали получаться плазменные конфигурации с хорошо воспроизводимыми и сравнительно высокими параметрами.

Исходным пунктом в элементарной теории Стелларатора является анализ все той же проблемы дрейфа заряженных частиц в торе. Неоднородность магнитного поля вызывает дрейф, обусловленный градиентом  $B$ , затем возникает разделение зарядов, дрейф в скрещенных  $E$  и  $B$  полях и выброс плазмы на стенку. Центральная идея Спитцера основана на использовании геометрического образа тора, скрученного в виде «восьмерки» (рис. 33.1а). Если дрейф на одной половине криволинейной части системы не успеет привести к выносу заряженной частицы на стенку камеры, то в процессе движения по противоположному кривому участку реализуется частичная компенсация этого дрейфа. Помимо компенсации дрейфа, возникает еще одно важное обстоятельство. Благодаря снятию вырождения и вращательному преобразованию магнитных силовых линий обеспечивается хорошее перемешивание заряженных частиц вдоль всей вакуумной камеры, ликвидируется возможность накопления зарядов одного знака и образования электрических полей.

Поясним сказанное. Как мы знаем, в простом круглом торе с продольным током без кольцевого тока силовые линии замкнуты. В системах типа восьмерки силовая линия при каждом обороте вокруг камеры смещается по азимуту относительно магнитной оси (рис. 33.1б). Проследивая ход силовой линии, легко убедиться, что на закругленных участках, которые для образования восьмерки должны быть наклонены под некоторым углом  $\zeta$  к прямолинейным

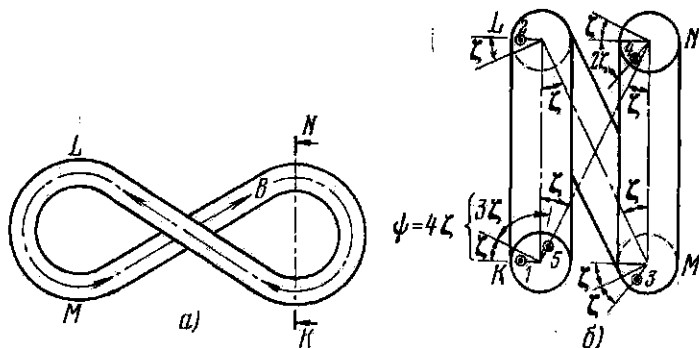


Рис. 33.1. а) Стелларатор — тор, скрученный в виде восьмерки. б) Вращательное преобразование в Стеллараторе. Маленькие кружки 1—5 — следы магнитных силовых линий.

сочленениям, происходит азимутальное смещение следа силовой линии. Полное угловое смещение силовой линии за один оборот — так называемый угол вращательного преобразования  $\psi$  — достигает  $4\zeta$  (см. рис. 33.1б). В результате вместо замкнутой, т. е. вырожденной силовой линии возникает магнитная поверхность. Магнитные силовые линии, проходившие на разных расстояниях от оси, порождают вставленные друг в друга магнитные поверхности.

Вместо использования геометрии восьмерочного типа, вращательное преобразование может быть создано с помощью специальных геликоидальных (винтовых) обмоток. Благодаря топологическим особенностям магнитного поля в этом случае обеспечивается не только снятие вырождения силовых линий, но, при определенных условиях, и нарастание магнитного поля к периферии камеры, а следовательно, повышение устойчивости плазменной конфигурации. Кроме того, с помощью геликоидальных обмоток можно обеспечить переменную, нарастающую к периферии закрученность силовых линий желаемой величины (рис. 33.2). Просачивание плазмы сквозь образующуюся «плетенку» силовых линий (иными словами — гидродинамическая неустойчивость плазмы винтового типа) будет подавлено.

Структура магнитного поля в Стеллараторе с винтовыми обмотками достаточно сложна. Поэтому, чтобы разъяснить главные

особенности геометрии силовых линий и магнитных поверхностей, мы воспользуемся упрощенной моделью, пригодной, впрочем, и для анализа систем с малой тороидальностью. Моделью будет служить прямая цилиндрическая магнитная ловушка, в которой на однородное продольное магнитное поле соленоида наложено

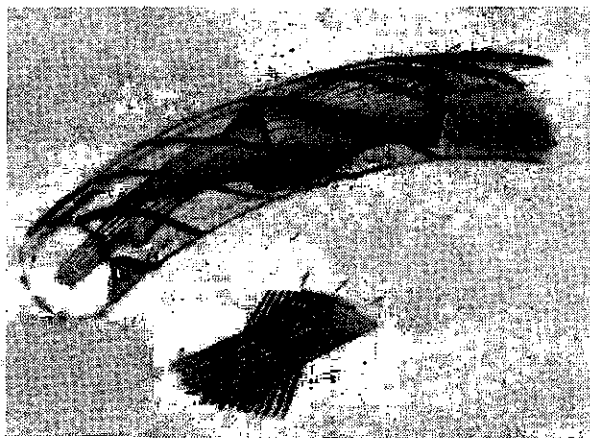


Рис. 33.2. Геликоидальная обмотка и нарастающая с радиусом закрученность магнитных силовых линий, образующих «плетенку». (Маленький рисунок рядом — плетенка.) [61]

поле, создаваемое токами, текущими по винтовым проводникам. В общем случае винтовая обмотка состоит из  $2l$  симметрично расположенных проводников, причем по соседним проводникам текут равные по величине и противоположно направленные токи (рис. 33.3). На практике обычно выбирается  $l = 2$  или  $l = 3$  и соответственно говорят о двух- или трехзаходных обмотках. Систематический и серьезный анализ геометрии винтовых полей был проделан в работах А. И. Морозова и Л. С. Соловьева [193]. Радиальные и азимутальные составляющие винтового поля записываются в виде суммы гармоник, разложенных по тригонометрическим функциям азимута и бесцеленым функциям радиуса.

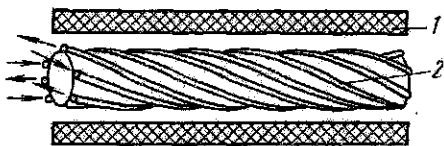


Рис. 33.3. Схема конструкции трехзаходной обмотки. 1 — обмотка катушек соленоидального поля; 2 — обмотка трехзаходного винтового поля.

Наглядное представление о топологической структуре винтового поля можно получить, рассматривая сечение магнитных поверхностей в плоскости  $(r, \varphi)$ . Основной вывод из теоретического

рассмотрения вопроса состоит в том, что сечения магнитных поверхностей могут представлять собой замкнутые кривые или уходить на бесконечность. Так как плазма свободно растекается вдоль силовых линий, а следовательно, и вдоль магнитных поверхностей, то ее удержание на разомкнутых поверхностях вообще не может быть реализовано.

Линия в плоскости  $(r, \varphi)$ , разделяющая в сечении камеры области, заполненные замкнутыми и разомкнутыми поверхностями, называется сепаратрисой.

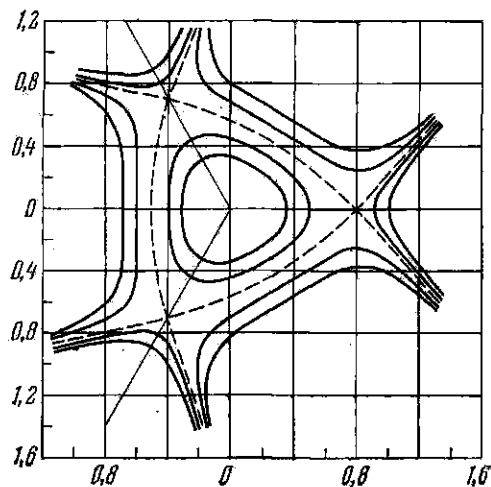


Рис. 33.4. Сечение магнитных поверхностей для трехзаходного Стелларатора. Пунктиром показаны сепаратрисы.

Для двухзаходного Стелларатора при малом значении продольного поля замкнутые поверхности вообще не формируются. В случае трехзаходных систем замкнутые поверхности существуют при любых значениях  $B_0$ , но область сечения камеры, где формируются замкнутые поверхности, располагается тем ближе около оси системы, чем меньше  $B_0$ . Таким образом, мы можем сразу сформулировать важный вывод: рабочая область сечения камеры при недостаточно больших значениях  $B_0$  может оказаться ограниченной сепаратрисой, а не металлическими стенками камеры. На рис. 33.4 изображено сечение магнитных поверхностей для трехзаходного Стелларатора.

Дальнейшие теоретические исследования показали, что качество магнитных поверхностей может существенно ухудшиться при наличии даже малых возмущений от расчетной величины винтового поля. Это расплывчатое утверждение означает, что ранее замкнутые поверхности могут превратиться в разомкнутые путем «разматывания» силовой линии с замкнутой поверхности в месте локального возмущения. Мы не можем, однако, входить в более подробное исследование этого интересного вопроса и укажем только на настоятельную необходимость его экспериментального изучения.

Но прежде чем переходить к описанию результатов соответствующих опытов, обсудим еще одну важную характеристику магнитного поля в рассматриваемых системах. Речь будет идти о перекрещенности силовых линий, т. е. о том эффекте, который был упомянут в начале параграфа.

Необходимые количественные соотношения проще всего разъяснить на модели, в которой прямой цилиндрический плазменный шнур с током находится в однородном продольном магнитном поле. Как всегда, модель пригодна и для тороидальной системы с большим отношением  $R/a$ . Дифференциальное уравнение силовой линии в рассматриваемом случае имеет вид:

$$\frac{r d\varphi}{B_\varphi} = \frac{dz}{B_z}, \quad \text{или} \quad \frac{d\varphi}{dz} = \frac{1}{r} \cdot \frac{B_\varphi}{B_z}. \quad (33.1)$$

Угол поворота силовой линии на протяжении единицы длины будет

$$\psi_1 = B_\varphi / r B_z, \quad (33.2)$$

а на длине тора

$$\psi = \frac{2\pi R}{r} \cdot \frac{B_\varphi}{B_z}. \quad (33.3)$$

Если ток равномерно распределен по сечению шнура, то внутри шнура  $B_\varphi \sim r$ , угол поворота одинаков для всех значений  $r$  и перекрещенность силовых линий в плазме отсутствует.

Переходя от модели к стеллараторным полям, следует заметить, что угол поворота  $\psi$  имеет тот же физический смысл, что и угол вращательного преобразования, о котором мы говорили выше, описывая геометрию силовых линий в системах с такими полями. Как легко понять, скорость изменения угла вращательного преобразования по радиусу  $d\psi/dr$  характеризует собой перекрещенность силовых линий магнитного поля. При сравнении различных магнитных конфигураций обычно пользуются не величиной  $d\psi/dr$ , а безразмерным параметром

$$\Theta = \frac{r^2}{2\pi R} \cdot \frac{d\psi}{dr}, \quad (33.4)$$

который принято называть широм. Вспоминая формулу для коэффициента запаса устойчивости в тороидальной геометрии:

$$q = \frac{R}{r} \cdot \frac{B_z}{B_\varphi}, \quad (33.5)$$

мы видим, что

$$\psi = 2\pi/q \quad (33.6)$$

и, следовательно,

$$\frac{d\psi}{dr} = -2\pi \frac{1}{q^2} \cdot \frac{dq}{dr}. \quad (33.7)$$

Поэтому величину шира можно выразить также через коэффициент запаса устойчивости:

$$\Theta = -\frac{r^2}{R} \cdot \frac{1}{q} \frac{dq}{dr} = \frac{B_\varphi}{B_z} \left( \frac{r}{B_\varphi} \cdot \frac{dB_\varphi}{dr} - 1 \right). \quad (33.8)$$



Определенная таким образом величина  $\Theta$  является локальной характеристикой поля. Часто пользуются понятием среднего шира:

$$\bar{\Theta} = \frac{a}{2\pi R} \Delta\psi, \quad (33.9)$$

где  $\Delta\psi$  — разность значений угла вращательного преобразования на магнитной оси и на внешней магнитной поверхности с радиусом  $a$ .

Обратимся теперь к описанию опытов [194], в которых изучается удержание отдельных заряженных частиц в Стеллараторе. Мы отметили выше актуальность подобных исследований ввиду возможной деградации и распада магнитных поверхностей даже при незначительных локальных возмущениях расчетной магнитной конфигурации. Заметим еще, что, как показывают вычисления, эффективная работа Стеллараторов может быть обеспечена, если ионы со случайным исходным распределением скоростей способны совершить свыше  $10^4$ — $10^5$  оборотов вокруг тороидальной системы. Для электронов число необходимых обходов возрастает до  $4 \cdot (10^5 \div 10^6)$ .

В рассматриваемых опытах Стелларатор представлял собой тороидальную трехзаходную магнитную систему с большим радиусом  $R = 300$  мм; радиус апертурной диафрагмы составлял 57 мм. На длине тора укладывалось восемь периодов трехзаходной винтовой обмотки. Типичная величина шира равнялась 0,05—0,08. Магнитное поле в этих опытах квазистационарно ( $\sim 10$  сек), абсолютные значения поля составляют 1—2 кэс.

Для заполнения ловушки быстрыми электронами, так же как и в опытах, посвященных проверке сохранения адиабатической инвариантности в открытых ловушках (см. § 28), применялись  $\beta$ -электроны радиоактивного газа. В данном случае использовался тритий, который вводился в вакуумную камеру при низком давлении ( $\sim 10^{-7}$  тор) с помощью палладиевого натекателя. Благодаря применению криогенной откочки содержание посторонних примесей поддерживалось на уровне  $10^{-9}$  тор. Возникающая в ловушке равновесная заселенность электронов  $\beta$ -распада измерялась с помощью быстро перемещающегося поперек тора сцинтилляционного пробника.

Записывая уравнение баланса частиц, легко убедиться, что, начиная с некоторого давления трития, равновесная плотность электронов должна оставаться постоянной, независимо от давления трития. В самом деле, в этих условиях число электронов, вновь возникающих за счет  $\beta$ -распада атомов трития, пропорционально давлению трития, и этой же величине пропорционально число электронов, покидающих ловушку за счет столкновений с атомами трития. При более низких давлениях равновесная плотность может быть меньше расчетной величины, так как начинают проявляться другие механизмы потери частиц, в частности инте-

ресующий нас процесс ухода частиц за счет несовершенства магнитных поверхностей. Разаумеется, при измерениях должны быть исключены те частицы, которые с самого начала образуются за сепаратрисой и, следовательно, не удерживаются внутри ловушки.

Переходим к количественной формулировке условий эксперимента. Введем следующие обозначения: пусть  $n_\beta$  — концентрация  $\beta$ -электронов в Стеллараторе,  $P_t$  — парциальное давление трития,  $g$  — его постоянная распада ( $1,26 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1} \text{ см}^{-3} \text{ тор}^{-1}$ ),  $f$  — доля  $\beta$ -частиц, которая попадает в область удержания, и  $\tau$  — время жизни электронов в Стеллараторе. Тогда уравнение баланса записывается в виде:

$$\frac{dn_\beta}{dt} = fgP_t - \frac{n_\beta}{\tau}. \quad (33.10)$$

Принимая в соответствии со сказанным, что главными механизмами ухода электронов являются их столкновения с частицами остаточного газа и процесс ускользания в область за сепаратрисой, следует положить

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_m} + \frac{1}{\tau_D}; \quad (33.11)$$

здесь  $\tau_m$  — среднее время магнитного удержания и  $\tau_D$  — среднее время, в течение которого  $\beta$ -частица в результате столкновений с молекулами остаточного газа (водород, тритий) уменьшит свою энергию настолько, что перестанет быть доступной регистрации пробником или попадет в результате рассеяния в область потерь. Как обычно, можно принять:

$$\frac{1}{\tau_D} = \frac{P_t + P_H}{K}, \quad (33.12)$$

где  $K$  — константа, характерная для данного рода газа, и  $P_H$  — давление водорода. Если ловушка заполнена тритием при таком давлении, что  $\tau_D \ll \tau_m$ , то ее заселенность электронами будет нарастать по закону

$$n_\beta = n_0 [1 - \exp(-t/\tau_D)],$$

и, регистрируя возрастающую плотность электронов, можно найти величину  $\tau_D$ , а следовательно, и численное значение константы  $K$ . Такие измерения были проделаны, и величина  $K$  оказалась равной  $10^{-7} \text{ тор} \cdot \text{сек}$  (для водорода).

В общем случае в условиях равновесия, т. е. при  $dn_\beta/dt = 0$ , уравнение баланса дает:

$$fgP_t = n_\beta \left( \frac{1}{\tau_D} + \frac{1}{\tau_m} \right). \quad (33.13)$$

Напомним, что электроны, находящиеся на данной магнитной поверхности и дрейфующие вдоль нее, заполняют всю систему.

Но тогда справедливо и обратное утверждение, и подвижной сцинтилляционный пробник, пересекая по радиусу ловушку, а следовательно, и все магнитные поверхности, полностью соберет электронную популяцию, находящуюся в объеме Стелларатора. Поэтому, обозначая число импульсов, регистрируемых счетчиком, через  $c$ , объем ловушки — через  $V$  и через  $\eta$  — эффективность счетчика, имеем:

$$c = \eta V n_p. \quad (33.14)$$

Тогда, комбинируя равенства (33.12)—(33.14) и принимая, что кроме трития и водорода посторонних газов в ловушке нет, получим:

$$P_t + P_H = (g/\eta KV) \frac{P_t}{c} - \frac{K}{\tau_m}. \quad (33.15)$$

Таким образом, график  $P_t + P_H = f(P_t/c)$  должен представлять собой прямую линию, и отрезок, отсекаемый этой прямой

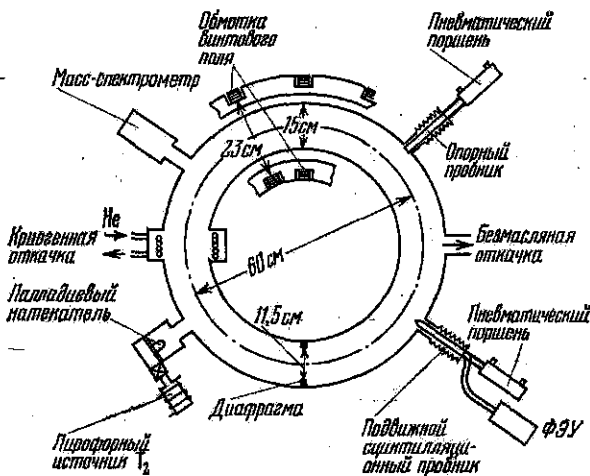


Рис. 33.5. Общая схема Стелларатора, построенного для измерения времени жизни отдельных частиц, и размещение диагностической аппаратуры.

на оси ординат, при известном значении  $K$  должен дать время магнитного удержания  $\tau_m$ .

Остановимся на некоторых экспериментальных деталях. Общая схема Стелларатора приведена на рис. 33.5, а конструкция подвижного сцинтилляционного пробника изображена на рис. 33.6. Счетчик пересекает ловушку за время 50 мсек и имеет собственный фон, составляющий примерно 350 импульсов в секунду, что не препятствует проведению измерений. Давление трития измерялось с помощью масс-спектрометра, калиброванного в абсолютных единицах.

На рис. 33.7 приведены результаты нескольких экспериментов. Как видно, полученная прямая почти в точности нацелена на начало координат, что отвечает численному значению  $K/\tau_m = (1,6 \pm \pm 2) \cdot 10^{-5}$ . Используя приведенное выше значение  $K$ , мы приходим

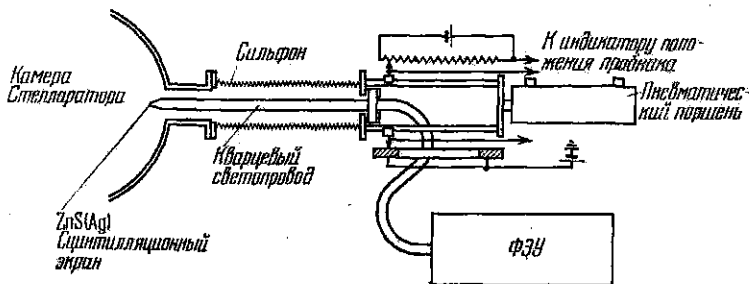


Рис. 33.6. Конструкция подвижного сцинтилляционного пробника.

к выводу, что величина  $\tau_m \approx 10$  сек, т. е. в данной геометрии число совершаемых оборотов не меньше, чем  $5 \cdot 10^7$ . Вывод исключительно обнадеживающий: геометрия магнитных полей не ставит никаких препятствий к осуществлению стеллараторной программы. Заметим еще, что от величины шира  $\tau_m$  не зависит, но ведь здесь рассматривалось удержание отдельных частиц, а не плазмы.

Переходим к рассмотрению главных результатов плазменных экспериментов, полученных на Стеллараторах первого поколения и прежде всего на большом Стеллараторе-С, который тщательно изучался в Принстоне. На рис. 33.8 изображена схема конструкции этой установки. Общая длина замкнутой «беговой дорожки» камеры Стелларатора составляет 12 м. Камера изготовлена из нержавеющей стали, внутренний диаметр 20 см. Соленоидальные обмотки позволяют получать продольное магнитное поле вплоть до 50 кс, типичный интервал рабочих значений долей 1—40 кс. Время существования стабилизирующего поля — 1 сек. Трех-

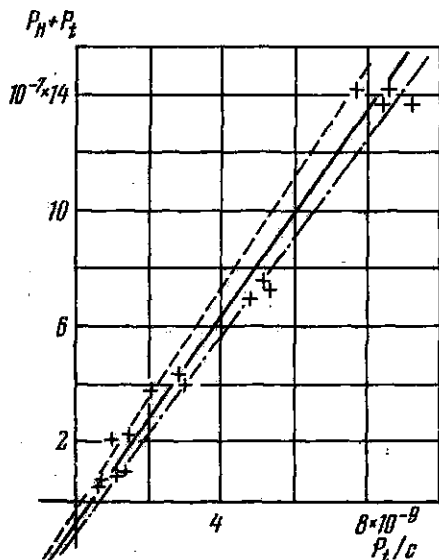


Рис. 33.7. Определение времени магнитного удержания отдельных частиц.

заходная винтовая обмотка, размещенная на изогнутых участках камеры, обеспечивает получение величины ширины  $\approx 3 \cdot 10^{-3}$ . Пиковое значение потребляемой мощности достигает 150000 *вт*. Предельный вакуум составляет  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  *тор*. Стелларатор-С — это большое и сложное сооружение.

Основные методы исследования плазмы, которые применялись на Стеллараторе, помимо измерения токов и напряжений, — это микроволновая диагностика и спектроскопия.

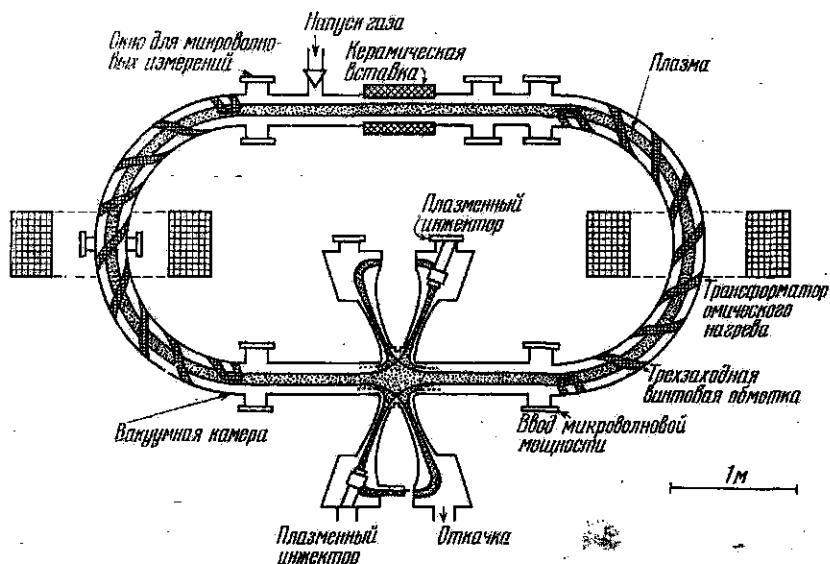


Рис. 33.8. Стелларатор-С с диагностической аппаратурой.

Специальным и очень интересным устройством, предназначенным для уменьшения взаимодействия плазмы со стенкой камеры, является дивертор (рис. 33.9). Разрыв в обмотке продольного поля и включение в этом месте катушек с противоположным направлением витков позволяет разделить все пространство внутри камеры Стелларатора на две изолированные области. Атомы примесей, поступающие со стенок, после ионизации на периферии плазменного шнура заносятся в камеру дивертора, двигаясь вдоль наружных силовых линий. Нейтралы, выбитые со стенок дивертора, имеют мало шансов на попадание обратно в камеру Стелларатора, так как апертурный угол щели дивертора мал. Экспериментально было установлено, что включение дивертора снижает уровень примесей в Стеллараторе-С (при типичных режимах работы) в десятки раз.

Мы не будем останавливаться сколько-нибудь подробно на серии ранних экспериментов [195—197], в которых стелларатор-

ные установки работали в режиме омического нагрева при силе тока в несколько килоампер. Заметим только, что в этих опытах получались плазмы с усредненной плотностью порядка  $(1 \div 2) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , с электронной температурой  $10-20 \text{ эв}$  и низкой ионной температурой. Диаметр плазменного шнура составлял  $40-60 \text{ мм}$  и определялся формой сепаратрисы. Самое печальное, что время жизни частиц в соответствии с формулой Бома линейно возрастало с  $B_0$ , убывало с  $T_e$  и при любых вариациях экспериментальных условий не превышало  $2-3$  бомовских времен. Изменение угла вращательного преобразования также не оказывало никакого влияния на время жизни частиц.

Можно было думать, что наблюдаемый быстрый уход плазмы определяется выбранным механизмом нагрева, специфичен для плазмы большой плотности, характерен для развития механизма ионных колебаний. Поэтому в условиях той же геометрии Стелларатора-С были проведены четыре группы опытов при разных способах нагрева плазмы:

- 1) омический нагрев плазмы;
- 2) нагрев с помощью электронного циклотронного резонанса;
- 3) высокочастотный омический нагрев;
- 4) диссипирующая плазма — механизм нагрева отсутствует.

Измерения проводились в области электронных температур от  $0,2$  до  $10 \text{ эв}$  и при невысоких плотностях ( $\sim 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ). Основным выводом проделанных экспериментов: с точностью до численного коэффициента  $\approx 2$  время жизни частиц описывается формулой

$$\tau_p \approx 0,9 \frac{B_0}{T_e} \left[ \frac{\text{кгс}}{\text{эв}} \right],$$

отвечающей формуле Бома.

Точно так же не принесли успеха опыты, в которых использовался механизм ионного циклотронного нагрева плазмы. Ионная температура была повышена до сотен электронвольт (подводимая мощность на частоте  $20 \text{ Мгц}$  достигала  $1 \text{ Мвт}$ ), но времена жизни, несмотря на совершенно иной механизм нагрева, остаются малыми и, по-видимому, не зависят от ионной температуры.

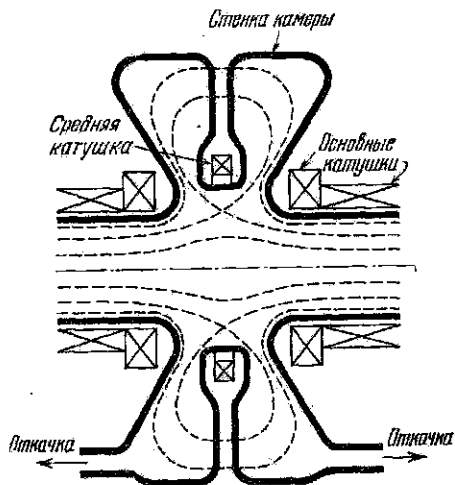


Рис. 33.9. Схема устройства дивертора.

В конце шестидесятых годов на Стеллараторе-С было выполнено еще одно серьезное исследование ([104], рис. 6), в котором изучалось поведение водородной плазмы низкой плотности, получаемой при использовании титановых инжекторов, и ксеноновой плазмы, получаемой с помощью высокочастотного разряда. В этих опытах длина пробега относительно электрон-ионных

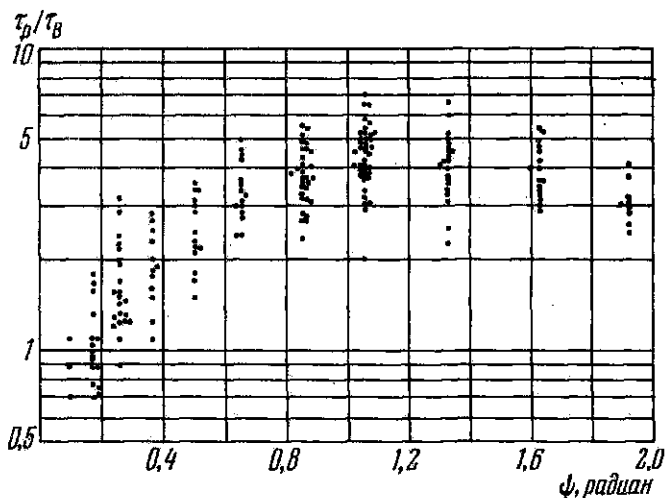


Рис. 33.10. Зависимость времени жизни от угла вращательного преобразования.  $B_{\parallel} = 17$  кэс, диаметр плазменного шнура 10 см. По оси абсцисс отложены значения  $\psi$  (в радианах) на расстоянии 4 см от оси.

столкновений достигала сотен длин обхода по стеллараторной камере. Типичные параметры водородной плазмы таковы:

$$n_e = 10^9 - 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}; T_e \ll 10 \text{ эв},$$

а ксеноновой плазмы

$$n_e = 10^9 \text{ см}^{-3}; T_e \approx 0,3 \text{ эв}.$$

Теперь удалось обнаружить искомую зависимость времени жизни от угла вращательного преобразования, а абсолютные значения времен достигли  $5\tau_B$  (рис. 33.10). Но величина  $\tau_p$  по-прежнему линейно, а не квадратично растет с  $B$ , электрошные и ионные температуры остаются на низком уровне. В результате дальнейший прогресс замедлился, и, как мы знаем, в начале семидесятых годов Стелларатор-С был реконструирован и превратился в Токамак ST.

В табл. 9 сопоставлены геометрические и электротехнические характеристики нескольких действующих в настоящее время Стеллараторов и приведены параметры плазмы, которые получают на них в типичных режимах.

	Тор-1 (СССР)	Ураган-1 (СССР)	Протоклео (Англия)	WIIB (ФРГ)
Число заходов винтовой обмотки	2	3	2-3	2
Продольное поле $B$ , кэс	20	10	5	15
Большой радиус $R$ , см	60	110	40	50
Радиус плазмы $a$ , см	3	6,8	4	4,5
Угол вращательного преобразования $\psi$	$\leq 4,5\pi$	$1,8\pi$	$1,25\pi$	$\leq \pi$
Плотность плазмы $n$ , см <sup>-3</sup>	$5 \cdot 10^{12}$	$6 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{12}$
Электронная температура $T_e$ , эВ	$\leq 10$	$\leq 100$	10	150
Время жизни частиц $\tau_p$ , мсек	3	3	$\leq 4$	$\approx 0,2$

Тщательный учет и коррекция магнитных полей рассеяния, совершенствование вакуумной технологии и расширение измерительных методик привели к несомненному прогрессу. Воспроизводимость экспериментальных данных улучшилась, плазменные параметры повысились, в ряде случаев появилось соответствие между экспериментом и теорией.

Остановимся на некоторых результатах, полученных на Стеллараторе WIIB («Вендельштейн IIB», ФРГ, Гархинг), работающем в режиме омического нагрева [199], и на Стеллараторе Ураган-1 (Харьков, УФТИ), на котором последние (1973 г.) и наиболее интересные данные получены в режиме высокочастотного нагрева [200].

На рис. 33.11 изображены радиальные распределения электронной плотности и температуры, измеренные в типичном режиме при  $\psi = 0,2\pi$  на Стеллараторе WIIB методом лазерного рассеяния. Кривая для  $n_e(r)$ , полученная таким способом, находится в хорошем соответствии с результатами микроволновых измерений. Сопоставление значений  $T_e$ , полученных по формуле Спитцера из величины проводимости плазмы, с данными лазерных измерений также не приводит к противоречиям в предположении, что  $Z_{\text{eff}} = 2,2$ . Энергетические времена жизни в тех же характерных режимах составляют около 0,1 мсек, что в 10 раз превышает оценки, основанные на формуле Бома, и удовлетворительно согласуется с расчетами, основанными на квазиклассическом механизме диффузии. Ионная температура, как показывают

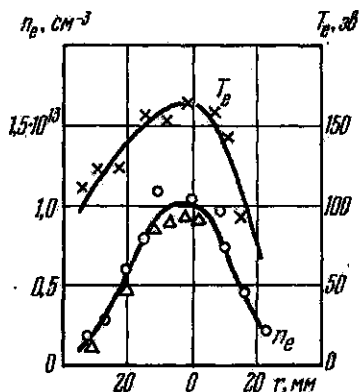


Рис. 33.11. Радиальное распределение электронной плотности и температуры, измеренное на Стеллараторе WIIB методом лазерного рассеяния;  $\circ$  — результаты микроволновых измерений.



измерения с электростатическими зондами, составляет 30—40 эв, т. е. в несколько раз ниже электронной температуры, как это и должно быть в режимах омического нагрева. Существенно, что приведенные экспериментальные данные удалось привести к внутренне согласованной картине только после полной компенсации вертикальной составляющей магнитного поля, появляющегося в результате протекания внутри камеры кольцевого плазменного тока.

На установке Ураган-1, как и следовало ожидать, получены значительно более высокие ионные температуры в результате использования высокочастотного механизма нагрева плазмы.

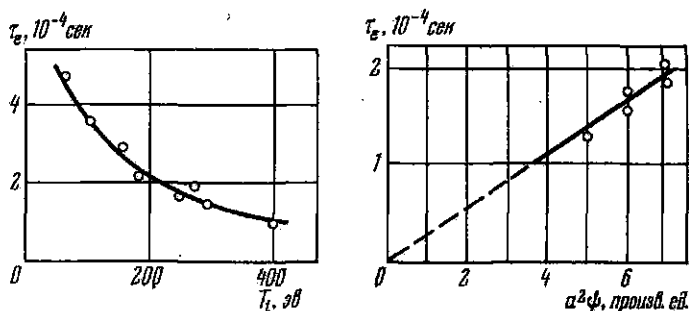


Рис. 33.12. Зависимость энергетического времени жизни от ионной температуры и от геометрического параметра  $a^2\phi$ .

Непосредственные измерения величины  $T_i$  были основаны на использовании методов пассивной корпускулярной диагностики. Сумма  $T_e + T_i$  определялась из опытов с диамагнитным витком. На рис. 33.12 приведена зависимость энергетического времени жизни от ионной температуры и от произведения  $a^2\phi$ . Как мы видим, экспериментальные точки хорошо согласуются с расчетными кривыми, основанными на формуле

$$\tau_e \sim B^2 a^2 \phi / T_i^{3/2},$$

которая должна соблюдаться, если плазма находится в режиме, отвечающем области плато на кривой Галеева — Сагдеева.

Конечно, при столь кратком изложении материала достаточное количество вопросов остаются неразъясненными. Почему, например, несмотря на сравнительно высокую электронную температуру и очень высокую ионную температуру, на установке Ураган-1 не происходит выгорания линий СИИ? С каким механизмом связано возрастание электронной плотности в течение разряда? Впрочем, сомнений в необходимости дальнейших исследований не возникает. Интересными и многообещающими представляются эксперименты, посвященные исследованию поведения лазерной плазмы на установке Тор-1 [201]. Но здесь мы находимся еще в начале пути.

Еще несколько замечаний общего характера, относящихся к стеллараторной программе в целом.

Набор введенных нами геометрических образов — перекрещенность силовых линий, угол вращательного преобразования, шпир, — разумеется, в равной мере пригоден для описания топологической структуры магнитного поля как в системах с продольным током, так и в Стеллараторах. Но тогда возникает вопрос, почему весь этот реквизит представлений не был использован с самого начала, при рассмотрении и толковании экспериментальных данных, получаемых на любых замкнутых системах?

Вопрос кажется тем более естественным, что при теоретическом анализе геометрия замкнутых магнитных конфигураций всегда рассматривается с универсальной позиции. Такой подход несомненно обладает преимуществами в отношении логической стройности и простоты. Если, тем не менее, практически все параметры плазмы на токовых системах (температура, плотность, времена жизни) представляются экспериментаторами как функции величины продольного поля или полного тока, а не величины шпир, то это объясняется тем обстоятельством, что истинная структура магнитного поля в плазме нам неизвестна, так как мы очень плохо знаем распределение тока по сечению плазменного шпура. Напротив того, в экспериментах, выполненных на Стеллараторах, величина шпир выступает нередко в качестве независимой переменной, и это понятно, потому что геометрия вакуумного поля здесь однозначно задается распределением токов в соленоидальных и винтовых обмотках, она точно рассчитывается и легко измеряется. Влияние плазмы на жесткий каркас магнитных силовых линий, созданных в вакууме, в первом приближении может не учитываться. Особенно четкое и последовательное проведение этого подхода видно на модельных опытах по удержанию в стеллараторных полях отдельных частиц — опытах, о которых шла речь выше.

В заключение данного параграфа, вероятно, уместно задать следующий общий вопрос: чем объясняется относительно больший успех программы Токамак по сравнению со стеллараторной программой? Ведь характерные черты теоретической идеологии, как мы только что говорили, в обоих случаях совпадают, а согласованность магнитных полей плазменного тока и тока, текущего по обмоткам камеры в установках Токамак, бесспорно является отрицательным моментом, стесняющим экспериментатора. Что касается технических и технологических трудностей, возникающих при сооружении и эксплуатации установок обоих типов, то они вполне сопоставимы.

Объяснение, по всей вероятности, следует искать в двух направлениях.

Первое, совершенно банальное, соображение связано с тем, что ни на одной из построенных стеллараторных установок поперечник плазменного шпура не превышает 135 мм. Как мы знаем,

это определяется в значительной степени положением сепаратрисы и разделением всего сечения камеры на зону удержания и зону ухода частиц. На больших Токамаках соответствующая величина (поперечник плазмы  $a$ ) оказывается в три раза большей. Но все диффузионные механизмы потерь зависят от  $a^2$ , и одно это обстоятельство, при прочих равных условиях, дает выигрыш примерно на порядок величины для времени жизни частиц в пользу Токамаков.

Во-вторых, судя по совокупности накопленной информации, конфигурация магнитного поля в Стеллараторе обеспечивает худшее удержание плазмы. Точнее, магнитные поверхности, по-видимому, более чувствительны к малым возмущениям, здесь легко происходит эрозия, расслаивание магнитных поверхностей, и это сопровождается повышенным уходом частиц.

Кроме того, до сих пор все методы нагревания плазмы, применявшиеся в Стеллараторах, были менее эффективны, чем омический нагрев.

Все сказанное не следует рассматривать как эпитафию стеллараторной программы. Не исключено, что новые установки, которые сооружаются или проектируются, — установки, обладающие большим отношением  $a/R$ , с технологической и диагностической оснасткой, отвечающей возрастающему мастерству экспериментаторов, — окажутся несравненно лучше существующих моделей. Более того, если изучаемые методы нагревания плазмы продемонстрируют свою успешность, то преимущества, в принципе заложенные в конструкцию Стелларатора (стационарная работа, независимый шир, дивертор), могут выступить на первый план и превратить Стелларатор в полноценного конкурента Токамака.

ИМПУЛЬСНЫЕ СИСТЕМЫ

§ 34. Прямые самостягивающиеся разряды

Переходя к описанию последней группы систем, которые разрабатываются в связи с развитием исследований по программе управляемого синтеза, мы начнем с рассмотрения простейших установок, так называемых *Z*-пинчей, т. е. линейных сильноточных импульсных разрядов. После того как в 1950 г. была сформулирована первоначальная идея о магнитной термоизоляции плазмы, казалось необычайно привлекательным осуществить соответствующий процесс путем пропускания сильного тока через газообразный дейтерий. При этом электрический ток, протекающий через газ, должен был одновременно выполнять две функции: нагревать и термоизолировать плазму; первое — за счет Джоулева тепла, второе — за счет собственного магнитного поля. Количественным воплощением этих надежд является известная формула Шлюгера, нестрогий вывод которой приводится ниже.

Пусть через цилиндрический плазменный шнур радиуса  $r$  протекает ток  $J$ . Предположим, что шнур отделен от стенок газоразрядной камеры вакуумным промежутком, иными словами — термоизолирован собственным магнитным полем. Можно представить себе осуществление подобной ситуации в результате стягивания сначала широкой, заполнявшей всю разрядную камеру, плазменной колонны при быстром нарастании тока. Электродинамические силы, существующие между параллельными токами, которые на начальной стадии процесса за счет скин-эффекта текут по наружной оболочке шнура, сжимают плазму к оси. Предположим (это допущение ошибочно!), что силами инерции можно пренебречь и что шнур устойчив до момента достижения максимума тока (это также неверно!). Тогда, поскольку плазменный шнур по предположению находится в вакууме, газовое давление плазмы в рамках квазистационарной картины процесса непрерывно уравновешивается магнитным давлением, т. е.

$$\frac{B^2}{8\pi} = 2\bar{n}kT,$$

где  $\bar{n}$  — средняя по сечению плотность частиц в плазменном шнуре и  $T = T_i = T_e$  — их температура. Сделанные допущения о равенстве ионной и электронной температур и о 100%-ной ионизации плазмы можно считать более или менее оправданными при больших плотностях, т. е. на поздних стадиях сжатия плазмы. Как всегда, можно положить

$$B = 2J/cr,$$

и, следовательно, предыдущее равенство переписывается в виде:

$$\frac{4J^2}{c^2 r^2 8\pi} = 2\bar{n}kT, \quad \text{или} \quad \frac{J^2}{4c^2} = \pi r^2 \bar{n}kT.$$

Обозначим число частиц, приходящееся на 1 см длины шнура, через  $N = \pi r^2 \bar{n}$ ; тогда получим:

$$\frac{J^2}{4c^2} = NkT. \quad (34.1)$$

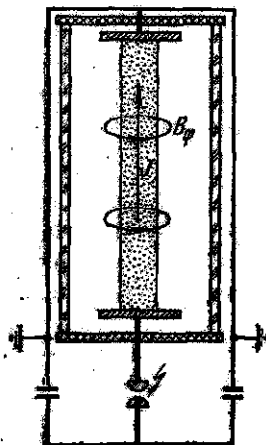


Рис. 34.1. Типичная схема экспериментальной установки «Z-пинч».

Легко проверить, что, например, при  $N \sim 10^{17} \text{ см}^{-1}$  и  $J \sim 10^6 \text{ а}$  уже получают очень высокие температуры, превышающие  $10^8 \text{ }^\circ\text{К}$ . Если бы ионное состояние плазмы с  $n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , которое, как ранее казалось, можно реализовать на финальных стадиях сжатия плазменного шнура при подходящем начальном давлении нейтрального газа, сохранялось бы устойчивым в течение времен порядка 10 *мксек*, то критерий Лоусона для дейтерий-тритиевой смеси был бы близок к осуществлению. Таким образом, в те далекие времена (начало пятидесятых годов) путь в энергетическое эльдорадо представлялся открытым.

Рассмотрим теперь те экспериментальные условия, в которых были выполнены основные исследования в данном направлении [202]; обсудим и результаты этих исследований, которые привели к установлению ряда интересных и неожиданных фактов в области физики плазмы, хотя и не дали решения проблемы управляемого синтеза.

Типичная схема экспериментальной установки приведена на рис. 34.1. Цилиндрическая разрядная камера с изолирующими стенками (керамика, фарфор, стекло) заполняется исследуемым газом (водород, дейтерий, гелий). Электроды обычно изготавливаются из меди. Длина разрядного промежутка варьируется в различных опытах от десятка сантиметров до 2 м, а диаметр камеры — от 10 до 60 см. Источником электрического питания слу-

жат высоковольтные конденсаторные батареи; разрядное напряжение составляет несколько десятков киловольт. Для снижения паразитной индуктивности, ограничивающей величину тока и скорость его нарастания, применяется специальная обшивка батареи, а разрядная камера заключается в коаксиальный фидер. В результате паразитная индуктивность обычно не превышает сотых долей микрогенри и амплитудное значение тока может достигать  $1-2 \text{ Ма}$ . Начальное давление газа выбирается в интервале  $10^{-2}-10^{-1} \text{ тор}$ .

Рассмотрим, в какой мере экспериментальные факты, полученные с помощью разнообразных методов диагностики (осциллографирование токов и напряжений на разрядной камере, спектральные измерения, скоростная киносъемка, пьезоэлектрические

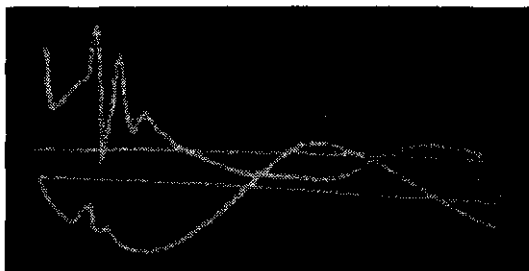


Рис. 34.2. Осциллограммы напряжения (вверху) и тока (внизу) при разряде в дейтерии.  $U_0 = 40 \text{ кв}$ ,  $P_0 = 0,05 \text{ мм рт. ст.}$ , длительность развертки  $80 \text{ мксек}$ ,  $J_{\text{max}} = 400 \text{ ка}$ .

измерения и т. д.), согласуются с выдвинутой версией о квазистационарной картине процесса.

Начнем с анализа осциллограмм тока и напряжения. Для обычного контура с постоянными параметрами разряд конденсатора изображается затухающими синусоидами, декремент которых определяется активными потерями, а фазовый сдвиг между током и напряжением зависит от соотношения между индуктивностью и активным сопротивлением. Период колебаний постоянен.

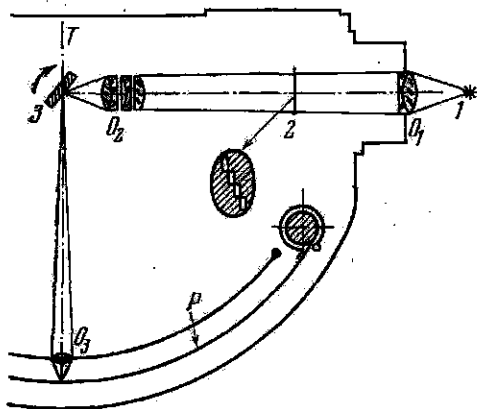
В действительности наблюдаемые на опыте кривые выглядят совершенно иначе. При небольших начальных давлениях (сотые и десятые доли тора) на осциллограммах обнаруживаются высокочастотные колебания и даже полные разрывы, свидетельствующие об очень быстром изменении регистрируемых величин, особенно резко проявляющиеся на кривой  $U(t)$  в течение первого полупериода. В зависимости от начального напряжения (а следовательно, и значения  $J_{\text{max}}$ ), от паразитной индуктивности, начального давления и геометрических параметров разряда разнообразно получаемых кривых весьма велико. Однако некоторые характерные черты могут быть неизменно выделены на всех

осциллограммах (см. рис. 34.2; условия эксперимента указаны в подписи к рисунку):

1) На кривых тока в течение первого полупериода наблюдаются так называемые особенности: 2—3 излома и разрыва, строго сфазированные с резкими выбросами напряжения.

2) Продолжительность первого полупериода всегда больше последующих. Иными словами — индуктивность контура оказывается функцией времени и она велика в течение начальной фазы процесса.

С увеличением давления особенности проявляются менее резко и наступают в более поздние моменты времени. С увеличением



напряжения особенности становятся все более отчетливыми и сдвигаются к ранним фазам процесса. Если омическое сопротивление плазменного шнура мало по сравнению с его индуктивным сопротивлением, то по формуле (17.3) можно найти временной ход индуктивности, а затем из (17.4) — радиус шнура для любого момента времени. Проведенные расчеты приводят к картине, отвечающей нескольким быстрым сжатиям шнура, которые происходят в моменты особенностей на кривых тока.

Рис. 34.3. Схема сверхскоростной фоторегистрирующей установки СФР в варианте дуны времени. 1 — исследуемый светящийся объект;  $O_1$  — входной объектив; 2 — четырехступенчатая диафрагма;  $O_2$  — промежуточный объектив; 3 — вращающееся зеркало ( $n_{\text{max}} = 75 \cdot 10^3$  об/мин);  $O_3$  — один из выходных объективов; P — фотопленка.

Переходим к оптическим данным. Весьма ценная и исключительная по наглядности информация получена путем применения скоростной киносъемки процесса. Временная развертка изображения светящейся плазмы осуществляется с помощью вращающегося зеркала и системы объективов (рис. 34.3). Входной объектив  $O_1$  строит действительное изображение снимаемой картины в плоскости T, пересекающей грань вращающегося плоского зеркала, в районе его оси вращения. Пучки света от точек действительного изображения, отраженные зеркалом, проходят через какой-либо из многочисленных объективов  $O_3$  и попадают на неподвижную фотопленку P. Положение фотопленки и промежуточных линз выбрано так, что действительное изображение регистрируемой картины и соответствующие участки пленки оказываются в сопряженных фокусах любого из промежуточных объективов. В резуль-

тате при повороте зеркала каждый из объективов строит на поверхности пленки последовательные кадры.

Следует ясно понимать, что при вращении зеркала никакого смещения кадра на поверхности пленки не происходит: поворот зеркала только меняет угол падения лучей на данную линзу  $O_2$ , — лучей, исходящих от одного и того же элемента неподвижного действительного изображения плазмы, образованного в плоскости  $T$ .

Для устранения виньетирования и обеспечения правильной коммутации световых пучков от одного промежуточного объектива к следующему между входным объективом и зеркалом, вблизи последнего, установлена коллективная линза  $O_2$  таким образом, что в ее сопряженных фокусах оказывается оправа входного объектива  $O_1$  и оправа любого из используемых, при данной позиции зеркала, промежуточных объективов  $O_2$ . При вращении зеркала изображение входного объектива перемещается по промежуточным объективам. Система работает как световой затвор и посылает световые пучки поочередно, через все промежуточные объективы. Для максимального использования рабочей площади фотопленки фактически применяется не один ряд объективов  $O_2$ , а два или даже четыре ряда, смещенных по высоте.

В стандартных устройствах при скорости вращения зеркала  $75 \cdot 10^3$  об/мин каждый кадр экспонируется в течение 0,25 мксек, интервал между кадрами составляет также около 0,25 мксек. Электронная автоматика обеспечивает высокую точность фазировки и возможность привязки снимаемых кадров к определенным стадиям исследуемого процесса.

Типичный «кинофильм», полученный с помощью описанной аппаратуры, приведен на рис. 34.4. Как видно из приведенной последовательности кадров, в начальной стадии процесса свечение плазмы практически полностью заполняет разрядную камеру; затем оно стягивается в сравнительно узкий плазменный шнур, оторванный от стенок. Заметим, что на самых ранних этапах интенсивность свечения мала и форма плазменного образования не может быть зарегистрирована на пленке. Момент первой особенности совпадает, в пределах точности описываемых экспериментов, с формированием плазменного шнура, стянутого к оси. На более поздних стадиях разряда шнур теряет правильную устойчивую форму, начинает извиваться подобно змейке и распадаться на плазменные сгустки причудливых очертаний. С этого времени уже сказывается сильное взаимодействие плазмы со стенкой.

В рамках того временного разрешения, которое было реализовано на приведенных снимках, различия между кадрами, отвечающими одним и тем же моментам времени, но полученными в различных разрядах при неизменных начальных условиях, оказываются небольшими. Поэтому усредненную по многим разрядам картину свечения плазмы можно рассматривать как достаточно представительную и можно сделать следующий шаг в ее расшифровке, позволяющий судить о внутренней структуре разряда.



Переходя от фотографической регистрации к фотоэлектрической и выигрывая тем самым в чувствительности, легко получить информацию о радиальном перераспределении интенсивности свечения во времени. Обычно такие измерения выполняются в монохроматическом свете, например, в свете линии  $H_{\beta}$  [203]. С этой целью на расстоянии в несколько метров от разрядной камеры со стеклянными стенками помещается монохроматор.

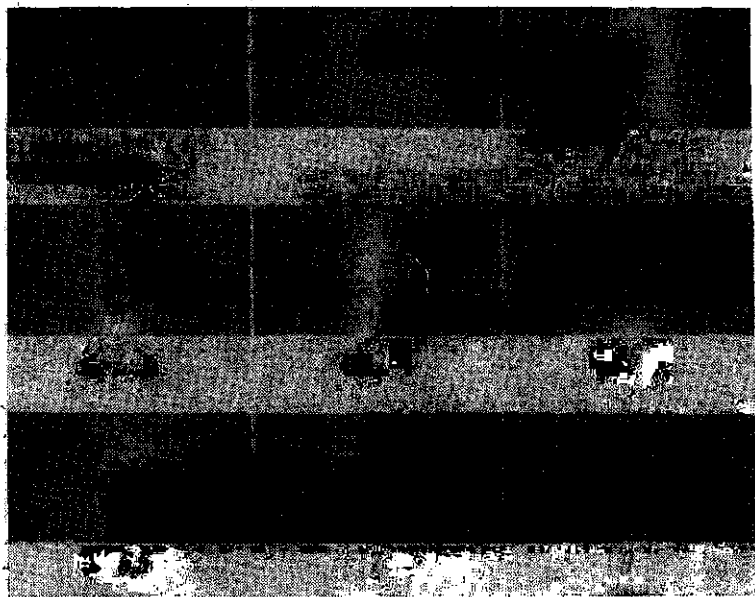


Рис. 34.4. Сверхскоростная киносъемка разряда в дейтерии.  $U_0 = 40$  кэ, начальное давление 0,2 мм рт. ст.

Поверхность камеры, за исключением узкой щели в средней части, закрывается непрозрачным экраном. Перед щелью располагается диафрагма диаметром 1—2 см, которая может перемещаться перпендикулярно к оси цилиндра и к линии обзора. Таким образом, все сечение камеры разбивается по хордам на ряд непрерывающихся зон (рис. 34.5). Фотоумножитель на выходе монохроматора регистрирует временной ход изменения интенсивности свечения для каждой зоны. От полученных значений интенсивности  $I_1(t)$ ,  $I_2(t)$  и т. д., т. е. от наблюдаемого на опыте распределения  $I(x, t)$ , путем абелевского обращения переходим к радиальному распределению  $I(r, t)$ .

Разумеется, описанная стандартная процедура проста в случае цилиндрической симметрии разряда и справедлива, если можно пренебречь самопоглощением плазмы. Отклонения от симметрии

наблюдаются в основном на самых начальных стадиях разряда при низких давлениях газа. Контроль на отсутствие заметного самопоглощения делается в специальном опыте: позади разрядной камеры помещается плоское зеркало; если поглощения нет, то измеряемый сигнал от выделенной зоны удваивается.

На рис. 34.6 в качестве примера приведена рассчитанная картина радиального распределения свечения для ряда моментов времени; условия эксперимента указаны в подписи к рисунку. Сначала свечение сосредоточено на периферии камеры. Это естественно: при быстром нарастании тока максимальная плотность тока оказывается стянутой к поверхности шнура за счет скин-эффекта. Прямые опыты, в которых с помощью магнитных зондов измерялась напряженность магнитного поля по радиусу, а затем реконструировалось распределение плотности тока по сечению камеры, полностью согласуются с оптическими данными. Через несколько микросекунд после старта разряда (точное значение соответствующего момента времени зависит от начального давления газа, возраста с его увеличением) свечение отрывается от стенок и полый светящийся цилиндр плазмы стремительно стягивается к оси. Финальная скорость сжатия зависит от начальных условий, но в качестве характерных цифр может быть названа величина, близкая к  $10^7$  см/сек. Снова перекрестный контроль с данными магнитных зондов приводит к подтверждению этой картины.

Недавно [204] с использованием скоростного затвора (ячейки Керра) были получены снимки процесса с временным разрешением в 10—20 раз более высоким (рис. 34.7). Общая последовательность событий полностью воспроизводится и при этом детальном анализе, но некоторые подробности, ускользавшие при съемке с экспозицией в десятые доли микросекунды, теперь выступают с необходимой отчетливостью. Прежде всего, еще до момента первой особенности на поверхности шнура обнаруживаются возмущения с ясно выраженной пространственной периодичностью. Кроме того, утверждение о совпадении момента первой особенности с максимальным сжатием шнура около оси также является приближенным. Впрочем, отмеченные факты, к обсуждению которых мы еще вернемся, носят характер уточнений рассмотренной основной схемы процесса.

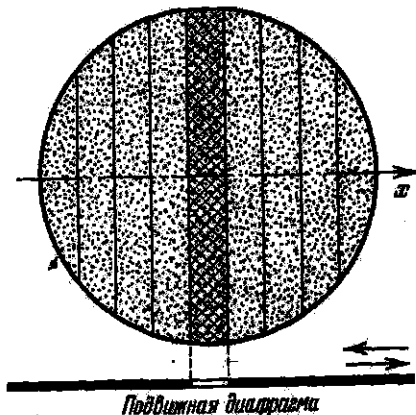


Рис. 34.5. Регистрация интенсивности свечения плазмы по зонам.

Обратимся к результатам спектрографических исследований [205]. Наибольшей наглядностью обладает картина, получаемая при временной развертке спектра с помощью вращающегося зеркала (рис. 34.8, 34.9). Спектрограммы, показанные на рис. 34.10, получены с этой аппаратурой. Спектральная развертка синхронизована с ходом разрядного тока. Для этого входная щель

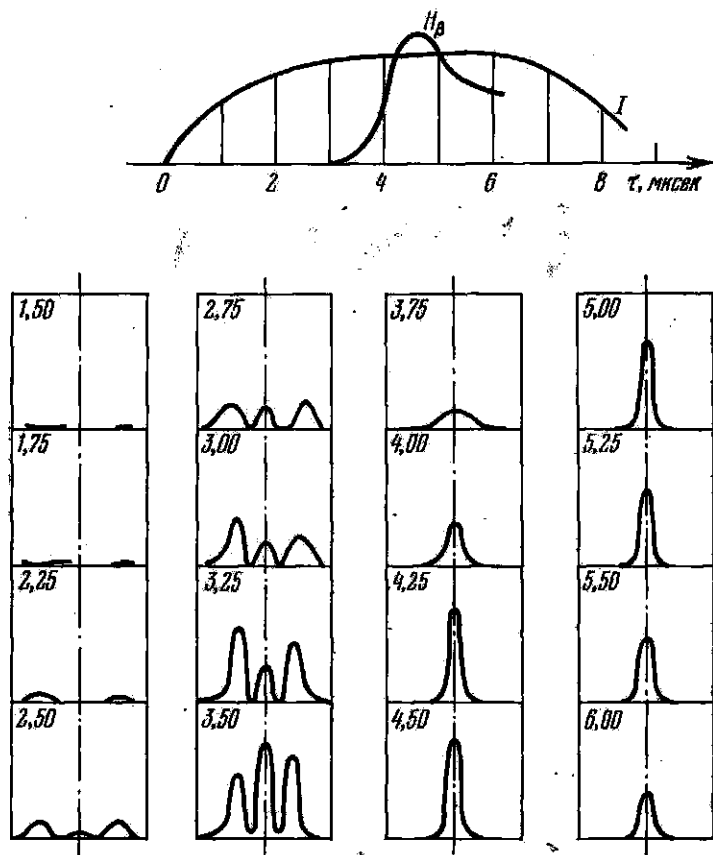


Рис. 34.6. Радиальное распределение свечения в свете линии  $H_{\beta}$  для ряда моментов времени.  $P_0 = 0,4 \text{ тор}$ ,  $J_{\text{max}} = 300 \text{ ка}$ . Для  $\tau = 3,75 \rightarrow 6,0 \text{ мксек}$  вертикальное усиление уменьшено в 20 раз.

спектрографа в одном месте пересечена тонким волоском, дающим разрыв на всех спектральных линиях. На волоске укрепляется миниатюрное зеркальце  $M_0$ . В момент прохождения через волосок световой полоски, бегущей при развертке спектра вдоль щели, световой зайчик отбрасывается зеркальцем на катод фотоумножителя.

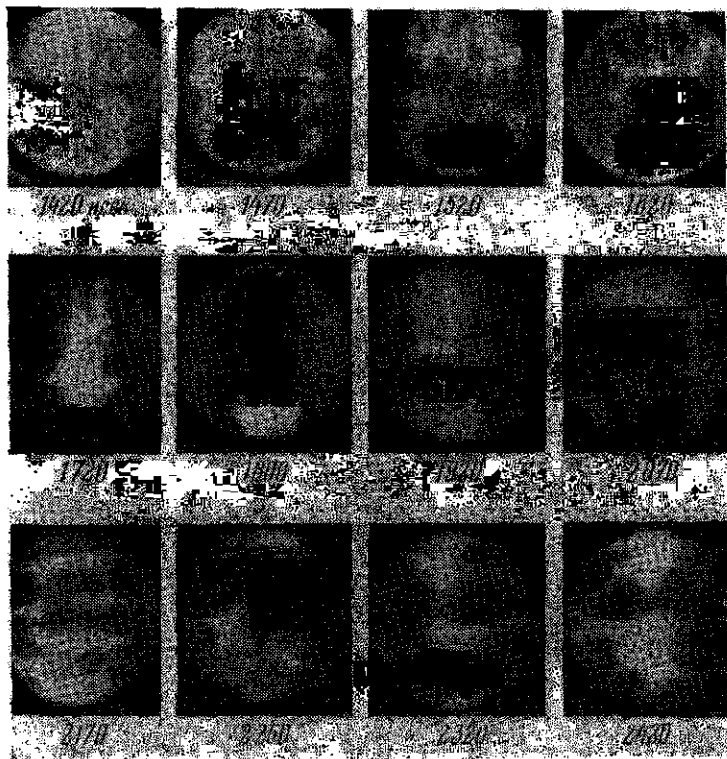


Рис. 34.7. Снимки свечения разряда в водороде с использованием ячейки Керра. Экспозиция 20 мсек.

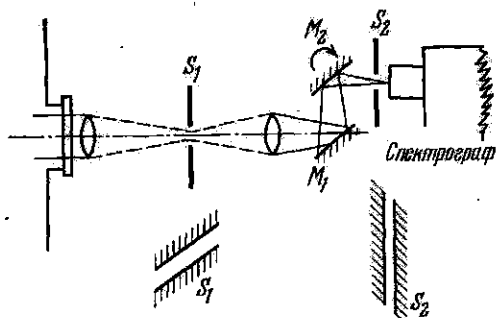


Рис. 34.8. Схема аппаратуры для временной развертки спектра.  $M_1$  — неподвижное зеркало;  $M_2$  — вращающееся зеркало;  $S_1$  — горизонтальная щель;  $S_2$  — вертикальная входная щель спектрографа.

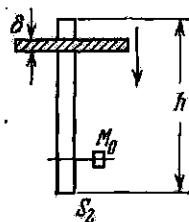


Рис. 34.9. Входная щель спектрографа. Затрихована бегущая световая полоска;  $\delta$  — ширина изображения горизонтальной щели  $S_1$ .

Таким образом, если на одном луче осциллографа записана кривая разрядного тока, то сигнал, поданный от фотоумножителя на другой луч, служит индикатором — временной меткой той фазы разряда, которой соответствует разрыв на спектральной развертке. Осциллограммы разрядного тока, синхронизованные описанным способом с разверткой спектра, приведены на том же рисунке 34.10 слева.

Заметим, что в рассмотренных опытах при фотографировании спектра применялась фотопленка, обладающая максимальной чувствительностью в красной части спектра. Поэтому из всех линий бальмеровской серии на снимке оказалась зарегистрированной с заметной интенсивностью только линия  $H_{\alpha}$ . В дальнейшем временные развертки спектра были получены не только в видимой, но и в ультрафиолетовой области.

На обсуждаемом рисунке приведены две спектрограммы: первая получена при разряде в чистом водороде, вторая — в смеси водорода и азота (95%  $H_2$  + 5%  $N_2$ ). Разумеется, и спектр,

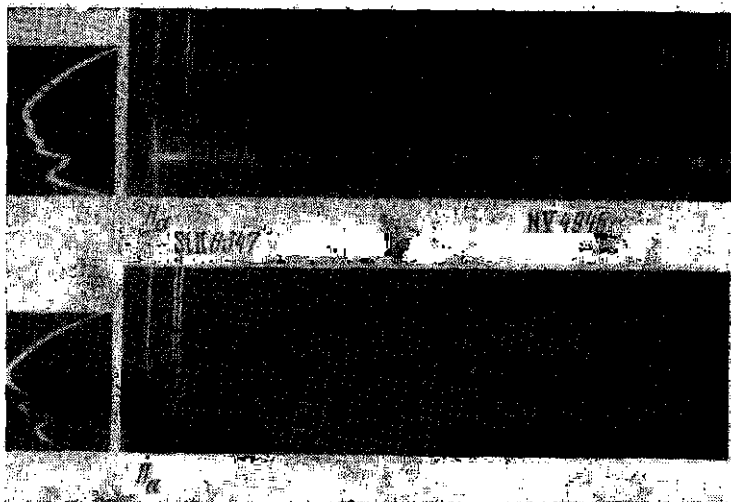


Рис. 34.10. Спектрограмма импульсного разряда в чистом водороде (нижняя картинка) и в смеси водорода и азота (95%  $H_2$  + 5%  $N_2$ ). Слева — осциллограммы разрядного тока. Ось времени вертикальна,  $t \approx 15$  мксек.

отвечающий разряду в «чистом» водороде, содержит ряд примесных линий, и этот результат банален, но временная развертка показывает нам теперь динамику поступления примесей в плазму. Водородные линии вспыхивают вскоре после старта разряда; позднее, как свидетели распада плазменного шнура в результате неустойчивостей и взаимодействия шнура со стенкой камеры, появляются линии примесей — линии атомарного и ионизованного кислорода, кремния и т. д.

Особенно интересной отличительной чертой спектрограмм является вспышка континуума, совпадающая по фазе с моментом максимального сжатия шнура, с первым пикомом на осциллограмме тока. Непрерывный фон слабо выражен при разряде в водороде, но отчетливо наблюдается как при небольших добавках азота, так и при увеличении начального давления водорода. Легко понять, что возникновение континуума следует рассматривать как убедительное и независимое доказательство сильного сжатия плазмы в момент особенности. Пропорциональность тормозного излучения величине  $Z_{eff}^2$  и квадрату плотности числа заряженных частиц непринужденно объясняет наблюдаемое на опыте увеличение интенсивности континуума при введении примеси азота, а также при возрастании начального давления.

Мы говорим сейчас для краткости только о тормозном излучении, оставляя в стороне рекомбинационный континуум, потому что его вклад в наблюдаемый сплошной спектр в условиях опыта обычно бывает мал. Впрочем, качественное толкование рассматриваемых процессов от этого ограничения совершенно не зависит, — с увеличением плотности плазмы интенсивность свечения в обоих случаях растет пропорционально  $n_e^2$ .

Заметим еще, что количественные эксперименты, с использованием фотоэлектрической регистрации интенсивности непрерывного фона в выделенном интервале длин волн, позволяют определить величину  $n_e$  (см. § 20). В качестве перекрестного контроля можно измерить эту же величину, анализируя уширение линий балмеровской серии в различные моменты времени. Несколько ниже мы обсудим результаты этих измерений, а также других экспериментов, в которых определялись параметры плазмы.

Совокупность приведенных экспериментальных фактов (их число было бы нетрудно увеличить, так как выбраны просто наиболее наглядные!) убедительно свидетельствует в пользу следующей схемы протекания процесса. После старта разряда, в ходе быстрого нарастания тока, происходит его вытеснение на периферию (скин-эффект). Под действием электродинамических сил поверхностный плазменный слой стягивается к оси. Образующаяся ударная волна «сгребает» нейтральный или слабо ионизованный газ, оставшийся внутри цилиндрического плазменного слоя, вовлекая постепенно всю массу газа в движение к оси. В момент первой особенности плазменный шнур имеет минимальный диаметр. Затем происходят два-три колебания шнура и неустойчивая плазменная колонна разваливается, попадая на стенки камеры.

Легко убедиться, что эта схема полностью противоречит первоначальной картине квазистационарного сжатия плазменного шнура, картине, в которой газовое давление непрерывно уравновешивается магнитным давлением тока. Фиско квазистационарной модели становится особенно очевидным из сопоставления следующих фактов. При большом начальном давлении, когда особенность лежит за максимумом тока, шнур продолжает стя-

гиваться вплоть до момента особенности, несмотря на уменьшение тока. Напротив того, при низком начальном давлении без труда реализуется ситуация, при которой шнур расширяется после рано наступившей особенности, несмотря на возрастание тока, еще не достигшего максимума.

Правильное описание происходящих событий было предложено в известной работе Леонтовича и Осовца, основанной на модели, в которой впервые были последовательно учтены силы инерции [206].

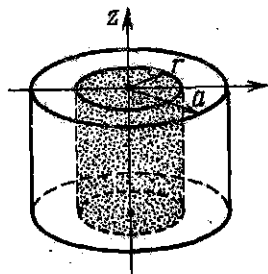


Рис. 34.11. Геометрия сжимающегося плазменного шнура.

Итак, примем, что газ внутри плазменного слоя почти не ионизован и не нагрет и что по мере стягивания плазменной корочки ее масса растет в результате захвата нейтралов за счет процесса перезарядки.

Таким образом, в течение всего сжатия нет равенства давлений; больше того, в первоначальном простейшем варианте теории вообще не учитываются силы газового давления. Тогда, рассматривая цилиндр единичной высоты (рис. 34.11), можно написать очевидное равенство:

$$\frac{d}{dt}(mv) = F = P_m S = \frac{B^2}{8\pi} 2\pi r, \quad (34.2)$$

где  $m$  — масса плазменного слоя, образовавшегося к данному моменту времени. Обозначая через  $\rho$  начальную плотность газа, через  $a$  — начальный радиус и через  $M = \pi \rho a^2$  — полную массу газа в цилиндре, перепишем (34.2) в виде:

$$\frac{d}{dt} \left[ \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right) \frac{dr}{dt} \right] = \frac{J^2(t)}{c^2 M r}. \quad (34.3)$$

Написанное уравнение вместе с очевидными начальными условиями

$$r|_{t=0} = a \quad \text{и} \quad \dot{r}|_{t=0} = 0 \quad (34.4)$$

описывает процесс сжатия плазмы в рамках принятой модели. Необходимо, однако, еще задать закон изменения тока во времени, т. е. функцию  $J(t)$ . Вообще говоря, для этого следует ввести электротехнические уравнения контура с переменной индуктивностью (ведь, как мы знаем, индуктивность контура растет в течение сжатия!). Вместо этого ограничимся пока простейшим допущением, пригодным для анализа начальной стадии процесса: примем, что  $J(t)$  линейно растет со временем,

$$J(t) = \alpha t. \quad (34.5)$$

Приведем уравнение (34.3) к безразмерному виду, введя безразмерные переменные  $x$  и  $\tau$  и соответствующие масштабные множители:

$$x = r/a \quad \text{и} \quad \tau = t/t_0. \quad (34.6)$$

Тогда получим:

$$\frac{1}{t_0^2} \cdot \frac{d}{d\tau} \left[ (1 - x^2) \frac{dx}{d\tau} \right] = \frac{\alpha^2 t_0^2}{c^2 a^2 M} \cdot \frac{\tau^2}{x}$$

Если выбрать временной масштаб, который до сих пор оставался произвольным, следующим образом:

$$t_0 = \left( \frac{ac}{\alpha} \right)^{1/2} M^{1/4}, \quad (34.7)$$

то уравнение движения плазменного слоя запишется окончательно в виде:

$$\frac{d}{d\tau} \left[ (1 - x^2) \frac{dx}{d\tau} \right] = \frac{\tau^2}{x}. \quad (34.8)$$

Это — нелинейное уравнение второго порядка. Его решение находится путем численного счета на электронных машинах. Однако из физических условий задачи ясно, что  $x$  обратится в нуль при каком-то конечном значении  $\tau$ , так как силы, противодействующие сжатию, отсутствуют. Обычно, когда уравнение имеет безразмерную форму и численные коэффициенты близки к единице, изменение функции на 1 (от  $x|_{t=0} = 1$  до  $x = 0$ ) происходит при изменении аргумента также на величину, близкую к 1. Расчет на машинах действительно показывает, что  $x$  обращается в нуль при  $\tau = 1,5$ , т. е. при

$$t = t_{\text{особ}} = 1,5 (ac/x)^{1/2} M^{1/4}. \quad (34.9)$$

График, приведенный на рис. 34.12 (сплошная кривая), дает полную картину изменения  $x$  с возрастанием  $\tau$ .

Полученный результат весьма существен, так как формула (34.9) допускает прямую экспериментальную проверку. Интервал времени до наступления момента особенности должен увеличиваться пропорционально  $(a^2 M)^{1/4}$  и сокращаться пропорционально  $\alpha^{1/2} = \left( \frac{dJ}{dt} \right)_{t=0}^{1/2} = (U_0/L)^{1/2}$ . Опыты, сделанные на различных газах (водород, дейтерий, гелий, ксенон) при изменении начального давления в широких пределах для нескольких значений  $\alpha$ , привели к убедительному согласию с предсказаниями теории. Рисунок 34.13 служит иллюстрацией сказанному.

Разумеется, бесконечная скорость сжатия в момент первой особенности и обращение в нуль диаметра плазменного шнура в тот же момент (см. рис. 34.12) — физическая бессмыслица. Учет газового давления ликвидирует эту несообразность. Пунктирная кривая, приведенная на том же рисунке 34.12, показывает результат машинного счета с учетом газового давления.

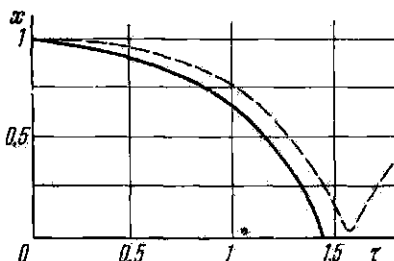


Рис. 34.12. Зависимость диаметра плазменного шнура от времени в безразмерных единицах. Пунктир — результат учета газового давления.



Дальнейшее усовершенствование теории, состоящее в более строгом подходе к составлению основных уравнений движения, в учете не только газового давления, но и электротехнических параметров контура, конечно, усложняет расчет, но и получаемые системы уравнений в частных производных решаются на ЭВМ. В итоге, при некоторых естественных, хотя и довольно произвольных допущениях о деталях протекания процесса, удается

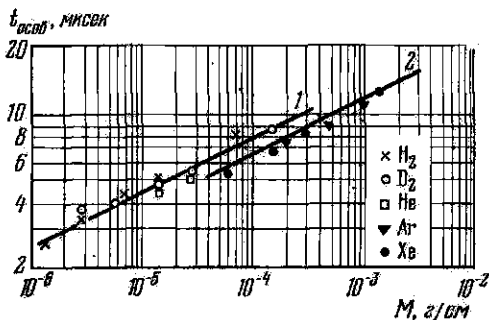


Рис. 34.13. Зависимость  $t_{\text{особ}}$  от начальной массы газа.  $a = 20 \text{ см}$ ,  $U_0 = 30 \text{ кв}$ . 1)  $dJ/dt = 6 \cdot 10^{10} \text{ а/сек}$  (для легких газов); 2)  $dJ/dt = 7,5 \cdot 10^{10} \text{ а/сек}$  (для тяжелых газов).

получить расчетные графики, изображающие распределение плотности и температуры плазмы по сечению шнура в различные моменты времени.

Мы не будем, однако, приводить результатов этих полных расчетов по двум причинам. Прежде всего, в этих вычислениях плазма рассматривается в рамках гидродинамической модели в виде то стремительно стягивающейся к оси, то разбегающейся от нее плазменной колонны, но колонны, неизменно сохраняющей правильную цилиндрическую форму. Мы знаем, что эта наивная модель неверна; вспомним рис. 34.7 — уже на ранних стадиях процесса на поверхности шнура обнаруживаются отчетливые крупномасштабные неустойчивости. Позднее шнур распадается, взаимодействует со стенкой, и говорить об азимутальной симметрии становится просто бессмысленно. Вторая причина, по которой обсуждение упомянутых результатов расчетов представляется излишним, носит совершенно практический характер: мы не располагаем пока достаточно надежной экспериментальной информацией о внутренней структуре и параметрах шнура с необходимым пространственным и временным разрешением даже на тех ранних стадиях процесса, когда использование рассматриваемой модели представляется более оправданным. Поэтому мы ограничимся сейчас тем, что приведем характерные значения плотности и температуры плазмы, усредненные по сечению и относящиеся к моменту первого сжатия, и сопоставим их с расчетными величинами.

Плотность плазмы определялась экспериментально различными способами. Прежде всего величина  $n_e$  была найдена из абсолютной интенсивности континуума [207]. Так как до момента первого сжатия на временной развертке спектра не наблюдаются примесные линии, то можно надеяться, что рекомбинационное и тормозное излучение на ионах с большими значениями  $Z_{eff}$  дает пренебрежимый вклад в измеряемую интенсивность сплошного спектра. Тогда для использования формул (20.2) и (20.5) с целью



Рис. 34.14. Временная развертка свечения плазмы Z-пинча в спектрально разложенном свете: а) для спектрального интервала в области  $H_\alpha$  ( $\Delta\lambda = 100 \text{ \AA}$ ); б) в области  $\lambda = 6400 \text{ \AA}$  ( $\Delta\lambda = 100 \text{ \AA}$ , континуум). Начальное давление 0,1 тор.

определения  $n_e$  помимо абсолютной интенсивности континуума достаточно измерить размеры излучающего объема и располагать весьма приближенной оценкой значения  $T_e$ . Для определения поперечника излучающего объема плазмы в момент сжатия применялась скоростная развертка свечения как в свете линии  $H_\alpha$ , что служило контролем за общим ходом стягивания плазмы к оси, так и в свете континуума в выбранном интервале длин волн. На рис. 34.14 приведены соответствующие развертки свечения плазмы, полученные описанным методом.

Другой способ определения  $n_e$  основан на измерении штарковского уширения линий бальмеровской серии. Здесь возможны два варианта; более простой способ основан на фотометрической обработке ширины выбранной линии на временной развертке

спектра. В момент особенности спектральные линии размываются и измерения становятся ненадежными. Более совершенный прием основан на использовании скоростного затвора и фотоэлектрической регистрации контура в ряде дискретных точек профиля за один разряд [208].

Оба метода приводят к хорошо согласующимся данным. В качестве типичного примера можно привести следующие числовые данные. В камере с внутренним диаметром 400 мм и расстоянием между электродами 900 мм при параметрах разрядного контура

$$C = 86 \text{ мкф}, U_0 = 35 \text{ кВ}, J_{\text{max}} = 460 \text{ ка}, (dJ/dt)_{t=0} = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ а/сек}$$

плотность в момент первого сжатия достигает  $1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  при  $P_0 \approx 0,05 \text{ тор}$ . В предположении 100%-ной ионизации это значение  $n_e$  отвечает уплотнению вещества на оси камеры в 35 раз. Заметим, что с увеличением начального давления величина  $n_e$ , как и следует ожидать, линейно возрастает.

Электронная и ионная температуры были определены с достаточной надежностью из спектроскопических измерений. Охарактеризованная выше схема процесса явно показывает, что при сжатии плазмы как целого магнитная энергия переходит в направленную энергию ионов. На финальной стадии движения плазмы к оси значения радиальной скорости, как мы знаем, имеют величину порядка  $10^7 \text{ см/сек}$ , что отвечает энергии дейтронов  $\sim 100 \text{ эВ}$ . Прямые измерения ионной температуры по доплеровской ширине линии NIV 3479 Å приводят, в тех же типичных условиях эксперимента, о которых шла речь выше, к значению  $T_i \approx 1,5 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ .

Времена существования сжатого состояния невелики — они составляют десятые доли микросекунды. Поэтому, как показывают простые оценки, основанные на использовании формул § 9 для времен электрон-ионных столкновений, равновесие между ионами и электронами не успевает установиться: электроны должны быть существенно холоднее ионов. И действительно, измерения  $T_e$  по относительной интенсивности линий CII и CIII приводят к значениям  $T_e$  порядка  $(1-2) \cdot 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$ . Разумеется, полезно еще раз напомнить о всей условности понятия «температура» в плазме с быстро меняющимися параметрами. Какую большую роль играют отступления от максвелловского распределения и появление в плазме оторванных групп быстрых частиц — станет особенно ясным при обсуждении фактов, составляющих главное содержание следующего параграфа.

В более напряженных режимах разряда и в условиях существенно измененной геометрии удастся получить заметно более высокие значения  $n_e$ ,  $T_i$  и  $T_e$ . Но этот вопрос требует самостоятельного рассмотрения, и мы вернемся к его обсуждению при описании систем типа «плазменный фокус».

## § 35. Нейтронное и жесткое рентгеновское излучение плазмы Z-пинчей

Если начальная стадия развития сильноточного импульсного разряда от пробоя до момента первой или даже до момента второй особенности на кривой тока представляется достаточно хорошо разъясненной и мы располагаем внутренне согласованной картиной происходящих явлений, то процессы, возникающие в плазме в момент второй особенности, поняти несравненно хуже. Между тем внешние проявления разыгрывающихся событий крайне эффектны, и не приходится удивляться, что их описанию и попыткам теоретического истолкования посвящены многочисленные исследования.

Основной экспериментальный факт, как нам теперь известно, состоит в появлении в момент второй особенности группы «сверхтепловых» частиц — электронов и ионов, движущихся в плазменном пинуре приблизительно вдоль оси разряда в противоположных направлениях. История открытия этого явления необычна и носила в достаточной мере драматический характер.

В июле 1952 г., на начальной стадии исследований, выполнявшихся по программе управляемого синтеза, группа советских физиков обнаружила, что самостягивающийся разряд в дейтерии при определенных условиях сопровождается интенсивной вспышкой нейтронного излучения [209]. В первый момент возникли надежды, что это излучение является вестником начинающихся термоядерных реакций. Очень скоро, однако, было понято, что эти радужные надежды ошибочны и что само явление имеет несравненно более сложную природу. Вместе с тем открытие вызвало большой интерес и стимулировало развитие работ в области физики горячей плазмы и управляемого синтеза. Оно было опубликовано советскими физиками в 1956 г. [210] и, как мы знаем теперь, было сделано приблизительно в тот же период также и американскими физиками [53].

Наблюдаемое нейтронное излучение может быть охарактеризовано полной интенсивностью нейтронного потока, его временным ходом и энергетическим спектром возникающих нейтронов. Именно в такой последовательности и будут рассмотрены данные эксперименты.

Стандартный метод регистрации интенсивности импульсного нейтронного излучения разряда основан на использовании явления искусственной радиоактивности. Этот метод, (мы упомянули о нем в § 25) позволяет путем применения эталонного источника нейтронов и контрольных измерений перейти от наблюдаемого на опыте счета актов распада в мишени (обычно Ag) к абсолютному числу нейтронов, возникающих за один разряд. Пространственная изотропия интенсивности излучения выполняется, и пересчет, связанный с геометрией детектора и разрядной камеры, не вызывает трудностей.

Характерной чертой наблюдаемого эффекта является значительный разброс в числе нейтронов, образующихся в каждом отдельном разряде. Несмотря на прилагаемые усилия к тщательному воспроизведению начальных условий (разрядное напряжение; давление дейтерия, заполняющего камеру; предельный вакуум), различия на порядок величины обычны. На рис. 35.1 приведена гистограмма, показывающая распределение числа разрядов по

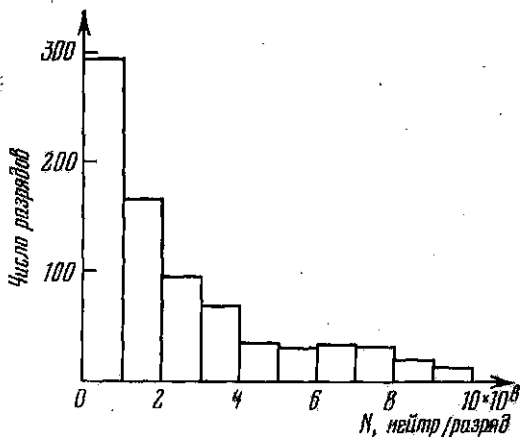


Рис. 35.1. Гистограмма распределения числа разрядов по интенсивности нейтронного выхода.  $N$ —число нейтронов за разряд.  $U_0 = 30$  кВ,  $P_0 = 6 \times 10^{-2}$  тор. Обработано 900 экспериментов.

интенсивности наблюдаемого нейтронного выхода. Условия эксперимента (см. подпись к рисунку) типичны для рассматриваемого цикла исследований. Заметим, что выход порядка  $10^8$ — $10^9$  нейтронов за разряд,— выход, который, как видно из гистограммы, не принадлежит к исключительно редким событиям,— все еще на 2—3 порядка величины превышает те значения, которые удалось получить теперь, спустя два десятилетия, на Токамаках. Правда, в последнем случае у нас нет серьезных сомнений в истинно термоядерном характере наблюдаемой эмиссии!

Высокая дисперсия нейтронного выхода от разряда к разряду приводит к тому, что все рассматриваемые в дальнейшем экспериментальные кривые, описывающие зависимость нейтронного выхода от того или иного параметра, фактически показывают изменение среднего числа испущенных нейтронов от данного параметра.

На рис. 35.2 показана зависимость нейтронного выхода от начального давления дейтерия. На кривой  $N = f(P_0)$  наблюдается отчетливый максимум при  $P_0 \approx 6 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. Как непринужденно укладывается вид полученной кривой в рамки истолкования нейтронного излучения с помощью термоядерного механизма процесса! В области низких давлений эффект отсутствует, так

как слишком мала плотность; в области больших давлений интенсивность падает, так как число частиц оказывается чрезмерно большим и при заданной подводимой мощности (силе тока в максимуме) температура плазмы недостаточно велика. К сожалению, кажущаяся простота обманчива и объяснение иллюзорно.

Зависимость нейтронного выхода от подводимой мощности показана на рис. 35.3. Как мы видим, начальный стремительный рост (масштаб по оси ординат — логарифмический) постепенно замедляется и кривая приближается к насыщению (в условиях опыта это отвечает силе тока в максимуме около 0,4—0,5 Ма). Такой результат уже решительно противоречит гипотезе о термоядерном происхождении нейтронной эмиссии — ведь с увеличением подводимой мощности температура, а вместе с тем и нейтронный выход должны были бы возрастать.

Влияние продольного магнитного поля на нейтронный выход показано на рис. 35.4. Уменьшение интенсивности излучения под

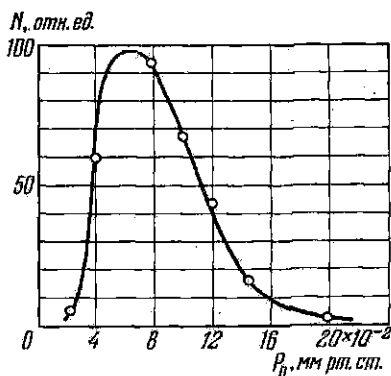


Рис. 35.2. Зависимость нейтронного выхода от давления дейтерия. Диаметр камеры 20 см, длина 1 м;  $J_{\max} = 400$  ка.

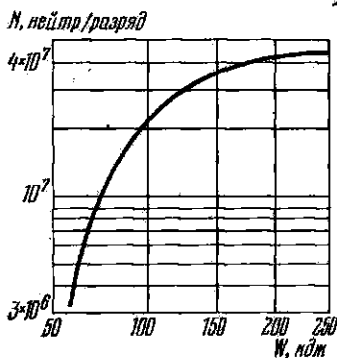


Рис. 35.3. Зависимость нейтронного выхода от подводимой мощности.

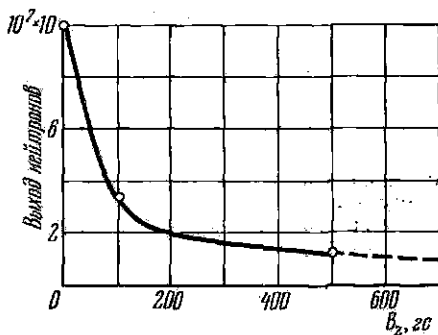


Рис. 35.4. Влияние продольного магнитного поля на нейтронный выход.

действием даже небольшого поля проявляется совершенно отчетливо.

Обратимся теперь к рассмотрению временного хода нейтронного испускания. Применение сцинтилляционной методики

позволяет осуществить фазировку нейтронного импульса с кривой разрядного тока и определить длительность эмиссии. На рис. 35.5 приведена осциллограмма тока и нейтронного импульса. Момент старта нейтронной эмиссии совпадает, в пределах  $0,1 \text{ мксек}$ , с моментом второй особенности. Длительность нейтронного импульса составляет около  $0,2 \text{ мксек}$ .

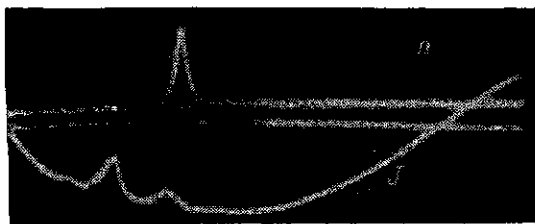


Рис. 35.5. Осциллограмма нейтронного импульса (вверху), сфазированная с разрядным током. Длительность развертки  $18 \text{ мксек}$ .



Рис. 35.6. Осциллограммы разрядного тока (верхний луч) и нейтронного импульса (нижний луч). Сдвиг между началом роста тока после второй особенности и началом нейтронного импульса равен сумме пролетного времени нейтронов ( $\approx 30 \text{ нсек}$ ) и времени задержки сигнала в ФЭУ ( $\approx 15 \text{ нсек}$ ).  
 $U_0 = 30 \text{ кВ}$ ,  $P_0 = 6 \cdot 10^{-3} \text{ мж рт. ст.}$

Более поздние исследования, выполненные с аппаратурой, обладающей высоким временным разрешением, показали, что начало нейтронной эмиссии, с точностью в  $10\text{--}20 \text{ нсек}$ , совпадает с началом нарастания тока после минимума второй особенности (рис. 35.6).

Разумеется, указанные временные корреляции обладают ограниченной ценностью, так как они устанавливают только грубые соответствия между интегральными характеристиками процесса — полным током, текущим через плазму, и полным числом

возникающих нейтронов. Вопрос о локализации области появления нейтронов и о пространственном распределении плазменных токов остается открытым. Несмотря на все сделанные оговорки, ясно, что старт нейтронного излучения отвечает резкому изменению глобальной структуры плазменного шнура. Больше того, возрастание тока в этот момент времени указывает на уменьшение общей индуктивности плазменной конфигурации, что кажется естественным истолковать как расширение плазмы.

Анализ энергетического распределения нейтронов позволяет высказать определенные суждения о происхождении наблюдаемой нейтронной эмиссии. Если энергетическое распределение

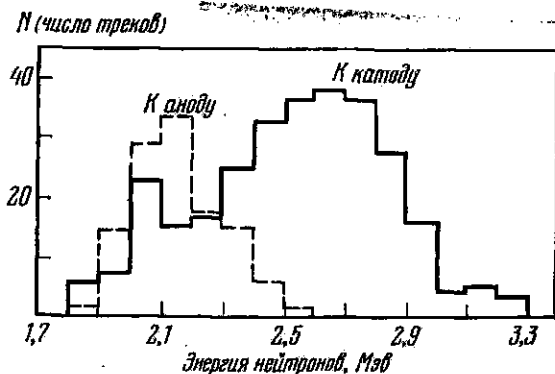


Рис. 35.7. Гистограмма энергетического распределения нейтронов.

вылетающих нейтронов, о котором можно судить по распределению протонов отдачи в ядерной эмульсии, обладает пространственной изотропией, то это служит веским аргументом за тепловой механизм генерации нейтронов. Существование выделенного направления, наличие пространственной асимметрии, показывает, что эмиссия нейтронов обусловлена бомбардировкой мишени, т. е. холодной плазмы (или пристеночного слоя адсорбированного дейтерия), «оторванной» группой быстрых дейтронов.

На рис. 35.7 приведены гистограммы энергетического распределения нейтронов, вылетающих вдоль оси в  $Z$ -пинче в прямом и обратном направлениях. Различие бесспорно: когда направление вылета обратно направлению протекания тока, функция распределения сдвинута приблизительно на  $\Delta E = 500$  кэВ относительно той же функции для прямого направления тока.

Применяя законы сохранения энергии и импульса к процессу столкновения двух дейтронов с образованием  $He^3$  и  $n$  (или  $H^3$  и  $p$ ), легко проверить, что кинетическая энергия  $\frac{2}{3}$  легкой частицы ( $n$  или  $p$ ), образующейся в результате  $(d, d)$ -реакции,



определяется по формуле:

$$\mathcal{E} = \frac{3}{4} Q + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2} Q \mathcal{E}_d \cos \varphi}.$$

Здесь  $Q$  — энергия реакции синтеза, отвечающая взаимодействию двух дейтронов с нулевой энергией,  $\mathcal{E}_d$  — начальная кинетическая энергия быстрого дейтона (другой дейтон, принадлежащий мишени, предполагается покоящимся) и  $\varphi$  — угол вылета нейтрона по отношению к направлению начальной скорости быстрого дейтона. Энергии нейтронов, вылетающих «вперед» и «назад», очевидно, будут различаться на величину:

$$\Delta \mathcal{E} = \sqrt{\frac{3}{2} Q \mathcal{E}_d}.$$

Энергия (d,d)-реакции с вылетом нейтрона составляет 3,25 Мэв (см. стр. 15), поэтому последнее равенство показывает, что экспериментальному значению  $\Delta \mathcal{E} = 0,5$  Мэв отвечает  $\mathcal{E}_d = 50$  кэв.

Иными словами, средняя энергия группы ускоренных дейтронов, под действием которых происходят ядерные реакции, составляет примерно 50 кэв. В соответствии со сказанным ускорение дейтронов происходит по направлению к тому электроду, который в момент второй особенности служит катодом. Места для термоядерного механизма нейтронной эмиссии не остается!

Существование ускоренной группы дейтронов заставляет думать о наличии в плазме достаточно сильных электрических полей. Но в таком случае при импульсных разрядах, помимо ускоренных дейтронов, следует ожидать появления быстрых электронов. Это, разумеется, верно, но снова о первичном физическом явлении мы были извещены по вторичному эффекту: вскоре вслед за открытием нейтронного излучения плазмы было обнаружено, что импульсные разряды сопровождаются коротковолновым рентгеновским излучением [212]. Говоря в дальнейшем о «жестком» рентгеновском излучении, мы будем понимать под этим излучение с энергией фотонов выше 50—70 кэв. Жесткое рентгеновское излучение наблюдается как при разряде в дейтерии, так и при разряде в других легких газах: водороде, гелии. Изучение интенсивности, временного хода излучения и его энергетического спектра дает сравнительно полную характеристику наблюдаемого явления, но прежде чем рассматривать экспериментальные данные в указанной последовательности, несколько замечаний методического характера.

Помимо сцинтилляционной методики, применение которой для анализа временной последовательности событий было рассмотрено раньше и не требует комментария, для регистрации жесткого излучения используется фотографическая методика и камера Вильсона. Сейчас достаточно напомнить, что предварительная градуировка применяемой рентгеновской фотопленки позволяет сделать грубую оценку интенсивности исследуемого излучения,

а анализ распределения электронных треков, полученных в камере Вильсона или толстослойной ядерной эмульсии, по их длине позволяет перейти к энергетическому распределению фотонов. Напомним также, что отсутствие резкой коротковолновой границы в спектре рентгеновского излучения превращает решение вопроса о максимальной энергии фотонов в достаточно деликатную задачу.

Так же, как и в случае нейтронной эмиссии, интенсивность рентгеновского излучения меняется от разряда к разряду в очень широких пределах. Все же путем усреднения по достаточно

большому числу разрядов и при тщательном воспроизведении начальных условий удается изучить зависимость интенсивности от начального давления, величины магнитного поля и от других параметров. Рис. 35.8 показывает зависимость интенсивности рентгеновского излучения от начального давления дейтерия в тех же типичных условиях разряда, при которых снята кривая нейтронной эмиссии (рис. 35.2). Как видно из рисунка, обе кривые имеют сходную форму и максимумы обеих кривых приходятся на одно и то же значение давления.

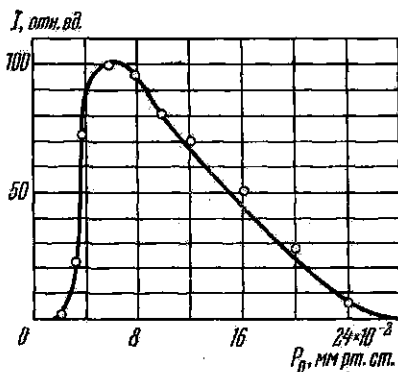


Рис. 35.8. Зависимость интенсивности рентгеновского излучения от начального давления дейтерия.  $U_0 = 40$  кв.

Продольное магнитное поле подавляет рентгеновское излучение уже при напряжениях около 100 гаусс.

Временной ход рентгеновского излучения представлен осциллограммами, приведенными на рис. 35.9: на верхнем луче записана осциллограмма тока, на нижнем — сигнал сцинтилляционного счетчика [люминофор NaJ(Tl), разряд происходил в водороде, следовательно, нейтронное излучение было исключено]. В условиях опыта счетчик был удален от установки на несколько метров и заключен в сплошной металлический экран. Сигнал от рентгеновского импульса совпадает с моментом второй особенности на кривой тока, его длительность составляет около 0,2 мксек.

Если разряд производится в дейтерии, то с помощью одного и того же сцинтилляционного счетчика можно регистрировать и нейтронное, и рентгеновское излучение. Помещая счетчик на таком расстоянии от установки, чтобы временной интервал между моментами регистрации рентгеновского и нейтронного излучения, обусловленный пролетными временами нейтронов, был больше ширины импульсов, легко убедиться в синхронности обоих импульсов. Временной сдвиг между максимумами обоих импульсов линейно растет с увеличением расстояния между счетчиком и

установкой, отвечая пролетному времени нейтронов, возникающих при (d,d)-реакции. Рисунок 35.10 иллюстрирует сказанное.

Обратимся к вопросу об энергетическом распределении фотонов. На рис. 35.11 приведена гистограмма распределения электронов отдачи по энергиям, полученная при обработке треков в ядерной эмульсии. Переходя по стандартным формулам от энергии электронов отдачи к энергии фотонов, легко убедиться, что граничная энергия рентгеновского спектра лежит вблизи 300 кэв. Все оговорки относительно условности значения граничной энергии при плавном приближении функции распределения к оси абсцисс остаются в силе, и мы должны с известной осторожностью подходить к полученным оценкам, рассматривая их скорее как нижние значения.



Рис. 35.9. Осциллограммы разрядного тока (вверху) и рентгеновского импульса (внизу). Длительность развертки 40 мксек.

Подведем итоги. Даже беглый обзор экспериментальных фактов, характеризующих свойства нейтронного и рентгеновского

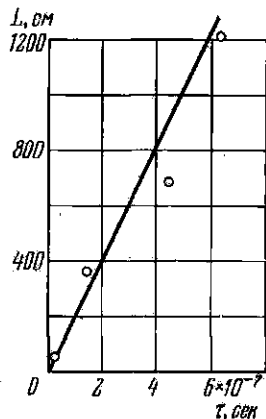
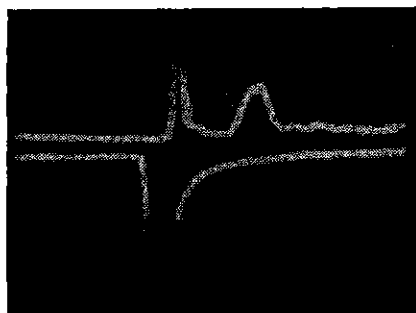


Рис. 35.10. Временной сдвиг между нейтронным и рентгеновским импульсами, обусловленный пролетным временем нейтронов. Слева — осциллограмма; длительность развертки 2,8 мксек; справа — вычисленное пролетное время нейтронов (прямая линия) и экспериментальные точки.

излучения импульсных разрядов, с полной определенностью указывает на генетическую общность обоих явлений. Отчетливая фазовая корреляция нейтронной и рентгеновской эмиссии, одинаковая зависимость интенсивности от начального давления и магнитного поля являются вескими аргументами в пользу сделан-

ного заключения. Точнее, представляется несомненным, что нейтронное и рентгеновское излучения возникают в результате появления в плазме, в момент второй особенности, оторванной группы сверхтепловых частиц (дейтонов и электронов).

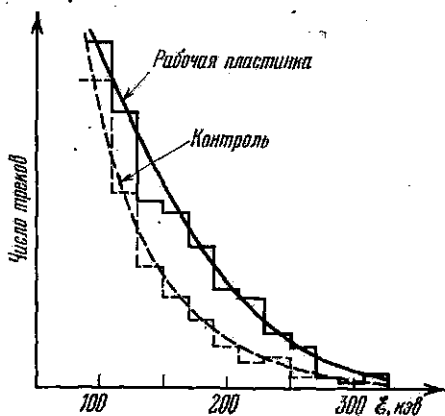


Рис. 35.11. Гистограмма распределения электронов по энергиям, полученная при обработке 1500 треков в ядерной эмульсии, защищенной 20 мк Рb.

Прямые экспериментальные доказательства существования быстрых частиц обоих сортов также были получены. Так, в серии изящных опытов с использованием масс-спектроскопической методики (параболы Томсона) пучок быстрых ионов был выведен через отверстие в катоде и проанализирован по энергиям и массам [213]. На рис. 35.12 приведен снимок полученных парабол. Фотометрируя плотность почернения вдоль кривых, можно получить данные об энергии основной группы быстрых дейтонов, а также об их граничной энергии. Аналогичные опыты с использованием магнитного анализатора и выпуском частиц через отверстие в аноде позволили собрать экспериментальные данные о спектре быстрых электронов.

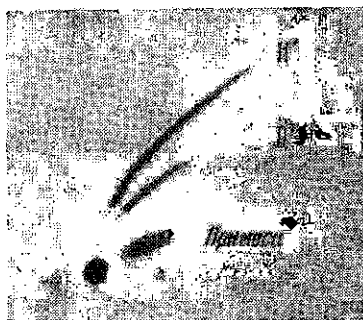


Рис. 35.12. Масс-спектроскопический анализ быстрых ионов, возникающих в импульсном разряде.  $B = 300$  вс,  $E = 470$  в/см.

В описанных опытах фотографическая информация накапливается в результате экспозиции пленок под действием корпускулярного излучения от серии разрядов, происходящих при неизменных начальных условиях. Таким образом, на пленке

возникает некоторая картина, усредненная во времени и суммированная за большое число разрядов. Видоизменение экспериментов с использованием фотоэлектрической техники регистрации дает временную развертку интенсивности потока быстрых частиц и позволяет осуществить корреляцию между разрядным током и потоком частиц. Привязка ко времени второй особенности не вызывает сомнений и в этом случае.

В целом совокупность экспериментальных данных, собранных в ходе исследования рассматриваемых явлений, позволяет сделать следующие выводы.

Сверхтепловые частицы образуются вблизи оси разряда во время второй особенности на кривой тока; продолжительность импульса составляет около 200 *нсек*. Энергетический спектр частиц охватывает широкий интервал, от десятков *кэв* до приблизительно 300 *кэв*. Зависимость числа возникающих частиц от начального давления и магнитного поля полностью согласуется с тем, что уже было сказано выше о соответствующих зависимостях для нейтронного эффекта или жесткого рентгеновского излучения.

Итак, связь нейтронного и жесткого рентгеновского излучения с пучками сверхтепловых частиц — несомненна. Возникает фундаментальный вопрос: какова причина появления быстрых дейтронов и электронов? В сущности требуется найти источник сильных электрических полей, действующих вблизи оси разрядной камеры и ускоряющих в противоположных направлениях дейтроны и электроны.

Было высказано предположение, что сильное электрическое поле возникает в результате радиального сжатия плазменного шнура. Действительно, общее выражение для закона Ома в системе координат, связанной с движущейся плазмой, имеет вид:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}^*, \quad (35.1)$$

где  $\mathbf{E}^*$  — электрическое поле в движущейся системе. Тогда

$$\mathbf{j} = \sigma \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{B}] \right), \quad (35.2)$$

или для  $z$ -компоненты:

$$E_z = \frac{j_z}{\sigma} - \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{B}]_z. \quad (35.3)$$

В случае радиального сжатия и азимутальной симметрии

$$E_z = \frac{j_z}{\sigma} - \frac{1}{c} \dot{r} B_\phi(z). \quad (35.4)$$

Если омическим сопротивлением можно пренебречь, то последнее выражение переписывается в виде ( $\dot{r} < 0$ ):

$$E_z = \frac{v_r}{c} B_\phi, \quad (35.5)$$

где  $v_r$  — скорость сжатия. Численные оценки, казалось бы, оказываются благоприятными: при  $v_r \sim 10^7$  см/сек и  $B_\phi \sim 10^4$  гс получаем:

$$E_z \approx 3 \text{ ед. СГСЭ} \approx 1000 \text{ в/см.}$$

При длине разрядной камеры  $\approx 100$  см полная разность потенциалов достигает 100 кВ. Однако сразу возникают затруднения. Чтобы набрать большую энергию, частица должна начинать процесс ускорения в области малых магнитных полей (адиабатический инвариант  $W_\perp/B$  сохраняется), т. е. вблизи оси шнура, но именно там электрическое поле мало! Кроме того, прямые экспериментальные попытки определения продольного электрического поля приводили к заметно меньшим значениям  $E_z$ .

Рассмотрим другой возможный вариант механизма ускорения частиц [149], основанный на анализе процесса развития деформаций плазменного шнура, типа наблюдаемых на опыте перетяжек (см. рис. 34.7). Пользуясь наглядной аналогией, можно сказать, что образование перетяжек сходно с разбиейем на капли струйки воды, спокойно вытекающей из крана, под действием сил поверхностного натяжения. В плазменном шнуре роль поверхностного натяжения играет магнитное давление

$$P_{\text{магн}} = \frac{B^2}{8\pi} = \frac{(2J/ca)^2}{8\pi},$$

которое увеличивается в местах сужения из-за уменьшения радиуса шнура  $a$ .

В линейном приближении перетяжки должны стягиваться к оси по экспоненциальному закону за характерное время

$$\tau = \sqrt{\lambda_z a} / 3v_i,$$

где  $\lambda_z$  — длина волны возмущения и  $v_i$  — тепловая скорость ионов. При  $\lambda_z \approx a \sim 1$  см и  $v_i \sim 10^7$  см/сек это время составит  $\sim 10^{-7}$  сек. Строгая количественная теория нелинейной стадии развития перетяжек отсутствует, но качественно ясно, что прогрессирующее развитие перетяжек должно завершиться практически полным пережатием плазменного шнура на длине сужения  $\delta_z$  и обрывом тока.

Разрыв шнура эквивалентен включению в цепь конденсатора с малой емкостью

$$c_{\text{eff}} \approx a^2 / 4\delta_z,$$

через которую вместо тока проводимости  $j_z = \sigma E_z$  начинает протекать ток смещения

$$j_z = \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial t}.$$

Следовательно, электрическое поле  $E_z$  быстро нарастает. Пока электрическое поле мало (точнее, при  $E_z \ll B$ ), движение

заряженных частиц в районе перетяжки носит дрейфовый характер и, как мы знаем, происходит со скоростью  $w = cE_z/B$ . Частицы обоих знаков движутся совместно и не переносят тока. При  $E_z \geq B$  характер движения частиц кардинально меняется: теперь они уже не дрейфуют в поперечном направлении, а могут непрерывно ускоряться полем  $E_z$ .

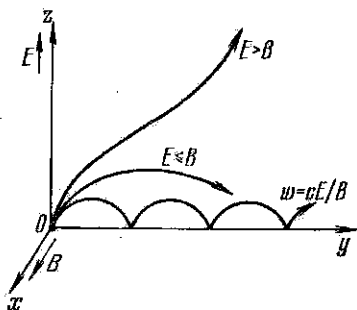


Рис. 35.13. Траектории положительно заряженной частицы при различных значениях электрического поля.

На рис. 35.13 схематически изображено изменение вида траектории при увеличении напряженности электрического поля \*) для положительно заряженной частицы, которая вначале покоилась в точке  $O$ . Важно заметить, что при  $E_z > B$  ускорятся не отдельные частицы, а все частицы, и поэтому они могут переносить полный ток через возникший промежуток.

Если воспользоваться теми же численными оценками для напряженности магнитного поля, которые даны выше [см. формулу (35.5)], то мы приходим к выводу, что переход в ускорительный режим реализуется, когда

$$E_z \sim B \approx 3 \cdot 10^6 \text{ в/см.}$$

При длине промежутка  $\delta_z \approx 0,1 \text{ см}$  это значение электрического поля отвечает энергии частиц

$$\mathcal{E} = qE_z \delta_z \approx 300 \text{ кэв}$$

в согласии с верхней границей энергии дейтонов и электронов, наблюдаемой на опыте.

\*) При  $E > B$  необходим релятивистский расчет. Траектории описываются уравнением

$$y^* \sqrt{(E/B)^2 - 1} = \sqrt{z^* (1 + z^*)} - \ln(\sqrt{z^*} + \sqrt{1 + z^*}),$$

где  $y^*$  и  $z^*$  отличаются от координат  $y$  и  $z$  на безразмерный численный множитель  $\alpha = q(E^2 - B^2)/2mc^2E$ .

Нет нужды повторять, что и в данной модели речь идет скорее об эскизном наброске, чем о создании законченной картины явления.

Недавно, главным образом в связи с продвижением экспериментальных работ, посвященных изучению плазменного фокуса (см. § 37), снова возрос интерес к рассматриваемому вопросу [173, 184, 186]. Детальные расчеты траекторий ускоряемых частиц, выполненные в этих работах с использованием современной вычислительной техники, — расчеты, которые снова оказываются в «разумном согласии» с данными эксперимента, — не должны маскировать того обстоятельства, что вопрос о происхождении электрических полей и в этих работах по существу остается открытым.

Интересную схему развития неустойчивостей и появления сверхтепловых тяжелых частиц в Z-пинче можно найти в содержательных работах [211, 215]. К сожалению, вопрос о появлении быстрых электронов остается открытым.

### § 36. Сжатие плазмы внешним магнитным полем (Θ-пинч)

Переходим к рассмотрению импульсных систем другого класса, в которых быстрое сжатие плазмы происходит под действием нарастающего внешнего поля.

Как и в случае Z-пинча, процесс ускорения и сжатия плазмы определяется электродинамическими силами, но теперь на плазму воздействует не магнитное поле тока, текущего по самой плазме, а поле тока в катушках, окружающих разрядную камеру. При быстром нарастании тока в катушке, надетой на цилиндрическую разрядную камеру с изолирующими стенками, внутри соленоида создается продольное магнитное поле  $B_z$ , а в плазме, обычно приготовленной в камере заранее, индуцируется азимутальный ток  $J_\phi$ . Если проводимость плазмы достаточно высока, то при быстром нарастании поля ток течет лишь в тонком поверхностном слое и напряженность магнитного поля внутри плазмы равна нулю. При этом к поверхности плазмы приложено магнитное давление, равное  $B_z^2/8\pi$ , и плазменный столб сжимается к оси. Подобный процесс получил название «тэта-пинч».

По своей физической природе Θ-пинч аналогичен Z-пинчу: в первом случае сжатие плазмы обусловлено взаимодействием продольного поля  $B_z$  с азимутальным током  $J_\phi$ , во втором — азимутального поля  $B_\phi$  с продольным током  $J_z$ . Отметим сразу же, что при недостаточно резко выраженном скин-эффекте (скорость нарастания поля невелика, проводимость плазмы мала) распределения магнитного давления по радиусу в Z- и Θ-пинчах существенно различаются. Магнитное давление в Z-пинче и в этом случае приложено в основном к поверхностному слою плаз-



мы, в то время как в  $\Theta$ -пинче давление продольного поля  $B_z$  мало меняется по сечению плазменного столба. Для наглядности на рис. 36.1 представлены радиальные распределения магнитных давлений в  $Z$ - и  $\Theta$ -пинчах при слабо выраженном скин-эффекте.

Экспериментальные исследования быстрых  $\Theta$ -пинчей проводятся с середины 50-х годов в лабораториях СССР, США, Англии

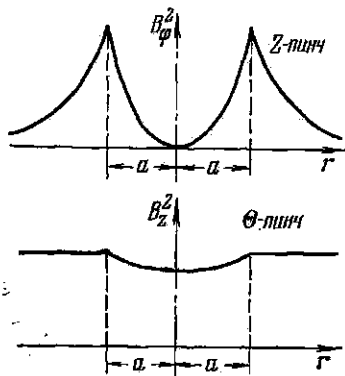


Рис. 36.1. Радиальное распределение магнитного давления в  $Z$ - и  $\Theta$ -пинчах при слабо выраженном скин-эффекте.

и ФРГ. На первом этапе работ наиболее интересные результаты были получены в Лос-Аламосе (США) на установках Сцилла [216]. Типичная схема экспериментальной установки приведена на рис. 36.2. Цилиндрическая камера из керамики, пирекса или кварца диаметром  $\approx 5$  см и длиной 30—50 см наполняется дейтерием до давления 0,01—1 тор. Магнитное поле создается при разряде конденсаторной батареи через два медных витка. Часто используются массивные одновитковые катушки, изготовленные из медной шины специального профиля, благодаря чему обеспечивается желательное распределение азимутального тока вдоль длины катушки. Коммутация тока осуществ-

вляется с помощью малоиндуктивных разрядников.

По мере увеличения разрядного тока возрастает напряженность продольного магнитного поля и в камере индуцируется азимутальное электрическое поле. Его величина зависит от скорости нарастания магнитного поля и определяется параметрами электрического контура. Для увеличения скорости нарастания магнитного поля необходимо снижать индуктивности элементов разрядной цепи.

Приведем в качестве примера электротехнические параметры одной из первых установок типа Сцилла. Конденсаторная батарея, состоящая из 10 конденсаторов емкостью по 0,9 мкф, разряжалась через катушку, индуктивность которой составляла 0,04 мкгн. Паразитная индуктивность источника, включающая индуктивность конденсаторов, коммутирующих разрядников и подводных шин, равнялась 0,035 мкгн. При начальном напряжении на конденсаторной батарее 80 кВ ток в катушке через 1,25 мксек после старта разряда достигал 750 кА. Максимальная напряженность магнитного поля составляла 65 кгс, а напряженность индуцированного электрического поля — 1,5 кВ/см. Технические усовершенствования элементов разрядной цепи позволили в дальнейшем получать на аналогичных установках магнитные поля с напряженностями до 100—300 кгс при временах нарастания 1,5—10 мксек.

Если в начальный момент времени камера заполнена нейтральным газом, а не плазмой, то под действием индуцированного электрического поля вблизи стенок камеры произойдет пробой газа и возникнет кольцевой ток, взаимодействие которого с нарастающим внешним магнитным полем приведет к последующему сжатию плазмы. Однако при таком упрощенном варианте трудно ожидать эффективного сжатия, так как на начальных

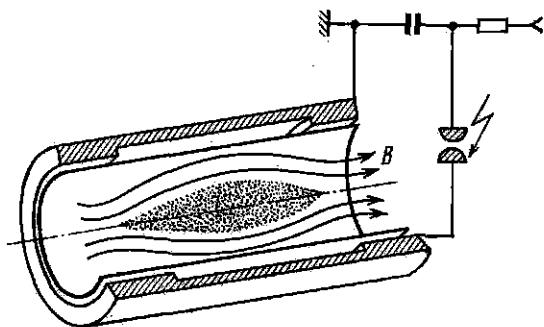


Рис. 36.2. Схема конструкции установки Сцилла.

стадиях процесса магнитное поле будет свободно проникать внутрь объема, занятого нейтральным газом или плохо проводящей плазмой. Сам кольцевой пробой происходит при этом, как правило, лишь на втором или даже третьем полупериоде изменения магнитного поля.

Именно по этим причинам еще до включения тока через катушку в разрядной камере обычно создается плазма с достаточно высокой проводимостью (так называемая форплазма). Для этой цели, как правило, применяется высокочастотная ионизация газа с последующим нагреванием образующейся плазмы до температур порядка нескольких десятков эв, путем разряда вспомогательной конденсаторной батареи небольшой емкости на ту же самую катушку.

Исследования свойств плазмы и процессов, протекающих в Ф-пинчах, проводились с использованием широкого набора диагностических методов. Здесь прежде всего должны быть названы такие классические методики, как анализ осциллограмм разрядного тока и напряжения, а также сверхскоростная фоторегистрация формы светящегося плазменного столба во времени в кадровом режиме и в режиме непрерывной развертки. Спектроскопические исследования представлены измерениями спектральной плотности излучения континуума в видимой области и тщательным анализом спектра мягкого рентгеновского излучения. Напомним в связи с этим рис. 20.4 и 20.5, которые были использованы в качестве превосходных иллюстраций, демонстрирующих,

как путем изучения спектра мягкого рентгеновского излучения можно получить надежные данные об электронной температуре плазмы. Объектом исследования был  $\Theta$ -пинч.

Наблюдавшееся при разрядах в дейтерии нейтронное излучение было также подробно исследовано как путем изучения пространственного распределения вылетающих нейтронов, так и путем анализа энергетического спектра заряженных продуктов ядерных реакций (протонов и тритонов). Полученные результаты показали, что в ряде типичных режимов электронные и ионные температуры не сильно различаются между собой, и в этих случаях известная доля регистрируемой нейтронной эмиссии может иметь термоядерное происхождение [217].

Диапазон плотностей ( $10^{15}$ — $10^{17}$  см<sup>-3</sup>) и температур (100 эв — 1 кэв) плазмы в  $\Theta$ -пинчах оказался весьма удобным для проведения интересных оптических и интерферометрических измерений с применением лазеров. Тэта-пинч явился в сущности тем объектом, на котором отрабатывались такие методики, как измерение магнитных полей и электронных плотностей в плазме по фарадеевскому вращению плоскости поляризации, и проходила надежную опытную проверку методика определения локальных параметров плазмы, основанная на лазерном рассеянии. В зависимости от угла наблюдения и условий эксперимента в  $\Theta$ -пинчах реализуются случаи как чисто томсоновского, так и коллективного рассеяния. Четкие интерферограммы, полученные при исследовании  $\Theta$ -пинчей, приводятся в качестве примера во всех современных руководствах и монографиях по диагностике плазмы.

Обратимся теперь к интерпретации экспериментальных данных. Анализ результатов измерений приводит к следующей картине явлений, разыгрывающихся в  $\Theta$ -пинче. В тех случаях, когда основной импульс сжатия следует за импульсом предварительного нагрева, в плазме возникает цилиндрическая ударная волна, распространяющаяся к оси (фаза быстрого сжатия). После кумуляции ударной волны на оси камеры плазма быстро расширяется, а затем происходит новое сравнительно медленное сжатие плазменного цилиндра (фаза адиабатического сжатия). К моменту достижения током максимального значения плазма имеет вид тонкого шнура.

На первых этапах работы большое внимание исследователей привлекали разряды, при которых внутри плазменного столба оказывалось захваченным магнитное поле, противоположное по направлению основному сжимающему полю. Для реализации подобных условий в экспериментах с предварительным нагревом, еще до создания форплазмы, включается стационарное или квазистационарное продольное магнитное поле с напряженностью в несколько килогаусс. Если предварительное нагревание не применяется, то, как уже говорилось, сжатие происходит на втором полупериоде разрядного тока, и в плазменном шнуре

автоматически оказывается в замороженном магнитный поток, созданный током в течение первого полупериода. Именно в таких условиях регистрировались вспышки жесткого рентгеновского излучения и синхронная эмиссия нейтронов при больших значениях  $dB/dt$  и  $B_{\text{max}}$ , достигавшая  $10^7$ — $10^8$  нейтронов на разряд.

Можно считать установленным, что в сжимающейся плазме при наличии захваченного поля обратного направления образуется характерная конфигурация магнитного поля с замкнутыми

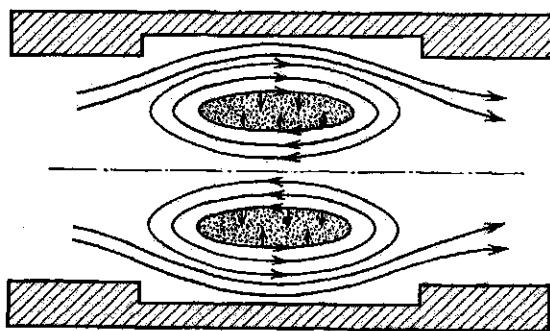


Рис. 36.3. Конфигурация магнитного поля с замкнутыми силовыми линиями, образующаяся в  $\theta$ -пинче.

силовыми линиями. Большая часть плазмы находится в области, ограниченной замкнутыми силовыми линиями, и представляет собой кольцевой проводник с большим азимутальным током (рис. 36.3).

Совершенно очевидно, что в такой ситуации плазма будет неустойчива. В качестве одного из возможных механизмов можно указать на неустойчивость кольцевого плазменного проводника по отношению к деформациям типа перетяжек. В рассматриваемом случае это приводит к образованию на поверхности плазменного столба выступов и впадин, отчетливо наблюдаемых на кадрах скоростной киносъемки разряда вдоль оси (см. рис. 36.4). Быстрое развитие деформаций приводит к разрыву кольцевого тока, мгновенному исчезновению внутреннего магнитного поля и в результате к возникновению сильных электрических полей. По-видимому, именно в таких полях происходит ускорение части дейтонов и электронов плазмы, ответственных в этих условиях за наблюдаемую эмиссию нейтронов и жестких рентгеновских лучей.

Развитие неустойчивостей в конфигурациях с замкнутыми силовыми линиями ограничивает время существования плазмы. Утечка плазмы носит резко нестационарный характер и наблюдается уже на первых стадиях фазы адиабатического сжатия.

Естественно поэтому, что центр тяжести исследований стал постепенно перемещаться в сторону тэта-пинчей с предварительным нагреванием плазмы без начального продольного магнитного поля. Потребовалось еще несколько лет работы, пока не было показано, что большинство наблюдавшихся крупномасштабных

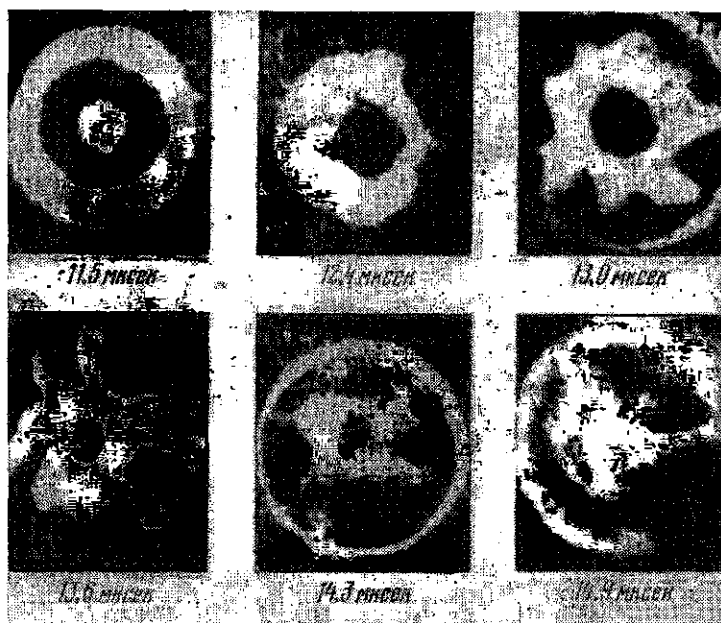


Рис. 36.4. Кадры сверхскоростной кино съемки  $\Theta$ -пинча.

неустойчивостей не является следствием принципиальных пороков системы, а обусловлено техническим несовершенством установок: неоднородностью магнитного поля, связанной с наличием щели в месте подсоединения к катушке подводящих шин, неравномерностью растекания тока по длине одновитковой катушки, разбросом во времени срабатывания коммутирующих разрядников и т. д.

Устранение указанных недостатков позволило получать в  $\Theta$ -пинчах с начальным давлением дейтерия  $10^{-2} - 3 \cdot 10^{-2}$  тор (так называемый режим низкого давления) к моменту максимума тока плазму с температурой электронов  $\approx 300$  эв, температурой ионов  $\approx 1$  кэв при плотностях электронов на оси  $10^{16} - 10^{17}$  см $^{-3}$  и значениях параметра  $\beta = 0,5 - 0,9$ .

Чтобы дать хотя бы грубое количественное описание процессов, происходящих в  $\Theta$ -пинчах, рассмотрим следующую упрощенную задачу. Предположим, что сжимающее магнитное поле однородно и напряженность поля внутри длинного цилиндрического

плазменного столба с начальным радиусом  $a$  равна нулю. В этих условиях начальная фаза сжатия плазменного цилиндра единичной длины будет описываться уравнением, аналогичным уравнению (34.3) для  $Z$ -пинча:

$$\pi \rho_0 \frac{d}{dt} (a^2 - r^2) \frac{dr}{dt} = -2\pi r \frac{B_0^2}{8\pi}. \quad (36.1)$$

Принимая, что магнитное поле нарастает со временем по линейному закону

$$B = \frac{dB}{dt} t = \alpha t, \quad (36.2)$$

и вводя безразмерные переменные  $x = r/a$  и  $\tau = t/t_0$ , где

$$t_0 = \sqrt[4]{4\pi} a^{3/2} \rho_0^{1/4} / \alpha^{3/2} \quad (36.3)$$

и  $\rho_0$  — начальная плотность плазмы, получим:

$$\frac{d}{d\tau} \left[ (1 - x^2) \frac{dx}{d\tau} \right] = -\tau^2 x. \quad (36.4)$$

Функция  $x(\tau)$ , удовлетворяющая уравнению (36.4) при начальных условиях  $x(0) = 1$  и  $x'(0) = 0$ , может быть представлена в виде:

$$x(\tau) = 1 - \frac{\tau^2}{\sqrt{12}} + \frac{\tau^4}{360} - \dots \quad (36.5)$$

Ограничиваясь первыми двумя членами разложения, видим, что цилиндрический слой плазмы достигает оси при

$$\tau = \sqrt[4]{12} \approx 1,8.$$

В рассматриваемой схеме инерционного сжатия в последующие моменты времени должны были бы происходить периодические радиальные колебания цилиндрического плазменного столба с постоянной массой. На самом деле уже к моменту первого сжатия энергия направленного движения перейдет в тепло, и после одной или двух пульсаций наступает более длительная фаза сжатия, продолжающаяся до момента достижения полем максимального значения. Эксперименты показали, что фаза медленного сжатия начинается, как правило, в то время, когда магнитное поле достигает 10—20% от  $B_{\max}$ , а радиус плазменного столба  $r$  равен  $\approx 0,5a$ . Предполагается, что при этом устанавливается равновесие между газокINETическим и магнитным давлениями и дальнейшее сжатие плазмы происходит адиабатически.

Оценим, в рамках указанных предположений, плотность и температуру плазмы в начале процесса адиабатического сжатия для типичного случая. Пусть  $P_0 = 10^{-1}$  тор и  $B_{\max} = 100$  кэс.

$$B_0' = 0,15 B_{\max} \quad \text{и} \quad \frac{n_0'}{n_0} = \frac{a^2}{(0,5a)^2}$$

и используя равенство  $2n_0'kT = B_0'^2/8\pi$ , легко получить:

$$n_0' = 2,4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}, \quad T_0' \approx 100 \text{ эв.}$$

Известно, что при адиабатическом сжатии имеют место следующие зависимости, связывающие параметры плазмы с напряженностью магнитного поля:

$$T \sim B^{2(\gamma-1)/\gamma}; \quad n \sim B^{2/\gamma}; \quad r = B^{-1/\gamma}. \quad (36.6)$$

Здесь  $\gamma = c_p/c_v$ . Поскольку время сжатия, составляющее обычно несколько микросекунд, существенно превышает характерные времена соударений между частицами плазмы при  $n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $T \sim 10^2 \text{ эв}$ , энергия успевает перераспределяться между степенями свободы и значение  $\gamma$  следует принять равным  $5/3$ . Итак, с ростом магнитного поля параметры плазмы должны изменяться следующим образом:

$$T \sim B^{1/3}; \quad n \sim B^{2/3}; \quad r \sim B^{-1/3}. \quad (36.7)$$

В нашем примере при увеличении напряженности магнитного поля примерно в шесть раз до  $B_{\max} \approx 100 \text{ кес}$  температура плазмы должна была бы достигнуть  $\approx 500 \text{ эв}$ , плотность  $1,7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а радиус плазменного столба — уменьшиться до  $1/6 a$ .

В нарисованной здесь идеализированной картине не учтены, однако, многие факторы. Например, не учитывается утечка плазмы через концы системы, имеющей конечную длину. В реальных условиях в процессе сжатия горячая плазма уходит через концы, вдоль силовых линий магнитного поля. Поэтому можно ожидать более сильного сжатия плазменного шнура и более высокой температуры у той порции плазмы, которая еще останется в камере к моменту, когда  $B = B_{\max}$ .

На рис. 36.5 приведены интерферограммы, полученные на установке Сидлла-IV [218], соответствующие максимальному сжатию плазмы и появлению неустойчивости. Интерферограммы снимались вдоль оси системы; в качестве источника света использовался рубиновый лазер с длительностью светового импульса  $0,1 \text{ мксек}$ . Интерференционные полосы снаружи от резкой границы возмущения практически не смещены, что свидетельствует о полном захвате и радиальном сжатии плазмы, находящейся в разрядной камере. Вопрос о том, какая часть плазмы при этом уходит вдоль оси системы, остается открытым.

С целью уменьшения потока частиц в продольном направлении можно изменить граничные условия на торцах, переходя от систем с открытыми концами к системам с магнитными пробками. Нетрудно убедиться, что длина свободного пробега ионов

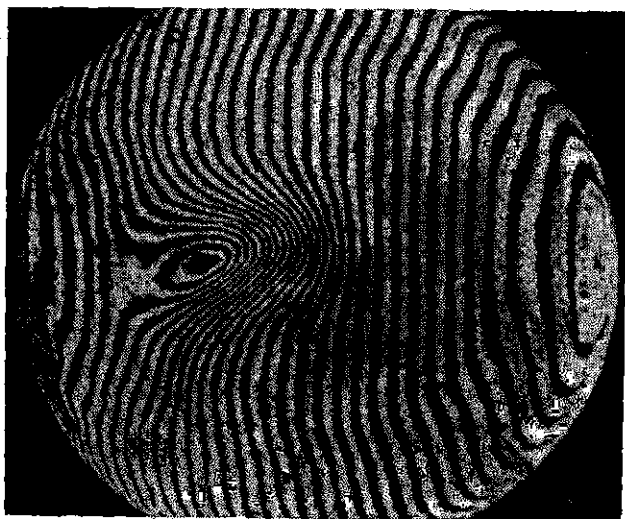
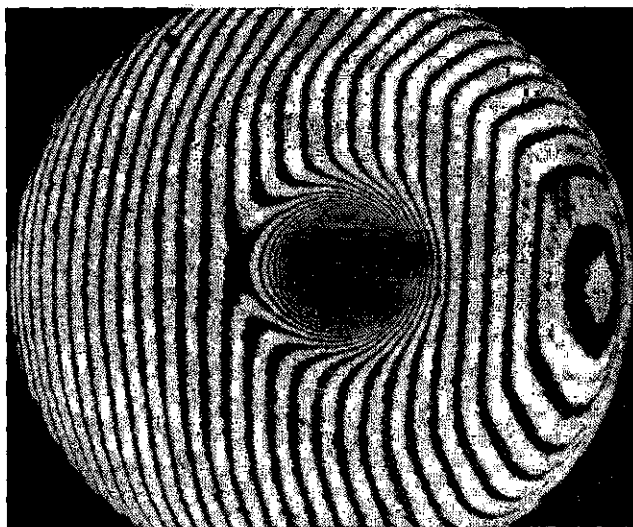


Рис. 36.5. Интерферограммы, полученные на установке Сцилла-IV, соответствующие максимальному сжатию плазмы (верхний снимок) и появлению неустойчивости (нижний снимок).



$\lambda_{ii}$  в плазме с рассматриваемыми параметрами оказывается меньше, чем длина системы  $L$ , и таким образом мы имеем дело с гидродинамическим вытеканием плазмы через концы. Если  $\lambda_{ii} < L$  в конечном состоянии, при  $B = B_{\max}$ , то записанное неравенство будет тем более соблюдаться на протяжении всего процесса сжатия, ибо

$$\lambda_{ii} \sim \frac{T^2}{n} \sim \frac{B^{3/6}}{B^{3/6}} = B^{2/6}.$$

В этом случае поток частиц в продольном направлении будет равен:

$$F = \frac{1}{4} n \bar{v}_i S,$$

где  $S$  — поперечное сечение плазменного шнура на краю системы.

При низких и средних значениях параметра  $\beta$  радиус плазмы на концах определяется пробочным отношением, создаваемым катушкой  $\Theta$ -пинча, и не может быть слишком мал, так как внутри плазменного столба существует магнитное поле. В случае высоких  $\beta$  радиус плазменного столба в магнитной пробке значительно уменьшается, а при  $\beta = 1$  плазма вытекает через отверстие с площадью

$$S = \pi \rho_i^2,$$

где  $\rho_i$  — ларморовский радиус иона. Наибольшие концевые потери имеют место в прямом  $\Theta$ -пинче без магнитных пробок, но именно эта система является наиболее привлекательной, так как в ней не должны развиваться опасные неустойчивости, обусловленные кривизной силовых линий.

Для оценки возможного времени удержания плотной плазмы в рассматриваемой системе и для изучения механизмов потерь катушка  $\Theta$ -пинча закорачивается на низкоомную нагрузку в момент достижения  $B_{\max}$ . В результате спадание тока в катушке, а следовательно и напряженности магнитного поля происходит достаточно медленно, с характерным временем, существенно превышающим время нарастания тока. К сожалению, эксперименты, проводившиеся в течение ряда лет на «коротких» установках с длиной катушки  $\approx 1$  м, не позволяли прийти к однозначным выводам относительно устойчивости плазмы  $\Theta$ -пинча и оценить скорость диффузионных потерь в радиальном направлении, поперек силовых линий удерживающего магнитного поля. Дело в том, что образующаяся горячая плазма даже в центральной плоскости остается невозмущенной только на протяжении времени

$$\tau \sim L/2v,$$

где  $L$  — длина плазменного столба и  $v$  — скорость звука. Время  $\tau$  для коротких  $\Theta$ -пинчей слишком мало, составляя всего 2—3 мксек, что затрудняет проведение соответствующих измере-

ний и интерпретацию получаемых результатов. Вместе с тем поставленные вопросы имеют первостепенное значение для выяснения потенциальных возможностей  $\Theta$ -пинчей — их роли и места в общей программе термоядерных исследований.

Период сомнений и скепсиса сменился интенсивным развитием работ в области  $\Theta$ -пинчей, появлением новых идей, когда в конце 60-х годов английские физики сообщили о результатах опытов, выполненных в лабораториях в Калэме на восьмиметровой установке. Эти эксперименты заслуживают более подробного описания [219].

Общая длина катушки  $\Theta$ -пинча, состоящей из 32 секций, равнялась 7,76 м, а ее диаметр 11 см. Каждая секция питалась от независимой конденсаторной батареи. При максимальном напряжении 40 кВ напряженность магнитного поля на оси катушки возрастала до 25 кГс за 5 мксек, а затем, после закорачивания секций катушки, спадала до нуля за 160 мксек. Кварцевая разрядная труба с внутренним диаметром 8,3 см заполнялась дейтерием. Опыты проводились при начальных давлениях дейтерия в диапазоне  $(5-20) \cdot 10^{-3}$  тор. Предварительная ионизация газа осуществлялась с помощью быстрого аксиального разряда. Особое внимание уделялось тщательности исполнения и отладке электротехнической схемы, что позволило свести к минимуму искажения магнитного поля.

В качестве основного диагностического метода был выбран метод лазерного рассеяния, позволивший с большой точностью и необходимым временным и пространственным разрешением измерить радиальные распределения плотности и температуры плазмы в центральной плоскости. Кроме того, с помощью электронно-оптического преобразователя измерялись временные и пространственные характеристики излучения континуума в видимой области спектра. Распределения плотности плазмы, рассчитанные из измерений континуума, хорошо согласуются с данными по лазерному рассеянию.

В результате адиабатического сжатия на оси разрядной камеры формируется цилиндрический плазменный шнур длиной около 8 м с радиусом 1—2 см. Температура плазмы составляет 100—300 эВ, плотность  $(2-4) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>,  $\beta = 0,7$ . Совокупность проведенных измерений свидетельствует о том, что в центральной плоскости катушки плазма с температурой 240 эВ остается устойчивой в течение 10 мксек, а при температуре 120 эВ это время равно 25 мксек.

Процедура определения коэффициента поперечной диффузии сводилась к следующему. Радиальные распределения плотности плазмы с указанными выше параметрами в квазистационарной фазе разряда (после закорачивания секций катушки) рассчитывались на ЭВМ для различных значений коэффициента диффузии, начиная с боровского и кончая классическим. Затем на графики рассчитанных таким образом радиальных распределений

плотности плазмы, отвечающих последовательным моментам времени, наносились экспериментальные значения  $n_e$ , полученные методом лазерного рассеяния (см. рис. 36.6).

Во всех случаях результаты измерений хорошо согласуются с представлением о классическом механизме диффузии. С учетом возможных экспериментальных ошибок авторами высказывается более осторожное (но тем не менее весьма обнадеживающее!)

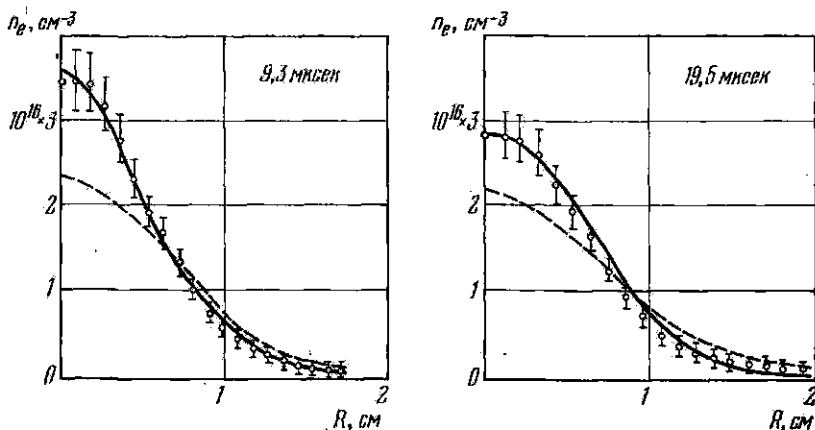


Рис. 36.6. Радиальное распределение плотности плазмы в последовательные моменты времени. Экспериментальные точки получены методом лазерного рассеяния. Условия эксперимента: дейтерий, давление  $2 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. Сплошные кривые — классическая скорость диффузии, пунктирные — 0,1 бомовской скорости диффузии.

утверждение: коэффициент диффузии не превышает 1/20 от бомовского значения.

Итак, реакмируя все сказанное, мы приходим к следующему выводу. Плотная и горячая плазма, создаваемая в прямом  $\Theta$ -пинче, устойчиво удерживается в течение времени, определяемого уходом частиц через концы системы вдоль силовых линий магнитного поля и классической диффузией в радиальном направлении.

В заключение настоящего параграфа обсудим, каковы перспективы  $\Theta$ -пинча с точки зрения возможности построения на его основе реактора синтеза. Здесь мы переходим из области экспериментально установленных фактов в сферу прогнозов, предположений, не всегда оправданных экстраполяций, и, разумеется, выходим за рамки, поставленные при отборе материала для данной книги. Оправдание — возможность рассмотреть некоторые интересные физические вопросы.

Предположим, мы хотим получить в прямом  $\Theta$ -пинче дейтериево-тритиевую плазму, параметры которой удовлетворяют критерию Лоусона:  $n\tau \approx 10^{14}$  см<sup>-3</sup>сек;  $T = 10^8$  °К. При  $V_{\text{max}} \approx$

$\approx 300 \text{ кгс}^*)$  и  $\beta = 1$  плотность удерживаемой плазмы составляет  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Тогда, исходя из критерия Лоусона, время жизни плазмы  $\tau$  должно быть не менее  $10^{-3} \text{ сек}$ . Будем считать, что коэффициент поперечной диффузии составляет не более  $1/100$  от бомовского значения и при выбранных параметрах плазмы равен

$$D_{\perp} \approx \frac{1}{100} D_{\text{В}} = \frac{1}{100} \cdot \frac{1}{16} \cdot \frac{ckT}{eB} = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}.$$

Тогда радиус сжатого плазменного шнура должен превышать

$$r \geq \sqrt{D_{\perp} \tau} \approx 14 \text{ мм}.$$

Необходимую длину установки оценим, принимая, что разлет плазмы в продольном направлении происходит с тепловой скоростью ионов. Тепловая скорость дейтона при температуре  $10 \text{ кэВ}$  равна  $10^8 \text{ см/сек}$ , откуда

$$L = 2v_i \tau = \frac{2v_i \cdot 10^{14}}{n} = \frac{2 \cdot 10^{22}}{n} = 2 \text{ км!}$$

Итак, мы пришли к необходимости либо снизить концевые потери, либо увеличивать плотность плазмы с соответствующим уменьшением времени удержания, так как рассчитанную в нашем примере длину системы вряд ли можно считать вдохновляющей.

Известный рецепт для устранения потерь на концы системы и всякого рода концевых эффектов состоит в сворачивании прямого разряда в тор. В применении к  $\Theta$ -пинчу такая идея осуществляется в Лос-Аламосе (США), где на протяжении последних лет ведется строительство грандиозного по масштабам тороидального  $\Theta$ -пинча — установка Спиллак [220]. Достаточно привести несколько характерных параметров, чтобы оценить технические трудности, которые приходится преодолевать американским физикам. Большой радиус тороидальной камеры Спиллака составляет  $237,5 \text{ см}$ . Сжимающая катушка состоит из 14 секций; каждая секция длиной  $1 \text{ м}$  питается от конденсаторной батареи с запасом энергии  $700 \text{ кдж}$ . Максимальный ток в катушке должен достигать  $2,5 \text{ Ма}$  за  $3,6 \text{ мксек}$ . При этом  $V_{\text{max}}$  должно составлять  $86 \text{ кэВ}$ . Общее число коммутирующих разрядников  $1050$ , число кабелей, подсоединяющих секции конденсаторной батареи к нагрузке,  $1260$ . После достижения  $V_{\text{max}}$  все секции катушки закорачиваются, и магнитное поле спадает до нуля за  $250 \text{ мксек}$ .

Основная проблема, которую необходимо решить, состоит в устранении тороидального дрейфа. В настоящее время на уста-

\*) Создание более сильных магнитных полей без разрушения катушки представляется, по крайней мере на сегодняшний день, невозможным: при  $300 \text{ кгс}$   $P = B^2/8\pi \approx 4 \cdot 10^3 \text{ атм}$ .

новках меньшего размера проводятся эксперименты, целью которых является выяснение возможностей компенсации дрейфа путем создания сложных винтовых магнитных полей с помощью специальных вспомогательных обмоток, надетых на разрядную камеру. От результатов этих экспериментов кардинальным образом зависит будущее тороидальных  $\Theta$ -пинчей.

Интересные перспективы открывает и другой подход к решению задачи (см. [60], а также [221, 222]). Как уже упоминалось, уменьшение необходимой длины прямого  $\Theta$ -пинча может быть достигнуто путем увеличения плотности плазмы. Так, например, при  $n \gtrsim 10^{19} \text{ см}^{-3}$

$$L \leq \frac{2 \cdot 10^{22}}{n} \leq 20 \text{ м и } \tau \sim 10^{-5} \text{ сек.}$$

Весь вопрос сводится к тому, каким образом решить проблему создания магнитных полей, превышающих 1 Мгс.

В последнее время [221, 222] широко дискутируется идея использования  $\Theta$ -пинча с плотной плазмой, которая нагревается и сжимается вместе с термоизолирующим магнитным полем инерционной металлической оболочкой цилиндрической формы — лайнером. Лайнер разгоняется радиально по направлению к оси с помощью внешнего импульсного магнитного поля. При разряде конденсаторной батареи на внешнюю катушку в лайнере индуцируется ток. Электродинамические силы, обусловленные взаимодействием магнитного поля, сосредоточенного в области между катушкой и лайнером, с индуцированным током ускоряют лайнер к оси. Если предварительно получить внутри лайнера плазму, отделенную от его стенок слоем магнитного поля со сравнительно невысокой напряженностью, то при инерционном сжатии лайнера в силу сохранения магнитного потока внутри замкнутой металлической оболочки магнитное поле будет возрастать и, как показывают оценки, может достигнуть  $10^6$ — $10^7$  гс.

Кинетическая энергия, приобретенная лайнером за время ускорения ( $\sim 10^{-8}$  сек), в конечной стадии сжатия будет израсходована на усиление термоизолирующего магнитного поля и нагревание сжатой плазмы. При использовании металлических оболочек из тяжелых материалов за счет инерции легко реализуется необходимое время удержания плазмы  $\sim 10^{-5}$  сек.

Тэта-пинчи с лайнером, или, как их называют, «медленные»  $\Theta$ -пинчи, имеют и ряд других преимуществ по сравнению с обычными, «быстрыми»  $\Theta$ -пинчами. Если в обычном  $\Theta$ -пинче по мере сжатия проводящий кожух (катушка) оказывается все дальше и дальше от плазмы и его стабилизирующее действие невелико, то при использовании лайнера он движется вместе с плазмой и придает ей большую устойчивость. Объем, занятый магнитным полем в обычном  $\Theta$ -пинче, значительно превышает объем, занятый плазмой, поэтому и магнитная энергия, содержащаяся в поле, во много раз больше энергии плазмы. Для  $\Theta$ -пинча

с лайнером энергией магнитного поля можно пренебречь. Правда, в случае  $\Theta$ -пинча с лайнером серьезную самостоятельную проблему представляют получение начальной плазмы и ее предварительный нагрев.

Экспериментальные исследования  $\Theta$ -пинчей с лайнером по существу еще не начаты, и здесь предстоит пройти нелегкий путь, чтобы получить ответы на многочисленные вопросы как технического, так и физического характера. Только после этого можно будет высказать суждение о достоинствах и недостатках предложенного метода.

### § 37. Ускорение плазменных сгустков. Плазменный фокус

Мы переходим теперь к рассмотрению последнего вопроса из области традиционных импульсных процессов. Это снова вариант самостягивающегося сильноточного разряда,  $Z$ -пинча, но происходящего в условиях усложненной геометрической структуры токов и магнитных полей.

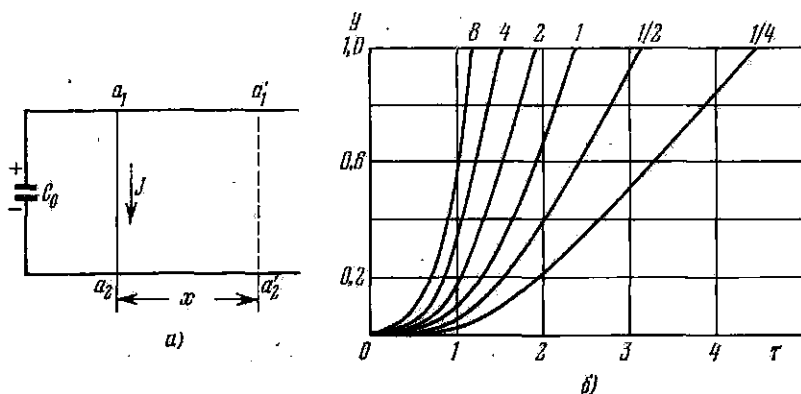


Рис. 37.1. а) Эквивалентный контур электродинамического ускорителя. б) Зависимость расстояния, пройденного подвижным элементом, от времени (в безразмерных единицах).

Выигрыш в ясности изложения будет достигнут, если предварительно обсудить одно явление, изучение которого в значительной степени стимулировало всю программу исследований с нецилиндрическим  $Z$ -пинчем. Речь идет об анализе ускоренного движения плазменного слоя под действием электродинамических сил.

Основная идея электродинамического ускорения плазмы [223, 224] может быть разъяснена из рассмотрения эквивалентного контура (рис. 37.1а), содержащего подвижный элемент  $a_1 a_2$ . Если этот элемент способен свободно перемещаться, то при разряде

конденсатора часть энергии электромагнитного поля перейдет в кинетическую энергию подвижного элемента. Процесс ускорения подвижного элемента контура полностью описывается следующей очевидной системой уравнений:

$$m\ddot{x} = F = \frac{1}{2c^2} J^2 \frac{dL}{dx}, \quad (37.1)$$

$$J = -C_0 \frac{\partial U}{\partial t}, \quad (37.2)$$

$$U = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{d}{dt} (LJ), \quad (37.3)$$

$$L = L_0 + bx. \quad (37.4)$$

Здесь  $m$  — масса ускоряемого элемента,  $J$  — ток в контуре,  $C_0$  — емкость конденсаторной батареи,  $L_0$  — начальная индуктивность контура и  $b$  — приращение индуктивности системы при перемещении подвижного элемента на 1 см пути. Начальные условия при  $t = 0$  таковы:

$$U = U_0; \quad x = 0; \quad \dot{x} = 0; \quad J = 0.$$

Введем безразмерные переменные:

$$y = \frac{b}{L_0} x, \quad \varphi = \frac{U}{U_0}, \quad \tau = \omega_0 t, \quad \text{где } \omega_0 = (L_0 C_0)^{-1/2}. \quad (37.5)$$

После подстановки  $L$  и  $J$  в уравнения (37.1) и (37.3) получаем:

$$y'' = q\varphi'^2, \quad (37.6)$$

$$\varphi = -\frac{d}{d\tau} [(1 + y)\varphi']. \quad (37.7)$$

Начальные условия принимают вид:

$$y(0) = 0; \quad y'(0) = 0; \quad \varphi(0) = 1; \quad \varphi'(0) = 0.$$

Роль безразмерного параметра в написанных уравнениях играет величина

$$q = b^2 C_0^2 U_0^2 / 2mc^2 L_0. \quad (37.8)$$

Не решая уравнения в общем виде, рассмотрим два предельных случая.

1. Начальная стадия процесса:  $y \ll 1$ ,  $\tau \ll 1$ ; уравнение (37.7) принимает простую форму:

$$\varphi = -\frac{d}{d\tau} \varphi'. \quad (37.9)$$

Интегрируя уравнение (37.9) и подставляя результат в (37.6), легко убедиться, что

$$y = \frac{1}{4} q \left[ \tau^2 - \frac{1}{2} (1 - \cos 2\tau) \right],$$

откуда, в силу  $\tau \ll 1$ ,

$$y = \frac{q}{12} \tau^4. \quad (37.10)$$

Последнее равенство показывает, в частности, что сила  $F \sim \ddot{x} \sim \ddot{y}$ , действующая на подвижный элемент в этой стадии процесса, пропорциональна квадрату времени, прошедшего с начала ускорения.

2. В другом предельном случае больших времен,  $\tau \rightarrow \infty$ , получается асимптотическое уравнение:

$$\varphi = \text{const} \cdot \tau^{-1/2} \cos [(8/q)^{1/4} \tau^{1/2} + \alpha]. \quad (37.11)$$

Из написанного выражения следует, что амплитуда напряжения постепенно затухает, а период колебаний по мере ускорения подвижного элемента увеличивается. Этот результат легко понять на основе простых качественных соображений: индуктивность контура растет по мере удаления элемента от начального положения.

Результат численного решения уравнений (37.6) и (37.7) на ЭВМ приведен на рис. 37.16. Как мы видим, он согласуется с проделанным качественным рассмотрением.

Перейдем теперь к описанию экспериментальных данных.

Схема первой установки, на которой были выяснены все главные характерные черты происходящего процесса, приведена на рис. 37.2. Между массивными электродами — «рельсами» — натянута тонкая металлическая проволока, на которую разряжается конденсаторная батарея. После взрыва проволоки образуется сгусток плазмы, который несется по рельсам. Фактически наблюдаемая на опыте картина, основанная на данных скоростной киносъемки и измерениях, выполненных с помощью магнитных зондов, хотя и подтверждает в полной мере наличие процесса ускорения, но показывает, что действительность оказывается много сложнее простой теоретической модели. Основные различия качественно объясняются трением плазмы о стенки камеры, возрастанием массы ускоряемого сгустка и непостоянством его формы. Рисунки 37.3 и 37.4 иллюстрируют сказанное. Финальные скорости сгустка достигают  $10^7$  см/сек.

В дальнейшем процесс ускорения изучался на длинных коаксиальных системах, где плазма получалась не путем взрыва

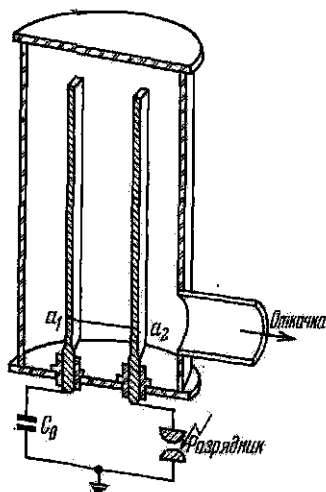


Рис. 37.2. Схема установки «рельсотрон».



проволоки, а в результате пробоя порции газа, инжектируемого скоростным клапаном в пространство между двумя коаксиальными электродами [225, 226]. В этом случае ускорение происходит в водороде или другом легком газе. Возможности управления

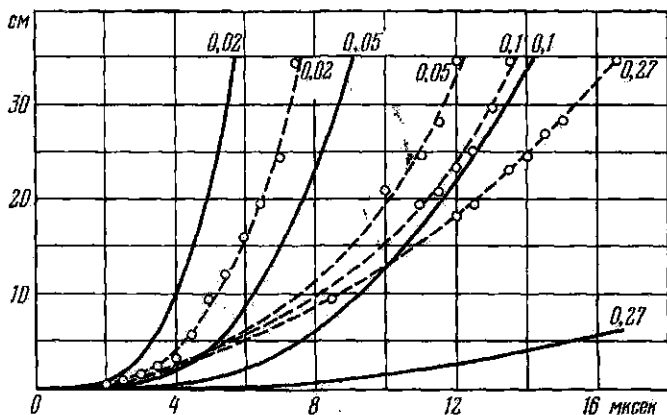


Рис. 37.3. Теоретические и экспериментальные (пунктир) кривые зависимости расстояния, проходимого плазменным сгустком, от времени. Возле кривых указаны диаметры пережигаемых медных проволок (в мм).

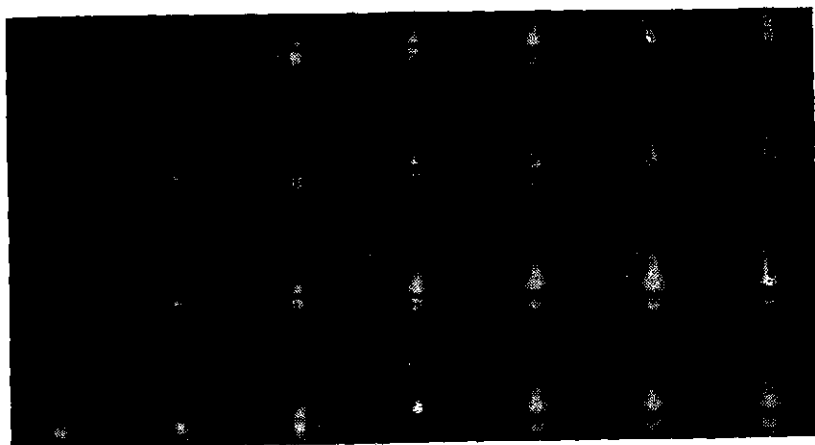


Рис. 37.4. Сверхскоростная фотосъемка ускоряемой плазмы. Последовательность кадров: сверху вниз и слева направо. Интервал между снимками — 0,25 мксек.

подобным электродинамическим инжектором сильно расширяются: теперь можно менять фазу напуска и количество вводимого газа, а также разность потенциалов, прикладываемую к инжектору. Исследование скорости сгустка с помощью фотоэлектри-

ческой методики (метод пролетных времен) приводит к прежним значениям упорядоченной скорости  $(1-2) \cdot 10^7$  см/сек. Фотоэлектрические измерения хорошо согласуются с результатами, которые получаются в опытах с магнитными воддами. Общее число ускоренных частиц в характерных режимах составляет  $10^{18}$ . Полная энергия, заключенная в ускоренном плазменном сгустке, измеряется обычно с помощью калориметрической методики и может варьироваться в очень широких пределах в зависимости от деталей конструкции инжектора и системы питания.

Характерной особенностью работы инжектора является наличие «форсгустка» — группы частиц, составляющих небольшую долю от общего числа, но движущихся с повышенной скоростью и обгоняющих основную массу частиц. Мы не будем останавливаться, однако, на вероятном механизме происхождения этого форсгустка, тем более, что многие детали процесса нуждаются в разъяснении и зависят от конкретных условий эксперимента. Примесь посторонних атомов, поступающих со стенок камеры, и в случае коаксиального инжектора является скорее правилом, чем исключением. Правда, подбором режима, выбором оптимальной фазы напуска газа относительно момента старта разряда и подбором разрядного напряжения удается обеспечить получение сравнительно чистых сгустков, хотя и при более скромных параметрах (меньшая финальная скорость, меньшее число частиц в сгустке).

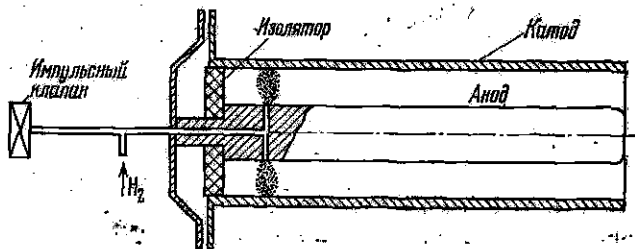


Рис. 37.5. Конструкция коаксиального инжектора.

На рис. 37.5 приведена схема конструкции типичного коаксиального инжектора.

Коаксиальные инжекторы явились в дальнейшем предметом серьезного исследования, а возрастающий интерес к этим устройствам определяется вопросами, лежащими далеко в стороне от задач, которые связаны с программой управляемого синтеза: Здесь достаточно будет ограничиться литературными ссылками [41].

Вернемся к той качественной картине ускорения плазмы, которая была использована нами в начале параграфа. Применительно к первой стадии ускорения в коаксиальном инжекторе эта простая модель продолжает эффективно работать. После пробоя облачка газа, инжектированного через отверстие в средней

части центрального металлического электрода, возникшее плазменное кольцо устремляется к торцу коаксиальной системы под действием электродинамических сил. И в этом случае электродинамические силы на начальной фазе ускорения действуют пропорционально квадрату времени, прошедшего с начала ускорения, в соответствии с уравнением (37.10), и общий характер процесса ускорения сохраняется. Но что происходит дальше, когда плазменное кольцо достигает края центрального электрода? Силы инерции и магнитные силы продолжают действовать, и вытягивающийся плазменный пшур принимает форму фонтана или цветка, закрепленного «стебельком» на торцевой части внутреннего электрода. Отсюда происхождение термина «фонтанирующий пинч», используемого рядом исследователей [227, 228].

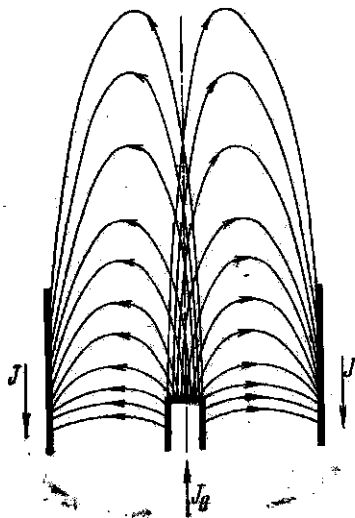


Рис. 37.6. «Фонтанирующий пинч». Положение фронта тока в последовательные моменты времени.

Параллельно с вытягиванием двойного плазменного цилиндра вдоль оси системы, за пределы коаксиальных электродов, внутренняя плазменная трубочка (стебелек) сжимается к оси под действием магнитных сил (см. рис. 37.6). Качественно снова повторяется ситуация, характерная для импульсного процесса типа Z-пинча, — процесса, при котором разгрызается коллапс плазменной оболочки. В отличие от обычного Z-пинча, в данном случае коллапс на оси происходит не одновременно: фаза сжатого состояния перемещается вдоль оси, по мере того как следующие участки плазменной трубочки вовлекаются в этот процесс схлопывания.

Мы оставим теперь в стороне дальнейшую судьбу фонтанирующей плазмы и полета плазменного сгустка, который может оторваться от электродной системы и вместе с замороженным магнитным полем пройти по инерции значительное расстояние в пространстве, свободном от полей, а сосредоточим все внимание на рассмотрении сжатой фазы внутренней плазменной оболочки.

Заметим, прежде всего, что для образования сжатого состояния продолжительность предшествующего этапа, т. е. время ускорения плазмы в коаксиальном инжекторе, не существенно. Путем непрерывного геометрического преобразования устройства, при сохранении его топологической структуры в целом, легко убедиться, что наиболее существенным элементом конструкции является центральный металлический электрод, окруженный ме-

галлической камерой. В результате типичная современная установка, в которой изучаются свойства плотной плазмы, получаемой таким способом, приобрела форму, приведенную на рис. 37.7. Эти устройства получили название «плазменный фокус» и явились предметом систематического изучения на протяжении последнего десятилетия как в Советском Союзе в группе Н. В. Филишова [229, 230], так и в ряде других стран [231—234]. Плазменный фокус обладает рядом интересных свойств, но до построения законченной теории происходящих явлений еще далеко, и мы ограничимся поэтому изложением основных экспериментальных фактов.

Кратковременность существования плазменного фокуса и его небольшие размеры затрудняют исследование. Поэтому, помимо традиционных диагностических приемов, были разработаны и специализированные методики. Перечислим некоторые из них.

1. В напряженных режимах сила тока, текущего через плазменную оболочку в момент начинающегося коллапса, составляет величину порядка  $1 \text{ Ма}$ . Очень велико и собственное магнитное поле тока вблизи плазменного фокуса. Анализируя зеемановское расщепление специально подобранных спектральных линий примесей, удалось получить надежные оценки  $B_0$  [235].

2. Были разработаны пространственные анализаторы заряженных продуктов ядерных реакций, возникающих в плазме в момент коллапса. Протоны и тритоны, проходя через собственное поле пинча, отклоняются в нем, что сказывается на характере пространственного распределения этих частиц. Детектором служат пластинки с ядерной эмульсией, помещенные в камеры-обскуры. Экспериментальные кривые распределения сравниваются с рассчитанными на ЭВМ при разных значениях  $B_0$ . Сопоставление расчетных и экспериментальных кривых позволяет сделать определенные заключения о конфигурации и величине магнитного поля плазменного фокуса [236].

3. Разработано устройство [237], усиливающее интенсивность рентгеновского излучения и позволяющее получить несколько последовательных снимков плазменного фокуса в свете его собственного рентгеновского излучения с экспозицией  $\sim 10 \text{ нсек}$ . Существенным элементом прибора является перфорированная металлическая сетка: отверстия в ней служат канальными электронными умножителями, в которых происходит усиление первичного электронного импульса, вызванного рентгеновским квантом. Усилен-

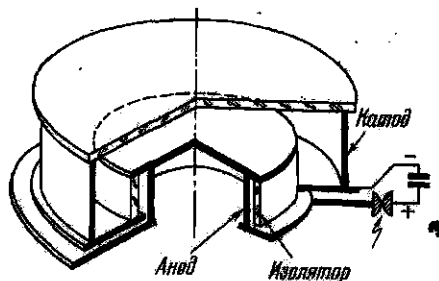


Рис. 37.7. Схема установки «плазменный фокус».

ный электронный пучок, выходя из умножителя, дополнительно ускоряется приложенной разностью потенциалов и попадает на сцинтиллятор. В качестве затвора, позволяющего получить с экспозицией в  $10$  *нсек* снимок возникшего в сцинтилляторе оптического изображения рентгеновской картины, используется электронно-оптический преобразователь изображений с импульсным питанием.

Обсудим главные результаты, полученные при изучении систем типа плазменный фокус при вариации начальных условий: давления и сорта газа, наполняющего установку, расстояния анод — катод, конфигурации электродов, мощности разряда и т. д.

Скоростная киносъемка, проведенная в режиме непрерывной развертки, убедительно свидетельствует в пользу картины последовательно сбегающих к оси элементов плазменной оболочки



Рис. 37.8. Свечение плазменного фокуса, снятое в режиме непрерывной развертки на расстоянии  $1$  см от внутреннего электрода. Длительность развертки —  $1$  *мксек*.

[238]. На рис. 37.8 в качестве иллюстрации приведен снимок временной развертки светового фронта, возникающего в дейтерии в плоскости, отстоящей на  $10$  мм от торца центрального электрода; начальное давление  $3,5$  *тор*, мощность разряда  $22$  *кдж*. Световой фронт сбегаются к оси со скоростью  $2 \cdot 10^7$  *см/сек*. Сжатие сменяется кратковременным расширением, за которым следует новое сжатие и исчезновение свечения — возникает разрыв, пауза на киноленте происходящих событий. Новая вспышка медленно расширяющегося свечения происходит вблизи оси системы спустя  $100$ — $200$  *нсек*. Снимки, полученные в других плоскостях, показывают, что фаза коллапса бежит вдоль оси системы, перемещаясь от катода к аноду со скоростью  $10^7$  *см/сек*.

В течение паузы, когда видимое свечение исчезает, плазменный фокус становится источником нейтронного излучения, которое зависит от начальных условий, достигая в оптимальных

режимах  $10^{11}$  нейтронов за разряд. В результате систематических измерений, усредненных по большому числу экспериментов, была получена зависимость нейтронного выхода от энергосодержания конденсаторной батареи, приведенная на рис. 37.9 [239]. Следует ясно понимать, что полученный эмпирический закон подобия имеет ограниченную ценность; значительное изменение величины  $W$  для получения наибольшего нейтронного выхода требует подбора оптимальных геометрических параметров установки. Поэтому следует подходить с большой осторожностью к далекой экстраполяции эмпирически установленных связей.

Картина с двумя последовательными сжатиями светового фронта отвечают и два импульса нейтронного излучения. Основная доля эмиссии приходится на второй импульс. Много усилий было направлено на попытки истолкования наблюдаемой нейтронной эмиссии, и было предложено несколько возможных механизмов явления.

1. Эмиссия имеет термоядерное происхождение и возникает в плотной фазе плазменного фокуса, который перемещается вдоль оси системы (модель «детящего котла»). В этой модели поперечник нейтронного источника составляет несколько миллиметров, плотность плазмы превышает  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

2. Эмиссия возникает в результате бомбардировки плазменной мишени ускоренным потоком ионов. Энергия ионов должна составлять несколько сотен  $\text{кэВ}$ . В пользу этого механизма говорит присутствие в составе рентгеновского излучения жесткой компоненты

3. Комбинированная модель: нейтронная эмиссия объясняется одновременным действием обоих механизмов.

Для проверки высказанных предположений были проделаны многочисленные опыты, в которых изучалась пространственная анизотропия интенсивности нейтронной эмиссии и энергетических спектров вылетающих нейтронов. В последнем случае использовалась стандартная методика, основанная на анализе длины треков в ядерных эмульсиях. Полученные данные удовлетворительно согласуются с последней моделью, но убедительность результатов невелика: в распоряжении экспериментатора оказывается слишком много свободных, подгоночных параметров.

В подтверждение сказанного можно сослаться на недавние опыты, в которых на одной из установок типа плазменный фокус изучалась нейтронная эмиссия при  $W = 120 \text{ кдж}$  одновременно

$N$ , нейтр./разряд

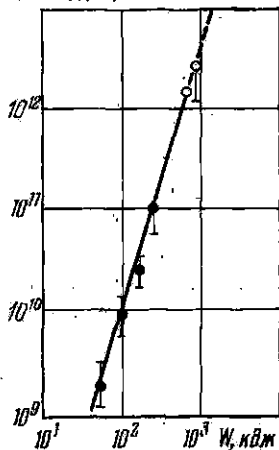


Рис. 37.9. Зависимость нейтронного выхода от энергосодержания. ● и ○ — соответственно опыты 1970 г. и 1973 г.

жесткой компоненты

с прямыми измерениями плотности плазмы интерферометрическим методом [240]. На рис. 37.10 изображены кривая радиального распределения плотности и временной ход нейтронной эмиссии. Измерения плотности были выполнены в момент максимума нейтронной эмиссии. Совокупность экспериментальных данных согласуется с моделью, в которой основная масса нейтронов имеет термоядерное происхождение и возникает в резко очерченном плазменном столбике диаметром около 40 мк; средняя плотность плазмы в столбе в это время составляет  $2,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , т. е. много

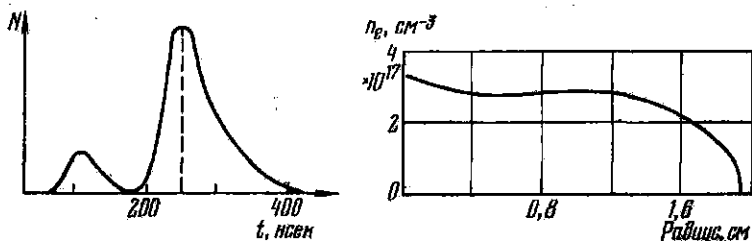


Рис. 37.10. Временной ход нейтронной эмиссии и кривая радиального распределения электронной плотности.

ниже, чем в плотной фазе при коллапсе. Только малая доля нейтронов может быть отнесена к фазе максимального сжатия, когда поперечник плазмы составляет около 2 мм. Потoki быстрых ионов в этих опытах не были обнаружены. Наблюдаемый нейтронный выход достигал  $5 \cdot 10^{10}$  нейтр/разряд, и для объяснения этой интенсивности за счет термоядерного механизма при измеренной плотности плазмы и геометрических размерах источника ионная температура плазмы должна была составлять примерно  $8 \cdot 10^7$  °К. Справедливости ради следует заметить, что прямые измерения этой величины выполнены не были и механизм нагревания на этой сравнительно поздней стадии разряда остается не разъясненным в должной степени (эффективный турбулентный нагрев в процессе радиального расширения плазменного шнура?).

Раздробленность и некоторая противоречивость в изложении данного параграфа в известной мере отражают положение вещей в настоящий момент. Только полная и внутренне замкнутая теоретическая схема событий, происходящих в сложной геометрии магнитных полей и плазменных потоков, существующих в плазменном фокусе, позволила бы дать стройное описание всей совокупности накопленных фактов. Но ведь даже несравненно более простой случай Z-пинча ждет своего адекватного теоретического толкования, и мы уже говорили об этом. Счет на ЭВМ не спасает положения просто потому, что исходные послышки и модели, которые закладываются в электронную машину, не об-

ладают необходимой достоверностью и полнотой. Достижимое «согласие» между расчетом и экспериментом оказывается иллюзорным. О рискованности экстраполяции эмпирических соотношений также было сказано выше, и только прямые эксперименты, выполненные в условиях энергетически более напряженных режимов, позволят высказывать прогнозы о перспективах данного направления, — прогнозы, окрашенные в более светлые или темные тона.

Независимо от этих шатких соображений и прогнозов сейчас плазменный фокус является уникальным источником горячей плазмы с рекордными по плотности и температуре параметрами.



НОВЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ В УПРАВЛЯЕМОМ СИНТЕЗЕ

§ 38. Лазеры и управляемый синтез [241]

Вернемся к проблеме получения самоподдерживающейся реакции синтеза в ее самой общей постановке. Обсуждая условия, при которых (d, t)-реакция начинает представлять технический интерес, мы сформулировали критерий Лоусона в следующем виде: температура плазмы должна быть порядка  $2 \cdot 10^8$  °К, а произведение плотности плазмы на энергетическое время жизни должно удовлетворять неравенству:

$$n\tau > 10^{14} \text{ см}^{-3}\text{сек}. \quad (38.1)$$

Напомним, что идея магнитной термоизоляции здесь еще совершенно не используется. Поэтому, если тем или иным способом нагреть плазму до указанной температуры, то условие (38.1) можно попытаться выполнить, применяя очень большие плотности плазмы и считая, что время удержания определяется силами инерции.

Предположим, что величина  $n$  отвечает плотности твердого дейтерия или равнокомпонентной смеси дейтерия и трития, т. е.

$$n \sim 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}.$$

Тогда согласно (38.1) должно быть:

$$\tau > 10^{14} / 5 \cdot 10^{22} = 2 \cdot 10^{-9} \text{ сек} = 2 \text{ нсек}.$$

При  $T \approx 2 \cdot 10^8$  °К тепловая скорость ионов дейтерия составляет примерно  $10^8$  см/сек и за время  $\tau$  инерциальный разлет ионов нагретого объекта произойдет на расстояние

$$L = v\tau \approx 2 \text{ мм}.$$

Таким образом, центральная идея начинает вырисовываться в следующем виде. Небольшая твердотельная мишень, приготовленная из смеси дейтерия и трития, стремительно нагревается агентом, обеспечивающим огромную плотность мощности, и, прежде чем мишень успеет разлететься, в ней должны произой-

ти реакции синтеза. Работа системы — импульсная. Мишень должна быть малых размеров, в противном случае мы приходим к условиям термоядерного взрыва, а не к двигателю внутреннего сгорания XXI века.

В качестве источника подводимой мощности возможны, в принципе, две альтернативы: лазерный луч или электронный пучок предельной интенсивности. Мы будем обсуждать только первую возможность.

Некоторые уточнения. Чтобы с максимальной ясностью охарактеризовать возникающую ситуацию, сначала предельно упростим схему протекания процесса. Предположим, что тормозным излучением можно пренебречь (это верно при  $T > 4 \cdot 10^7$  °K); тогда ядерное энерговыделение будет превышать суммарные потери, если

$$\eta \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle \tau > 3nkT. \quad (38.2)$$

Здесь все обозначения стандартны и совпадают с принятыми в § 4; кроме величины  $\eta$ , которую мы определим следующим равенством:

$$\eta = \beta_1 \beta_2 \beta_3, \quad (38.3)$$

где  $\beta_1$  — к.п.д. преобразования энергии термоядерного синтеза в электрическую энергию,  $\beta_2$  — к.п.д. преобразования электроэнергии в световую энергию лазерного пучка и, наконец,  $\beta_3$  — доля энергии лазерного импульса, поглощаемая в мишени. Неравенство (38.2) можно переписать в более компактной форме:

$$\eta n \tau > f(T), \quad (38.4)$$

где  $f(T)$  — некоторая известная функция температуры. Вводя инерционное время разлета, т. е. выражая  $\tau$  через  $L/v$ , получим:

$$\eta n \frac{L}{v} > f(T). \quad (38.5)$$

При заданной температуре

$$v \cdot f(T) = A = \text{const}$$

и, следовательно,

$$\eta n L > A. \quad (38.6)$$

Полная энергия, подводимая к нагреваемому объему, определится из очевидного равенства ( $V$  — объем мишени, температура считается заданной!):

$$W = 3nkT \cdot V = \text{const} \cdot nL^3 \sim n \frac{A}{n^2 \eta^2} = \frac{\text{const}}{n^2 \eta^2}. \quad (38.7)$$

Введем безразмерную плотность нагреваемой мишени (коэффициент сжатия)

$$\alpha = n/n_0, \quad (38.8)$$

где  $n_0$  — исходная плотность твердого дейтерия. Аккуратный

численный счет, в предположении о сферическом разлете образующегося плазменного шара, позволяет определить константу в выражении (38.7), которое принимает вид:

$$W > \frac{10^8}{\eta^2 \alpha^2} \text{ джоулей.} \quad (38.9)$$

Необходимые времена нагрева лежат в наносекундном диапазоне. Импульсы такой длительности генерируются лазерами, работающими в режиме модулированной добротности. Наибольшие энергии  $\sim 10^8$  дж в импульсах продолжительностью в несколько наносекунд в настоящее время достигаются в лазерных системах, использующих в качестве активных элементов стекло с добавкой неодима ( $\lambda = 1,06$  мкм). К.п.д. преобразования электрической энергии, питающей лампы накачки таких лазеров, в энергию светового пучка (коэффициент  $\beta_2$ ) крайне низок. Сейчас это 0,2—0,3%, в перспективе предполагается довести его до 1—3%. Поэтому в простейшей схеме инерционного удержания, принимая  $\alpha = 1$ ,  $\beta_1 = 30\%$ ,  $\beta_3 = 1$  и  $\beta_2 = 3\%$ , что отвечает максимальному уровню оптимизма, мы все равно приходим к весьма неутешительным результатам:

$$W = 10^{14} \text{ дж.}$$

Напомним, что энергетический эквивалент одной тонны тринитротолуола —  $10^{10}$  дж!

Несколько более привлекательная картина получается, если рассмотреть работу системы на  $\text{CO}_2$ -лазерах, где к.п.д. уже сейчас достигает 10%, а в принципе может быть поднят до 40%. Однако и здесь необходимые энергии еще слишком велики, а большая длина волны излучения (10,6 мкм) вносит дополнительные осложнения, которые возникают при обсуждении процессов взаимодействия излучения с плазмой.

Разумеется, поиски более совершенных и эффективных лазерных сред ведутся широким фронтом и можно надеяться на определенный прогресс в этой области, но дальнейшее обсуждение этого вопроса, равно как и детальное рассмотрение конструкций сложных современных лазерных систем, выходит далеко за поставленные рамки.

При любых обстоятельствах очевидно, что впереди — огромные трудности. Правда, в запасе остается коэффициент сжатия  $\alpha$ , входящий в знаменатель формулы (38.9). Если бы удалось сжать твердую мишень, например в  $10^4$  раз, то был бы достигнут выигрыш в  $10^8$  и необходимая энергия снизилась бы до  $10^6$  дж, что лежит в пределах технической осуществимости.

Прежде чем переходить к этому вопросу, рассмотрим, также в самых общих чертах, еще одну сторону проблемы, а именно, каков механизм поглощения лазерного излучения в плазме. Здесь следует различать две возможности:

- 1) классическое, столкновительное поглощение;
- 2) механизмы коллективного поглощения.

В первом случае, согласно классической электродинамике, электрон колеблется в поле падающей волны с частотой  $\omega$  и, в отсутствие соударений, переизлучает волны с той же частотой, — происходит когерентное рассеяние без изменения длины волны. При столкновениях с ионами осуществляется хаотизация колебательной энергии электронов, т. е. нагревание электронной компоненты плазмы. Следует отметить, что нагревание ионов происходит лишь в результате обмена энергией с электронами и, из-за

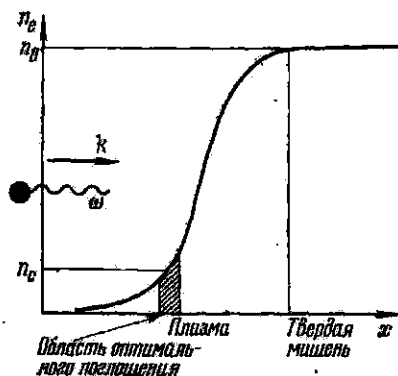


Рис. 38.1. Поглощение энергии лазерного пучка при облучении твердой мишени.

большой разности в массах, для выравнивания температур ионной и электронной компонент потребуется большое число соударений.

Еще нагляднее характерные особенности процесса столкнотельного поглощения описываются на квантовом языке. Как известно, электрон может излучать энергию при торможении (или ускорении) в кулоновском поле ядра: мы говорим в этом случае о появлении тормозного излучения. Таким образом, в данном процессе участвуют три частицы: электрон, фотон и ион. Свободный электрон не излучает, так как это запрещено законами сохранения энергии и импульса. Поэтому и обратный процесс — поглощение фотона электроном и увеличение его энергии — может происходить только в присутствии третьего тела, в кулоновском поле, т. е. при столкновении с ионом. Отсюда повятен принятый в литературе термин: обратное тормозное поглощение.

Эффективность рассмотренного механизма нагревания будет быстро падать с ростом электронной температуры, так как при этом будет уменьшаться частота электрон-ионных столкновений (как  $T_e^{-3/2}$ ).

Существенным моментом при обсуждении процесса лазерного нагрева является то, что поглощение энергии происходит в неоднородной плазме (см. рис. 38.1). Поглощение резко возрастает

по мере приближения к критической плотности

$$n_c = m\omega_p^2/4\pi e^2, \quad (38.10)$$

дальше которой, в глубь мишени, распространение волны невозможно. Физически ясно, что здесь волна более продолжительное время взаимодействует с плазмой: групповая скорость в точке, где  $n_e = n_c$ , обращается в нуль.

Столкновительный механизм поглощения проявляется при любых интенсивностях электромагнитных волн, падающих на плазму, и в этом смысле является универсальным. Однако, начиная с некоторой пороговой мощности излучения, включаются механизмы коллективного поглощения, и их роль в нагревании плазмы оказывается доминирующей, в особенности в области высоких температур. В конечном счете поглощение в отсутствие столкновений происходит в результате затухания Ландау. Частицы плазмы должны для этого оказаться в резонансе с волной, но поскольку фазовая скорость поперечной волны в плазме больше скорости света, прямое поглощение фотонов механизмом Ландау невозможно. Вопрос состоит в том, существуют ли способы трансформации поперечных волн в продольные ленгмюровские волны, которые затем затухали бы в результате механизма затухания Ландау.

Если снова воспользоваться квантовой терминологией, то в области, где частота плазменных колебаний оказывается близкой к частоте падающей волны, возможен распад фотона на «плазмон» (ленгмюровскую волну) и фонон (ионно-звуковую волну). При этом должны выполняться законы сохранения:

$$\omega = \omega_p + \omega_s, \quad k = k_p + k_s. \quad (38.11)$$

Здесь  $\omega$  и  $k$  — соответствующие частоты и волновые векторы.

Такова одна из возможностей генезиса ленгмюровских колебаний, известная под названием раскачки параметрической или распадной неустойчивости с участием ионного звука. Существуют и другие аналогичные процессы; некоторые из них наблюдались экспериментально в исследованиях по взаимодействию волн СВЧ-диапазона с плазмой. Характерная особенность аномальных механизмов поглощения состоит в деформации исходного максвелловского распределения электронов плазмы по скоростям. В результате число электронов с большими энергиями может существенно превысить равновесное значение.

Вернемся к исходному пункту в наших рассуждениях: каким же все-таки способом можно уменьшить те огромные значения  $W$ , которые возникают при анализе процесса управляемого синтеза, основанного на использовании механизма инерционного разлета? Мы уже упоминали о любопытной возможности, связанной с привлечением сильного сжатия мишени, но, на первый взгляд, необ-

ходимые коэффициенты сжатия представляются совершенно фантастическими.

Рассмотрим, однако, следующую схему протекания процесса. Пусть маленькая сферическая мишень подвергается равномерному всестороннему лазерному облучению. На начальных стадиях вокруг твердой мишени образуется плазменная корона. Основная доля подводимой мощности поглощается, как уже отмечалось выше, в тех слоях плазмы, где плотность близка к критической. Передача энергии из этих областей на поверхность твердой фазы осуществляется за счет электронной теплопроводности, быстро растущей с температурой ( $K \sim T_e^{5/2}$ ). Если вся подводимая энергия выделяется практически мгновенно, то испарение вещества приводит к образованию ударной волны, распространяющейся внутри мишени. В этом варианте, даже с учетом сферической кумуляции, коэффициент сжатия не сможет превысить нескольких десятков.

Предположим теперь, что приходящий поток излучения запрограммирован во времени таким образом, что интенсивность испарения, а следовательно, и давление на поверхности центральной «холодной» капли нарастают со временем сначала сравнительно медленно, а затем все быстрее и быстрее. Аппроксимируем для наглядности нарастание давления на поверхности ступенчатой функцией. Тогда от поверхности в глубь мишени будет распространяться последовательность ударных волн. Каждая следующая волна нагоняет предыдущую, так как она распространяется по все более нагретой и сжатой среде.

Вычисления показывают [80], что оптимальная ситуация складывается, если подводимая мощность меняется со временем по следующему закону (рис. 38.2):

$$N(t) = \frac{N_0}{(1 - t/\tau)^2}. \quad (38.12)$$

Здесь  $N_0 \sim 10^{12}$  *вт* и  $\tau \sim 10^{-8}$  *сек*. В этом случае все ударные волны одновременно сходятся к центральной области и степень сжатия все еще «холодного» ядра может достигать огромных значений. Дальнейшее подведение энергии, в соответствии с тем же временным законом, приведет к стремительному, на протяжении нескольких десятых и даже сотых долей наносекунды, нагреванию сверхсжатой мишени. В упомянутых расчетах энергия  $W \sim 10^6$  *дж* оказывалась достаточной для нагревания мишени, сжатой в  $10^4$  раз, до термоядерных условий. Конечно, часть

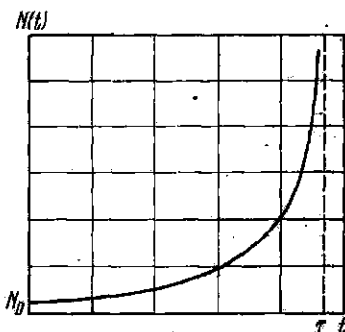


Рис. 38.2. Программированное выделение мощности для получения сверхсжатого состояния.

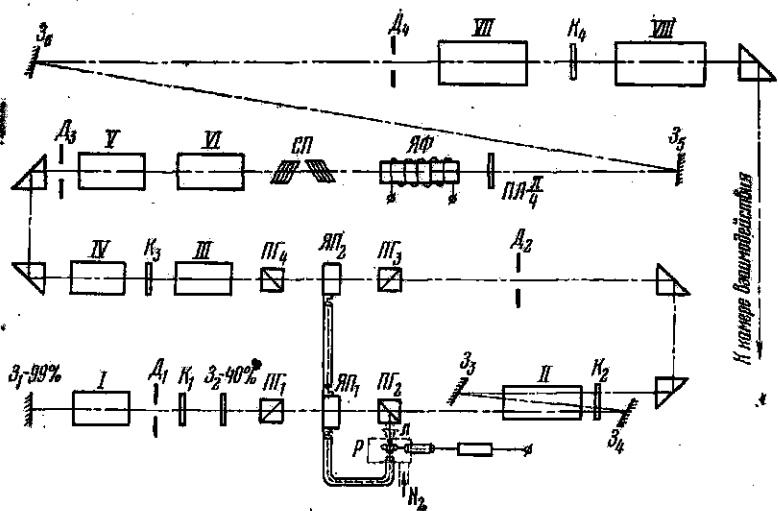


Рис. 38.3. Схема лазерной системы установки «Мишень».  $З_1$ – $З_6$  — зеркала;  $Д_1$ – $Д_4$  — ограничивающие диафрагмы;  $К_1$ – $К_4$  — кюветы с просветляющимся раствором;  $ЯП_1$  и  $ЯП_2$  — ячейки Погкельса;  $Р$  — разрядник высокого давления;  $Л$  — фокусирующая линза;  $СП$  — поляризационная стопа;  $ЯФ$  — затвор Фарадея;  $П(\lambda/4)$  — кварцевая пластина;  $ПГ$  — призмы Глана;  $I$  — лазерный осветитель задающего генератора;  $II$ – $VIII$  — лазерные усилители.

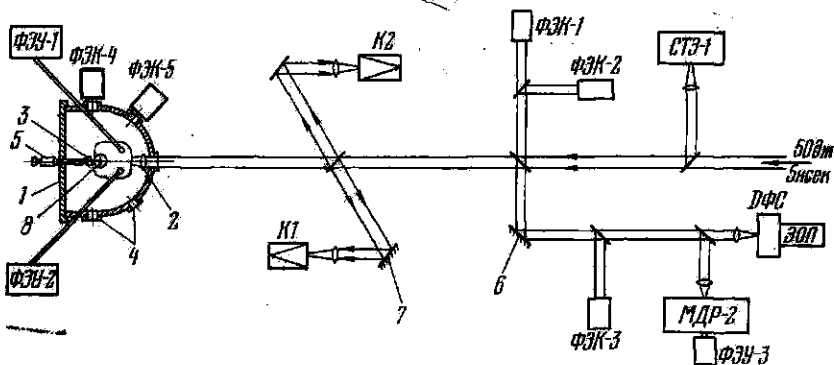


Рис. 38.4. Камера взаимодействия и расположение диагностической аппаратуры. 1 — камера взаимодействия; 2 — фокусирующая линза; 3 — мишень; 4 — смотровые окна; 5 — механизмы перемещения мишени; 6 и 7 — поворотные зеркала; 8 — камера-обскура;  $К_1$  и  $К_2$  — calorиметрические измерители падающей и отраженной энергии; ФЭК-1 + ФЭК-5 — коаксиальные фотоэлементы; ФЭУ-1 и ФЭУ-2 — фотоумножители для определения  $T_e$  методом поглощений; МДР-2 + ФЭУ-3, ДФС + ЭОП и СТЗ-1 — диагностическая аппаратура для измерения спектрального состава падающего, отраженного и рассеиваемого плазмой излучений.

энергии расходуется нерационально на образование разлетающейся плазмы, не все вещество мишени сжимается и испытывает ядерные взаимодействия, но даже с учетом этих потерь энергия  $W$  не должна превышать  $10^6$  Дж.

Охарактеризованная в общих чертах схема нагрева с использованием сверхплотного сжатия остается пока только красивой возможностью. Заметим, что требования к симметрии облучения, вероятно, окажутся не очень строгими из-за хорошей теплопроводности оболочки, но временное программирование коротких и интенсивных лазерных импульсов представляется крайне серьезной задачей. Совершенно открытым остается вопрос и о том, как фактически будет протекать процесс поглощения лазерной мощности в таких экстремальных условиях.

Экспериментальная установка, предназначенная для исследований плазмы, создаваемой лазерным излучением, состоит из собственно лазерной системы, камеры взаимодействия и диагностической аппаратуры (рис. 38.3, 38.4) [242]. Камера взаимодействия представляет собой вакуумный объем, в котором размещаются фокусирующая линза и мишень. Используются либо «массивные» мишени с размерами, значительно превышающими диаметр фокального пятна, либо мишени в виде малых шариков. В первом случае мишень обычно закрепляется в камере на подвижном элементе, допускающем ее перемещение относительно фокусирующей линзы. Во втором случае шарик сбрасывается в камеру с помощью специальных устройств того или иного типа и «расстреливается» затем лазерным пучком на пролете. В качестве материала мишени обычно применяются дейтерид лития, дейтерированный полиэтилен или чистый дейтерий, приготавливаемый в гелиевом криостате.

Эксперименты по созданию горячей плазмы налагают специфические требования на лазерную систему. Лазерный импульс должен быть коротким (1—5 нсек) и как можно более мощным. Для обеспечения наилучших условий фокусировки следует принимать меры по снижению расходимости светового пучка, и, наконец, необходим высокий энергетический контраст, т. е. большое отношение энергии в импульсе к энергии паразитных сигналов (или фона). При невыполнении последнего условия мишень разрушается до прихода основного, нагревающего импульса. В результате современная лазерная система, предназначенная для проведения рассматриваемых экспериментов, получается чрезвычайно сложной, включает большое число уникальных и дорогостоящих оптических элементов, требует постоянной юстировки. Воспроизводимость параметров лазерных импульсов на выходе системы оставляет, как правило, желать много лучшего; поэтому при проведении опытов приходится набирать большой статистический материал.

Хотя максимальные достигнутые энергии в лазерных импульсах наносекундной длительности уже превысили 1 кДж, основные



результаты получены при энергиях 50—100 дж. Плотности мощности на поверхности мишени варьируются в интервале  $10^{12}$ — $10^{15}$  вт/см<sup>2</sup>.

Главные трудности в диагностике лазерной плазмы связаны с малыми размерами исследуемого объекта и быстротой протекающих процессов. Вместе с тем большие плотности и высокие температуры исключают применение контактных методов исследования. Разлет плазмы в областях, достаточно удаленных от поверхности мишени, изучается с помощью оптической интерферометрии; электронная температура определяется из анализа спектрального распределения мягкого рентгеновского излучения традиционным методом фильтров. Кроме того, измеряются нейтронное и жесткое рентгеновское излучения, спектральный состав света, отраженного и рассеиваемого плазмой, энергетические распределения электронов и ионов плазмы, коэффициент отражения лазерного излучения.

Перечислим важнейшие элементы среди того набора инструментов, который применяется в плазменно-лазерном эксперименте и обеспечивает регистрацию происходящих событий с высоким временным разрешением.

1. Электронно-оптические преобразователи изображений; в рассматриваемых условиях они используются не как усилители света (потоки излучения велики), а в качестве скоростных оптических затворов.

2. Коаксиальные фотодиоды.

3. Импульсные фотозлектронные умножители, с временами установления  $\sim 1$  нсек и большими выходными токами, допускающими подачу сигнала с волнового сопротивления непосредственно на пластины осциллографа.

4. Пластмассовые сцинтилляторы с временами высвечивания, меньшими 1 нсек.

5. Многолучевые осциллографы с высокой скоростью записи.

Часто получение наиболее интересной и ценной информации всецело зависит от разработки новой методики или существенного усовершенствования уже применявшейся.

На первых этапах исследований публиковавшиеся результаты характеризовали скорее особенности каждой отдельной экспериментальной установки, чем общие и принципиальные свойства лазерной плазмы; к тому же эти данные обладали плохой воспроизводимостью. Сейчас можно перечислить те сведения, которые следует считать достоверными, и сделать некоторые обобщения. Мы остановимся при этом лишь на тех данных, которые получены при облучении «массивных» дейтерий-содержащих мишеней мощными лазерными импульсами наносекундной длительности с крупным передним фронтом.

На начальных стадиях облучения вблизи поверхности мишени образуется плазменное облако с большими градиентами плотности. Поглощение энергии происходит в области с плотностью,

близкой к критической. За счет электронной теплопроводности часть энергии передается из зоны поглощения на поверхность твердой фазы и поддерживает процесс испарения и плазмообразования. При этом внутри твердой мишени распространяется ударная волна (см. рис. 38.5). Характерные скорости газодинамического разлета плазмы составляют  $(3-5) \cdot 10^7$  см/сек. Разлет имеет ярко выраженную направленность. Анализ распределений плотности, выполненный в различные моменты времени, позволяет при этом измерить среднее за импульс реактивное давление плазмы на мишень [243, 244].

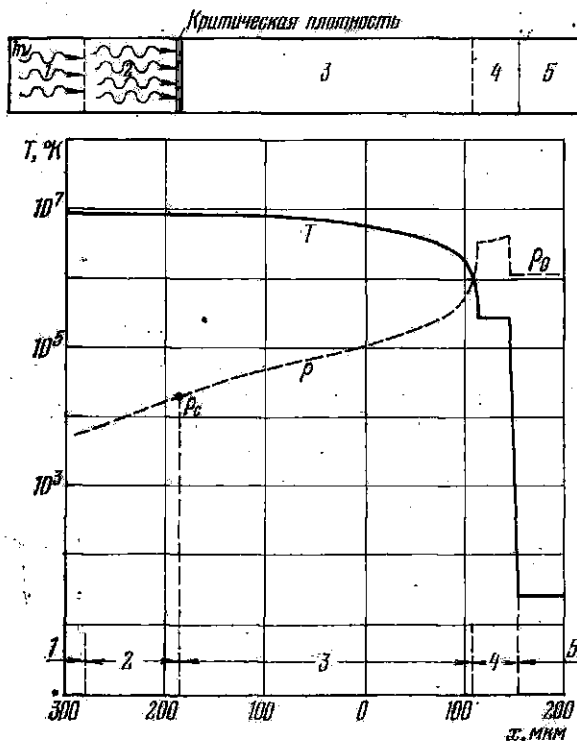


Рис. 38.5. Поглощение мощности лазерного излучения твердой мишенью. 1 — прозрачная расширяющаяся плазма; 2 — слой, в котором поглощается лазерное излучение; 3 — область электронной теплопроводности; 4 — твердое вещество, сжатое ударной волной; 5 — невозмущенное твердое тело.

Электронная температура плазмы в зоне поглощения лазерного излучения, оцененная из измерений рентгеновского излучения, составляет несколько сотен эв и при максимальных значениях плотности мощности достигает 1—1,5 кэв [245].

Следует отметить, что правомерность использования термина «электронная температура» применительно к лазерной плазме спорна, ибо во многих случаях отмечались несомненные отклонения от максвелловского распределения электронов по скоростям.

Коэффициент отражения лазерного излучения плазмой не превышает 5—10% и сравнительно мало меняется с увеличением энергии лазерного импульса. Впрочем, недавно появилось сообщение об уменьшении коэффициента отражения с возрастанием плотности мощности лазерного излучения [246, 247].

Пока еще не предложено надежных способов измерения ионной температуры. Возможно, в термоядерной плазме с большим нейтронным выходом таким способом станет определение  $T_i$  по спектру нейтронного излучения. Наблюдаемая нейтронная эмиссия пока невелика,  $10^4$ — $10^5$  нейтронов за импульс, механизм образования нейтронов неясен и является предметом дискуссий, весьма напоминающих те обсуждения, которые проводились в свое время при исследовании жестких излучений мощных импульсных разрядов. Трудно, при столь малых интенсивностях регистрируемых нейтронных потоков, установить их термоядерное или нетермоядерное происхождение.

Особого внимания, по-видимому, заслуживают сообщения ([248]; см. также [242]) о регистрации излучения на частотах  $2\omega$ ,  $\frac{3}{2}\omega$ ,  $\frac{1}{2}\omega$ , в спектрах рассеяния ( $\omega$  — частота падающего лазерного излучения). Только дальнейшие исследования покажут, являются ли наблюдаемые эффекты проявлением нелинейного взаимодействия нагревающего излучения с плазмой.

Опыты по сферически симметричному облучению мишеней лазерными импульсами, программированными во времени, пока еще находятся на стадии составления детальных схем проведения работ и подготовки соответствующего оборудования и аппаратуры.

В заключение можно сказать, что цикл исследований по созданию и нагреванию плазмы с помощью лазеров по всей вероятности будет продолжаться независимо от того, какие изменения претерпит вся программа работ по управляемому термоядерному синтезу. Взаимодействие излучения с веществом — проблема сама по себе достаточно привлекательная, и интерес к ней физиков вряд ли ослабеет.

Укажем в этой связи на два значения плотности мощности излучения: примерно  $4 \cdot 10^{16}$  *вт/см<sup>2</sup>* и  $10^{18}$  *вт/см<sup>2</sup>*, которые могут быть реализованы в ближайшее время при помощи мощных лазеров. В первом случае напряженность электрического поля волны сравнивается с напряженностью внутриатомного поля водорода. Во втором случае скорость, набираемая электроном в электрическом поле волны, становится близкой к скорости света и начинают в полной мере проявляться релятивистские эффекты.

В частности, столь интенсивная электромагнитная волна будет проникать в плазму с  $n > n_{\text{крит}}$  (частота ленгмюровских колебаний  $\sqrt{4\pi n e^2 / m_e}$  уменьшается, ибо  $m_e$  растет).

### § 39. Подводя итоги

В предыдущих главах мы постарались охарактеризовать важнейшие результаты экспериментальных исследований в области управляемого синтеза.

Прошло четверть века с тех пор, когда были начаты первые эксперименты. Подводя итоги пройденного пути, следует еще раз, в максимально сжатой форме, отбрасывая все второстепенное, сопоставить между собой параметры плазмы, полученные к

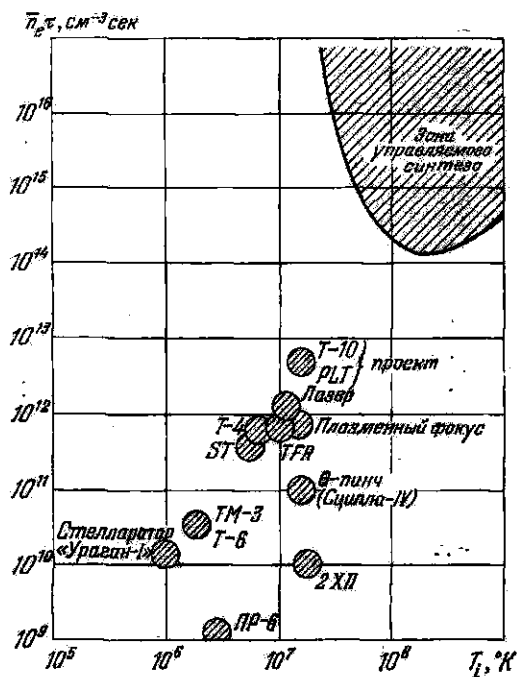


Рис. 39.1. Диаграмма ( $n_e$ ,  $T$ ). Параметры установок приведены по состоянию на 1 июля 1974 г. [249].

настоящему времени на ряде установок. В наиболее наглядном виде такое сопоставление может быть проделано при рассмотрении диаграммы ( $n_e$ ,  $T$ ), которая уже фигурировала в § 4 при обсуждении критерия Лоусона. На рис. 39.1 воспроизведена эта диаграмма; на ней указана область, в пределах которой удовлетворяются условия получения самоподдерживающейся реакции для равновесной смеси дейтерия и трития, и нанесены значения  $n_e$  и  $T$ , достигнутые на ряде систем. Открытые и замкнутые маг-

нитные ловушки, традиционные импульсные системы с магнитным удержанием и лазерные установки обозначены соответствующими символами.

Конечно, было бы наивно измерять циркулем расстояние от выделенной точки, изображающей параметры той или иной конкретной установки, до зоны управляемого синтеза и делать на этом основании безапелляционные выводы о большей или меньшей степени продвинутости данного направления. Нам неизвестно, какие еще пропасти, стены и лабиринты могут встретиться на каждой из выбранных дорог. Интересно другое: разброс не слишком велик, и хотя в настоящее время (1974 г.), как уже неоднократно говорилось выше, ближе всего приблизились к желанной цели Токамаки, называть бесспорного фаворита сейчас преждевременно.

Существует еще одна любопытная возможность осторожного прогнозирования дальнейшего развития программы управляемого синтеза, основанная на ретроспективном анализе и последующей экстраполяции. Откажемся от какой-либо технической конкретизации, не будем сравнивать успехи различных направлений и воспользуемся наиболее обобщенными характеристиками как произведенных затрат, так и достигнутых результатов. Тогда суммарный итог усилий физиков планеты за прошедшие 25 лет представится (примерно) в следующей виде:

израсходовано  $0,5 \cdot 10^5$  человеко-лет труда физиков и инженеров;

затрачено  $2 \cdot 10^9$  долларов;

температура плазмы повышена с  $2 \cdot 10^5$  °K до  $2 \cdot 10^7$  °K;

величина  $n\tau$  повышена с  $10^{10}$  см<sup>-3</sup>сек до  $10^{12}$ — $10^{13}$  см<sup>-3</sup>сек.

Таким образом, нас отделяет от термоядерной области примерно один порядок величины по температуре и один-два порядка по значениям величины  $n\tau$ . Оптимисты, ведущие счет в логарифмическом масштабе, могут сказать, что пройдено две трети пути в шкале температур и половина пути в шкале  $n\tau$ . Пессимисты могут возразить, что в линейном масштабе в лучшем случае пройден один процент всего пути.

Переходя к прогнозам на ближайшие четверть столетия, это означает, что, при оптимистическом подходе, ценой вложения примерно таких же человеческих усилий и материальных затрат мы достигнем за это время поставленной цели. Разумеется, если не возникнет иных проблем, кроме чисто технических, и если экстраполяция в логарифмическом масштабе законна. В случае линейной экстраполяции, но при прежнем допущении о чисто техническом характере предстоящих трудностей, предстоит израсходовать в течение 25 лет около  $200 \cdot 10^9$  долларов и  $0,5 \cdot 10^7$  человеко-лет труда специалистов высокой квалификации. Возникающая вилка в два порядка величины показывает меру «достоверности» делаемых прогнозов. Используя среднее геометрическое, — впрочем, без каких-либо серьезных для того оснований, —

мы приходим к цифрам расходов порядка десятков миллиардов долларов и потребности в человеческих ресурсах на уровне  $10^6$  человеко-лет. Оговорка об отсутствии неожиданностей принципиального характера остается в силе\*).

Вряд ли следует пояснять, что возникающие оценки, при всей внушительности необходимых затрат, лежат полностью в пределах досягаемости современного индустриального общества, тем более, что широкое международное сотрудничество в этой области, начатое много лет назад по инициативе Советского Союза докладом И. В. Курчатова в Харуэлле, продолжает успешно развиваться.

---

\*) *Примечание при корректуре.* В конце июня 1975 г. в ИАЭ им. Курчатова состоялся физический пуск установки Т-10. Осенью должен вступить в строй Токамак РЛТ в Принстоне. Пока все идет по плану. Для ознакомления с последними работами с установками типа Токамак можно рекомендовать содержательный обзор: *H. P. Furth, Tokamak Research, Nucl. Fusion 15, № 3, 487—535 (1975).*

Для интересующихся техническими аспектами рассматриваемой программы укажем на недавно появившийся обстоятельный обзор, посвященный проектам реакторов синтеза, основанных на различных схемах (Токамак,  $\Theta$ -пинч, открытые ловушки, лазерный нагрев): *F. L. Ribe, Fusion Reactor Systems, Rev. Mod. Phys. 47 (1), 7—41 (1975).*