

Дж.Дюдерштадт
Г.Мозес

Инерциальный термоядерный синтез

Перевод с английского
под редакцией В.М. КОЛОБАШКИНА,
Г.В. СКЛИЗКОВА



МОСКВА ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ 1984

Дюдерштадт Дж., Мозес Г. Инерциальный термоядерный синтез
Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1984. 304 с., ил.

Дается анализ последних достижений по инерциальному термоядерному синтезу. Рассмотрены особенности протекания реакции синтеза легких ядер в плотной короткоживущей термоядерной плазме, физика процессов сжатия и нагрева плазмы, взаимодействия лазерного излучения, пучков электронов и ионов с плазмой, принципы работы и конструкция мощных лазеров, ускорителей электронов и ионов.

Для научных работников и инженеров, а также для аспирантов инженерно-физических специальностей и студентов.

Табл. 22. Ил. 128. Библиогр. 609

Рецензент Г.В. Склизов

**James J. Duderstadt
Gregory A. Moses
INERTIAL CONFINEMENT FUSION**

John Wiley and Sons, New York, 1982

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Настоящая книга известных американских физиков Дюдерштадта и Мозеса посвящена основам термоядерного синтеза с инерциальным удержанием (ИТС). Выход в свет такой монографии является актуальным и своевременным в связи с растущим интересом к управляемому термоядерному синтезу (УТС) в целом и ИТС в частности.

Физику ИТС в настоящее время можно рассматривать в рамках трех больших направлений исследований: физика сжатия термоядерных мишеней, физика импульсных драйверов и физико-технические концепции реакторов будущего на основе ИТС.

Впервые идея использования импульсных методов концентрации энергии и нагрева плазмы до термоядерных температур с помощью лазеров была высказана академиком Н. Г. Басовым в 1962 г., что и положило начало бурному развитию ИТС в СССР и за рубежом.

Физика термоядерных мишеней непосредственно примыкает к физике высоких плотностей энергии, т. е. органически связана с физикой ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Для сжатого ядра мишени характерны плотности энергии порядка 10^7 Дж/г при температуре 10^9 К, что привлекает внимание ученых с точки зрения не только практических применений в виде ИТС, но и уникальных возможностей исследования состояния вещества в астрофизических объектах, спектроскопии многозарядных ионов, ядерных реакций, процессов квантовой электродинамики и т. д.

Разработка мишеней во многом зависит от типа драйверов для ИТС, среди которых наиболее характерными являются мощные лазеры, обладающие высокой плотностью потока энергии (около 10^{17} Вт/см²), но низким КПД, драйверы на пучках легких ионов с низкой плотностью энергии, но с высокой эффективностью и драйверы на пучках тяжелых ионов, которые из-за высокой стоимости находятся пока на стадии теоретических разработок. Наиболее отработанными для экспериментов с мишенями являются первые из них. Большое многообразие типов лазеров, являющихся кандидатами в драйверы (СО₂-лазеры, эксимерные лазеры, йодные лазеры, лазеры на свободных электронах, химические, твердотельные, в основном неодимовые и некоторые другие), и отсутствие принципиальных трудностей в концентрации энергии даже в реакторных масштабах позволяют надеяться на осуществление в ближайшие годы демонстрационного эксперимента.

Развитие реакторов на основе ИТС находится на стадии создания концептуальных проектов. Эксперименты в этой части ведутся лишь по отдельным узловым проблемам (взрывные камеры, методы транспортировки пучков, радиационная стойкость материалов и др.).

Советский Союз является пионером в области освоения энергии управляемого термоядерного синтеза. Интенсивно развиваются работы по

всем его аспектам, в том числе и инерциальному синтезу. Построен или находится в стадии ввода в действие ряд крупных исследовательских установок для ИТС, таких как "Кальмар" и "Дельфин-1" в Физическом институте АН СССР им. П. Н. Лебедева или "Ангара-5" в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова. Активное участие в исследованиях и разработках принимают крупнейшие научные центры, развивается международная кооперация исследований.

За последние 15 лет инерциальный термоядерный синтез развился в самостоятельное направление главным образом на основе ЛТС. Несмотря на большой поток оригинальных публикаций, обобщающих его основные проблемы, книг, монографий на русском языке нет, хотя потребность в них, особенно для подготовки новых научных кадров, велика.

Предлагаемая читателю книга представляет собой монографию, охватывающую в том или ином объекте практически все проблемы, связанные с ИТС. Она не является справочным материалом или обзором современных работ. Книга написана фактически как учебное пособие, в котором материал систематизирован на основе последних теоретических и экспериментальных достижений в этой области. Поэтому приведенная авторами обширная библиография не является исчерпывающей, а служит для иллюстрации тех или иных общих положений, как правило, выведенных на основе общезначимого подхода.

В гл. 1 – 3 приведены физические основы ИТС, взаимодействия лазерной и пучковой энергии высокой плотности мощности с термоядерными топливными мишенями и на примере ЛТС рассмотрены конкретные схемы нагрева плазмы до термоядерных температур. Отдельно рассмотрены вопросы теплопереноса в плотной высокотемпературной плазме (гл. 4), поглощения энергии, в основном лазерной, в мишенях (гл. 5) и методы численного моделирования физических процессов, происходящих при нагреве мишеней, для ЛТС и их обобщение на ИТС (гл. 6). Главы 7 и 8 посвящены проблемам создания необходимых драйверов, гл. 9 и 10 – технологии мишеней и первой стенки реакторной камеры.

Книга рассчитана на широкий круг специалистов, занятых в проблеме УТС и смежных областях, а также студентов старших курсов и аспирантов, в учебные программы которых включены соответствующие курсы. Она может служить также введением в проблему ИТС специалистам, не занятым непосредственно в этой проблеме. Для первого знакомства с ИТС гл. 6 – 9 можно опустить.

Перевод книги выполнен М.В. Кирилловым-Угрюмовым (гл. 1, 2, 8–10) В.А. Прорвичем (предисловие, гл. 3–7).

*В. М. Колобашкин
Г. В. Склизов*

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРОВ

Решение проблемы управляемого термоядерного синтеза, возможно, уже в недалеком будущем позволит получить чистый, безопасный и практически неисчерпаемый источник энергии. Но трудности, лежащие на пути к демонстрации научной осуществимости этого процесса, связанные как с инициированием термоядерных реакций, так и с управлением термоядерным горением, являются поистине огромными. Тридцать лет упорных исследований пока привели нас лишь к порогу демонстрации осуществимости управляемого термоядерного синтеза. А для развития жизнеспособной технологии термоядерного синтеза и решения множества связанных с ней технических проблем потребуются еще большие усилия.

Большинство исследований по проблеме управляемого термоядерного синтеза проведено для термоядерного топлива (плазмы) сравнительно невысокой плотности, удерживаемого специально созданным магнитным полем. Однако в последние десять лет большое внимание стало уделяться и альтернативному подходу — инерциальному термоядерному синтезу. В рамках этого подхода с помощью лазерного излучения или интенсивных пучков заряженных частиц проводят быстрое сжатие микроскопических капель термоядерного топлива до огромных значений плотности и температуры, требуемых для эффективного термоядерного горения вещества. Если сжать топливо до достаточной плотности, то оно будет гореть настолько быстро, что высвобождение большей части энергии произойдет раньше его разлета, т. е. на время своего горения плазма удерживается вследствие своей инерции.

Усилия, направляемые на развитие инерциального термоядерного синтеза, достигли уже такого уровня, который позволяет этому направлению успешно конкурировать с более традиционным направлением термоядерного синтеза с магнитным удержанием плазмы. Но в то время как по различным аспектам проблемы термоядерного синтеза с магнитным удержанием имеются прекрасные монографии и обзоры, литература по инерциальному синтезу в основном представляет собой оригинальные работы, разбросанные по многочисленным журналам и отчетам. Очевидно, что наступило такое время, когда следует попытаться с единых позиций изложить основные представления многочисленных дисциплин, связанных с исследованиями по инерциальному термоядерному синтезу.

Следует отметить, что существует физических проблем, связанных с реализацией концепции инерциального термоядерного синтеза, иное, чем для термоядерного синтеза с магнитным удержанием плазмы. В последнем случае их можно отнести к области физики плазмы и электромагнитной теории. В противоположность этому основные аспекты проблем инерциального термоядерного синтеза связаны с физикой протекания термоядерных реакций синтеза в плазме с инерциальным удержанием, гидроди-

намикой и ударными волнами, процессами переноса в плотной плазме и взаимодействием лазерного излучения или пучков заряженных частиц с плазмой. Иные при этом и проблемы технического и прикладного характера: особенности устройства мощных лазеров и сильноточных ускорителей заряженных частиц, конструкции и технологии производства термоядерных мишеней, методы проведения экспериментов и диагностики и возможные приложения систем инерциального термоядерного синтеза в других областях.

Данная книга является результатом создания и развития авторами в течение последних нескольких лет соответствующего лекционного курса по этому предмету, предназначенного для студентов старших курсов и аспирантов инженерно-физических специальностей. Книгу можно использовать как введение в проблему инерциального термоядерного синтеза. Для понимания основного материала книги необходима подготовка по физике и математике в объеме технических вузов.

При подготовке данной книги авторы широко пользовались научно-технической литературой по различным аспектам проблемы инерциального термоядерного синтеза, поэтому лишь немногое из представленного материала может претендовать на оригинальность. Хотя книга снабжена достаточно обширной библиографией, многие из оригинальных работ из-за широты охватываемой области исследований и ее бурного развития отразить не удалось. Чтобы в какой-то мере компенсировать этот недостаток, авторы привели ссылки на обзорные статьи по основным аспектам рассматриваемых проблем. Усилия авторов в значительной степени опирались на знания и опыт коллег, оказавших значительную помощь и поддержку при написании данной книги. Особенно следует отметить вклад Джеймса Ширера и Рэя Киддера из Ливерморской национальной лаборатории; Элдона Линнибара, Билла Варнэма, Поля Рокета и Дэвида Баха из Лос-Аламосской научной лаборатории; Фреда Мейера из фирмы KMSF; Стефана Боднера из Военно-морской лаборатории, Ричарда Осборна и Руди Онга из Мичиганского университета. Авторы благодарят Барри Рипина, Джона Мак-Магона, Дэвида Мошера, Шика Голдстейна и Джерри Куперстейна из Военно-морской лаборатории (NRL), Мэри-Энн Свини и Томаса Мелхорна из лаборатории Сандиа, Дэвида Бервальда из TRW, Томаса Саттона и Шина Такешиту из Мичиганского университета, Дональда Каня из Лос-Аламосской научной лаборатории. И, наконец, авторы выражают свою признательность Тодду Спидлеру из Висконсинского университета за помощь в подборе литературных ссылок.

*Джеймс Дж. Дюдерштадт
Грегори А. Мозес*

ГЛАВА 1 ВВЕДЕНИЕ

Так как ограниченность ресурсов традиционных видов топлива на Земле становится все более очевидной, ученые обратили внимание на звезды, как на новый возможный источник энергии. Несколько десятилетий назад стало известно, что основным источником энергии в звездах являются реакции термоядерного синтеза.

При очень высоких температурах в таких реакциях происходит слияние ядер легких элементов. В результате этого при образовании более тяжелых ядер высвобождается энергия связи.

Примером такого взаимодействия может служить синтез двух тяжелых изотопов водорода — дейтерия D и трития T, в процессе которого образуется ядро гелия и нейтрон. Энергия этой реакции — 17,6 МэВ выделяется в виде кинетической энергии продуктов синтеза. Энергозапас таких видов топлива поистине грандиозен. В процессе синтеза мизерного количества дейтерия выделяется столько же энергии, сколько ее образуется при сжигании 20 т угля. Природный дейтерий, содержащийся в 1 л воды, может дать энергию, эквивалентную сжиганию 300 л бензина.

Перспективность использования подобных реакций для получения большого количества энергии очевидна. Количественным примером выхода энергии синтеза может служить любая звезда. Ядерный синтез в определенном смысле можно рассматривать как наиболее простую форму солнечной энергии. С некоторых пор ученых волнует вопрос, может ли синтез служить источником энергии в земных условиях? Зловещим результатом этих исследований была демонстрация развития термоядерного оружия — взрыв водородной бомбы в начале пятидесятых годов настоящего столетия. С этого времени сторонники энергетики синтеза предсказывают, что в будущем реакции термоядерного синтеза могут служить безопасным, чистым и неиссякаемым источником энергии [1 — 7].

Однако сложности, связанные с зажиганием и контролем реакции синтеза, представляются очень значительными. Легкие ядра, участвующие во взаимодействии, заряжены положительно и сильно отталкиваются. Чтобы преодолеть кулоновский барьер, необходимо столкнуть их друг с другом с очень высокими скоростями. Одним из способов осуществления этого является нагрев смеси дейтерия и трития до таких высоких температур, при которых скорости теплового движения ядер становятся достаточными для преодоления сил электрического отталкивания и инициирования реакции синтеза. Такой процесс называется *реакцией термоядерного синтеза*. Необходимая для этого температура очень высока — примерно 10^2 млн. градусов Цельсия (или 10 кэВ, причем 1 кэВ соответствует $1,16 \cdot 10^7$ К). До недавнего времени ученые имитировали солнечные процессы только в водородной бомбе, где для достижения температур, достаточных для инициирования реакций синтеза, использовалась энергия расщепления, выделяемая в ядерном взрыве.

Однако для инициирования реакции синтеза недостаточно просто нагреть топливо до огромных температур. Во многих случаях при взаимодействии ядра могут просто рассеиваться друг на друге, не синтезируясь. На самом деле вероятность рассеяния в 10^6 раз больше вероятности синтеза. Таким образом, необходимо поддерживать высокую температуру топлива такое время, в течение которого ядра, рассеиваясь миллионы и миллионы раз, приняли бы участие в реакции синтеза.

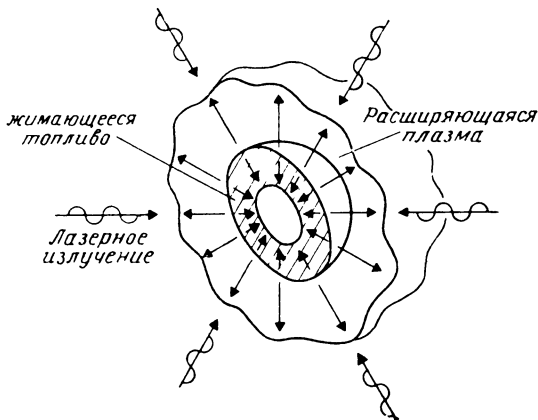
Поэтому, чтобы получить энергию в термоядерном синтезе, необходимо удовлетворить двум требованиям: 1) нагреть плазму топлива до термоядерных температур; 2) удержать ее достаточно долго для того, чтобы энергия, выделенная в процессе синтеза, была больше затраченной на нагрев и удержание. Это двойное требование в количественном виде обычно описывается математическим выражением, известным под названием критерия Лоусона [8], который отражает баланс между выделившейся термоядерной энергией и энергией, затраченной на нагрев топлива. Этот критерий может быть выражен в виде условия, накладываемого на конечную плотность топлива n и время удержания t . Если n выражается в числе ядер в 1 см^3 , а t в секундах, тогда, как требует критерий Лоусона, произведение nt должно превышать 10^{14} с/см^3 в случае D—T-реакции синтеза (10^{16} с/см^3 для D—D-реакции).

Но как выполнить двойную задачу нагрева и удержания топлива так, чтобы удовлетворить критерию Лоусона? В звезде реагирующее вещество удерживается, сжимается и нагревается до необходимой температуры гравитационными силами, обусловленными колоссальной массой. Очевидно, в земных условиях гравитация не может выполнить эту работу.

При создании термоядерного оружия не делалось никаких попыток удержать реагирующее топливо. Но можно попробовать нагреть топливо до термоядерных температур с такой скоростью, что заметное число термоядерных реакций произойдет до его разлета (*взрывного разлета*). Так как в данном процессе реагирующее вещество удерживается от преждевременного разлета инерцией, он носит название *инерциального термоядерного синтеза* (ИТС). Но для того, чтобы нагреть заметное количество топлива до таких высоких температур, необходим очень мощный источник энергии. В термоядерном оружии в качестве такого источника используется цепная реакция деления, т. е. для нагрева топлива до температур загорания используется атомная бомба. Такой подход совершенно неприменим для осуществления управляемой реакции.

В настоящее время наиболее широко исследуемый подход к проблеме энергетики, основанной на ИТС, связан с гораздо меньшими количествами термоядерного топлива. Используется, в частности, тот факт, что при высоких температурах, необходимых для синтеза, вещество превращается в ионизованный заряженный газ или плазму. В связи с этим на основе того, что в магнитном поле заряженные частицы не пересекают его линий (а движутся по спирали вдоль них), для удержания топлива первоначально было предложено создать "магнитную бутылку", образованную линиями сильного магнитного поля. Обычно такие схемы, называемые синтезом с магнитным удержанием, характеризуются очень низкими плотностями топлива (около 10^{14} см^{-3}). В них для удовлетворения критерию Лоусона делается попытка достичь времен удержания порядка 1 с. Синтез с магнитным удержанием после двадцати лет интенсивных исследований находится на пороге демонстрации научного критического эксперимента (брэйкивена), при котором удовлетворяется кри-

Рис. 1.1. Процесс нагрева и сжатия мишени в инерциальном термоядерном синтезе



терий Лоусона и энергия, выделяемая в реакциях синтеза, начинает превышать энергию, затрачиваемую на нагрев и удержание топлива.

Однако не так давно ученые начали исследовать альтернативное направление в управляемом термоядерном синтезе, связанное с инерциальным удержанием [9 – 11]. В такой схеме для быстрого сжатия и нагрева крошечной капли дейтерий-тритиевого топлива до колоссальных плотностей и температур, соответствующих зажиганию термоядерного горючего, используется мощное лазерное излучение или пучки заряженных частиц. Если топливная капля сжимается до больших плотностей, тогда горение развивается так стремительно, что выделение большого количества энергии синтеза происходит до того, как топливо успеет разлететься.

Если говорить конкретнее, при облучении топливной капли мощным лазерным излучением или пучком заряженных частиц ее поверхность ионизируется и испаряется (процесс абляции) в окружающий вакуум (рис. 1.1). При взрывном разлете внешней поверхности капли образуется колоссальное давление (большее, чем при ракетном выхлопе), которое сжимает ядро топливной капли до плотностей, в $10^3 - 10^4$ раз превышающих плотность твердого тела. Это давление будет способствовать повышению температуры ядра капли до температуры синтеза, при которой начнется термоядерное горение. Горение будет распространяться наружу в оставшуюся часть топлива капли, поджигая и сжигая его, в результате чего произойдет взрывное выделение энергии синтеза. Процессы сжатия, поджига и термоядерного горения произойдут за время, меньшее времени взрывного разлета капли (порядка 10^{-9} с). Таким образом, перспективно разрабатывать источники греющего излучения (драйверы) такой мощности, при которой в течение короткого импульса (от 0,1 до 20 нс) на поверхность крошечных топливных капель (диаметром 1 – 10 мкм) падает достаточно большая энергия.

По сути дела, в подходе к проблеме управляемого термоядерного синтеза в рамках инерциального удержания масштаб взрыва водородной бомбы изменяется в 10^6 раз до уровня микровзрывов. На короткое время излучение драйвера, сжимающее или взрывающее топливную каплю, создает условия, аналогичные процессам в звездах. Образуется так называемое крошечное солнце, которое, мгновенно взрываясь, выделяет энергию синтеза. Эту энергию можно использовать в разумных целях.

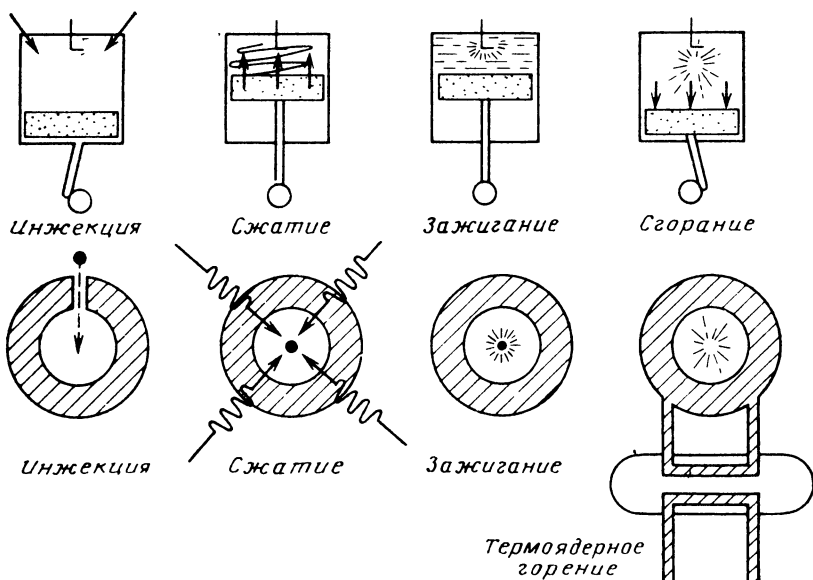


Рис. 1.2. Сравнение цикла автомобильного двигателя внутреннего сгорания (сверху) с циклом реактора инерциального термоядерного синтеза (снизу)

Автор [12] заметил, что схема термоядерного синтеза с инерциальным удержанием аналогична по существу двигателю внутреннего сгорания применительно к синтезу. Эта аналогия основана на том, что при работе двигателя внутреннего сгорания имеют место четыре цикла (рис. 1.2): 1) инжекция топлива (воздуха и газа) в цилиндр; 2) сжатие топливной смеси поршнем; 3) зажигание сжатого топлива искрой запальной свечи; 4) сгорание топливной смеси: в процессе миниатюрного взрыва, энергия которого приводит в движение поршень и соответственно коленчатый вал (преобразование химической энергии в механическую).

Схема термоядерного инерциального синтеза построена на идентичных циклах: 1) крошечная мишень, состоящая из смеси изотопов дейтерия и трития, инжектируется во взрывную камеру; 2) мишень сжимается до очень высокой плотности под воздействием излучения мощного лазера или пучка заряженных частиц; 3) увеличение плотности и температуры (при сжатии) приводит к инициированию термоядерной реакции, протекающей в виде микровзрывов; 4) термоядерная энергия, переносимая продуктами реакций, включая нейтроны, рентгеновское излучение и заряженные частицы, превращается в теплоту в blankets и становится источником теплоты в паронагревательном цикле, вырабатывающем электроэнергию (превращение ядерной энергии в электрическую). Двигатель внутреннего сгорания, основанный на синтезе с инерциальным удержанием, будет использовать для выработки энергии серию термоядерных микровзрывов (каждый из которых, следующий с интервалом от 1 до 100 с, будет иметь энергетический эквивалент, равный нескольким килограммам взрывчатого вещества).

Приложения синтеза с инерциальным удержанием можно разделить на несколько направлений: производство энергии [13], военные разра-

ботки [11, 14, 15], исследования фундаментальных законов физики. Значительное увеличение финансирования исследований в этой области во многом связано с тем, что характеристики окружающей среды, образованной имплозией и термоядерным горением крошечной топливной капли, идентичны тем, что создаются при взрыве термоядерной бомбы. Таким образом, представляется очень перспективным моделировать физические процессы, связанные с применением термоядерного оружия, в микроскопических лабораторных масштабах на основе исследования мишеней, применяемых в синтезе с инерциальным удержанием.

Возможно, ближайшие приложения синтеза с инерциальным удержанием будут связаны с фундаментальными физическими исследованиями. Взрывающаяся топливная мишень создает совершенно необычные с точки зрения давления и температуры условия (по крайней мере в масштабах Земли). Процесс имплозии в инерциальном термоядерном синтезе можно использовать для исследования свойств материи, находящейся в экстремальных условиях, взаимодействия интенсивных потоков излучений с веществом и некоторых вопросов ядерной физики низких энергий. Кроме того, термоядерный синтез с инерциальным удержанием дает уникальную возможность исследовать некоторые проблемы астрофизики (например, внутризвездные процессы) в лабораторных условиях.

Но, конечно, самое важное приложением синтеза с инерциальным удержанием — это производство энергии, которую можно использовать в самых различных целях — для выработки электроэнергии, производства промышленной теплоты или синтетических топлив, разработки новых типов двигателей. Важность этого приложения становится особенно очевидной в свете того, что в настоящее время нашей цивилизации известны только три практически неиссякаемых источника энергии: ядерный реактор с размножением — бридер, солнечная энергия и ядерный синтез [16, 17]. Разработка бридеров находится под угрозой прекращения из-за серьезных политических и социальных проблем. Использование солнечной энергии связано с большими трудностями как технического, так и экономического характера. Следовательно, важность планомерных усилий в развитии ядерного синтеза не вызывает никаких сомнений.

Осуществление термоядерного синтеза в целом и управляемого инерциального синтеза в частности связано с грандиозными технологическими трудностями. Однако будущие выгоды такого неиссякаемого источника энергии призывают к их упорному преодолению.

1.1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ИТС

как уже упоминалось, основные требования к схеме синтеза включают нагрев плазмы топлива (например, D—T-смеси) до температур термоядерного синтеза (приблизительно 10 кэВ) и ее удержание при такой температуре в течение времени, достаточного для того, чтобы выделившаяся энергия синтеза превысила энергию, затраченную на нагрев и удержание топлива. Мерой эффективности этого процесса служат критерий Лоусона [8], который определяет минимальное произведение конечной плотности топлива n и времени удержания τ . Например, физическим критерием эффективности синтеза для D—T-топлива служит неравенство $n\tau > 10^{14}$ с/см³. Как уже отмечалось, традиционным подходом к проблеме синтеза является попытка удержать плазму топлива очень низкой плотности ($n \sim 10^{14}$ см⁻³) относительно большое время ($\tau \sim 1$ с) в маг-

нитном поле специально выбранной формы (например тороидальном, как это осуществляется в токамаке) .

Схема синтеза с инерциальным удержанием основана на диаметрально противоположной концепции. В данном случае надо нагреть плотное топливо до термоядерных температур так быстро, чтобы заметная энергия синтеза успела выделиться до того, как топливо успеет разлететься. Для количественного примера можно рассмотреть мишень в виде топливного шарика диаметром 1 мм. Время разлета τ_d , за которое нагретый шарик распадается в процессе взрыва, определяется примерно временем распространения в нем звуковой волны. Так как скорость звука в D—T-плазме, имеющей температуру около 10 кэВ, равна приблизительно 10^8 см/с, время разлета $\tau_d \sim 0,1 \cdot 10^8 \text{ с} = 10^9 \text{ с} = 1 \text{ нс}$. Следовательно, для того, чтобы удовлетворить критерию Лоусона, плотность топлива должна быть не менее $n \sim 10^{14} / \tau_d \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$, что по порядку величины соответствует плотности жидкой фазы.

Итак, в новой схеме, осуществляемой в синтезе с инерциальным удержанием, требуется нагреть маленькую D—T-мишень с плотностью жидкости до термоядерных температур так, чтобы она не успела разлететься, т. е. за время около 1 нс. Фактически здесь требуется не такая большая энергия — около 1 МДж или 0,28 кВт · ч, что примерно равно энергии, потребляемой телевизором за один вечер. Но когда такая энергия выделяется за 10^{-9} с, это соответствует уровню мощности 10^{15} Вт. Такой масштаб требуемой мощности становится понятным, если учесть, что суммарная мощность всех электростанций США находится на уровне 10^{12} Вт.

Итак, необходимо создать источник колоссальной энергии и сфокусировать его излучение на крошечную мишень диаметром около 1 мм. Эту задачу можно выполнить с помощью лазера. Лазерное излучение огромной энергии может быть не только сфокусировано в маленьком пятне, но и сконцентрировано в коротком временном импульсе — длительностью меньше 1 нс (в настоящее время длительность импульсов лазерного излучения достигла 10^{12} с) .

Следовательно, если использовать лазер в качестве мощного источника излучения, быстро нагревающего топливную каплю до температуры синтеза, схему лазерного термоядерного синтеза можно представить так, как показано на рис. 1.3. Лазерное излучение, сфокусированное на мишень, быстро нагревает ее до термоядерных температур, инициируя таким образом микровзрыв термоядерного синтеза. Энергия этого взрыва отбирается и превращается в электричество в паронагревательном цикле. Часть

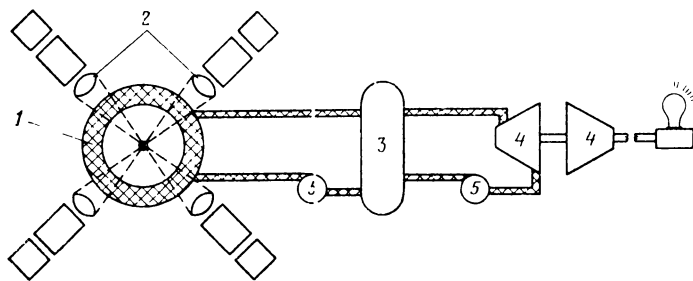


Рис. 1.3 Упрощенная схема реактора инерциального термоядерного синтеза:

1 — взрывная камера с топливной мишенью; 2 — лазеры; 3 — парогенератор; 4 — турбогенератор; 5 — система охлаждения

ее используется для подзарядки лазерных батарей, другая часть распределяется в энергосистеме потребителей.

Именно такая схема была предложена комиссией по инерциальному термоядерному синтезу незадолго до рассекречивания программы в 1972 г. Однако эта упрощенная схема имеет один фатальный недостаток, который становится явным при попытке оценить энергию лазера, необходимую для инициирования микровзрыва. Пусть требуется (из-за низкого КПД лазера и теплового цикла), чтобы термоядерная энергия, выделившаяся в мишени, в M раз превосходила энергию падающего лазерного излучения. Пусть ϵ_D — часть энергии падающего излучения, переданная в мишень. Если теперь включить эти параметры в критерий Лоусона (см. гл. 2), то необходимая для инерциального термоядерного синтеза, энергия лазера, МДж,

$$E_{\text{laser}} = \frac{M^3}{\epsilon_D} \left(\frac{n_L}{n} \right)^2,$$

где n_L — плотность частиц в жидкой D—T-смеси ($4,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$). Следует оценить теперь энергию лазера, необходимую для осуществления критического эксперимента, т. е. для $M = 1$. Если взять $\epsilon_D = 1$, $n = n_L$, то энергия лазера должна быть равна 1 МДж = 10^6 Дж. Следует заметить, что крупнейший современный лазер на установке Shiva—Nova в Ливерморской национальной лаборатории (США) имеет энергию в импульсе 100 кДж, т. е. на порядок меньше требуемой. В реакторе промышленного типа, где $M = 10$ (по крайней мере не меньше), оценка соответствующей энергии лазера — 10^9 Дж становится совсем неутешительной. В этом случае лазерный синтез представляется совершенно бессмысленной затеей.

Но так ли это? Как уже упоминалось, этот подход является наивным, суть его несколько искажена в связи с долгой засекреченностью программы. Следует провести более углубленный анализ и попробовать пересмотреть в другом свете критерий для условий получения так называемой чистой энергии синтеза. Можно определить два наиболее важных для инерциального термоядерного синтеза параметра: время разлета $\tau_d \sim R/c_S$ и время термоядерного горения $\tau_b = (m/\rho) \langle v\sigma \rangle^{-1}$. Здесь R — радиус топливной капли; ρ — ее плотность; m — масса иона; c_S — скорость звука; v — относительная скорость взаимодействующих ядер; σ — сечение реакции синтеза.

Если τ_b — время, необходимое для сгорания топливной капли, а τ_d — время, в течение которого будут происходить термоядерные реакции, тогда эффективность термоядерного горения [22]: $\epsilon_b = \tau_d/\tau_b$. Отношение $\langle v\sigma \rangle/mc_S$ в диапазоне температур от 20 до 80 кэВ есть, по существу, константа. Таким образом, эффективность термоядерного горения пропорциональна произведению плотности топлива и радиуса мишени, т. е. ρR . Если подставить теперь соответствующие численные константы, можно получить аналогичное критерию Лоусона альтернативное условие, более применимое к схеме синтеза с инерциальным удержанием. Новый критерий запишем в виде:

$$\rho R > 1 \text{ г/см}^2,$$

Если провести более аккуратные расчеты и учесть выгорание топлива [23], то для эффективности горения, или для степени выгорания топли-

ва найдем:

$$\epsilon_b = \rho R / (6,3 + \rho R).$$

Следовательно, при $\rho R = 3$ выгорает примерно третья часть топливной капли.

Чтобы понять смысл этого, заметим, что для капли радиусом 1 мм из равенства $\rho R = 1$ следует, что плотность топлива $\rho = 10 \text{ г/см}^3$. Так как плотность жидкой фазы D–T-смеси $\rho_L = 0,2 \text{ г/см}^3$, необходимо сжать топливную каплю, уменьшив ее первоначальный объем по крайней мере в 50 раз. Следовательно, ключом к осуществлению инерциального термоядерного синтеза является высокая степень сжатия.

Если говорить в более общем смысле, так как ρ зависит от радиуса топливной мишени как R^{-3} (при фиксированной массе топлива), эффективность термоядерного горения характеризуется $\rho R \sim R^{-2}$. Чем больше сжимается топливо, тем больше становится и ρR , и эффективность термоядерного горения (степень выгорания). К примеру, степень сжатия 1000 понижает энергетические требования для критического эксперимента до 1 Дж, соответственно к реактору — до 1000 Дж. Эти простые рассуждения достаточно наивны, поскольку они снижают на несколько порядков требования, предсказываемые более сложными моделями (сходящимися на энергии около 1 МДж). Однако они иллюстрируют сильную зависимость необходимой энергии управляющего излучения от степени сжатия.

Остается решить один вопрос — каким образом это осуществить? Как реализовать такое колоссальное сжатие? Определенно не с помощью обычных механических сил. Никакие химические силы не в состоянии выполнить эту работу (так как в данном случае степень сжатия ограничена числом 10 — противодействием внутриаомных сил). Плотности, в 10^3 раз превосходящие плотность жидкости, необычны даже в астрономических масштабах и характерны только для очень плотных звезд — белых карликов.

По-видимому, ответ надо искать в способе использования и природе управляющего излучения [24 — 28]. Пусть на поверхности топливной капли сфокусировано несколько пучков интенсивного лазерного излучения (рис. 1.4). По мере того как капля поглощает энергию лазерного излучения, ее поверхность быстро испаряется, ионизируется и нагревается до высокой температуры, взрываясь наружу в вакуум, окружающий мишень. В результате процесса взрывного испарения (абляции) поверхности мишени рождается ударная волна, направленная обратно, внутрь топлива (следует вспомнить третий закон Ньютона или, что еще лучше, представить действие абляции как отдачу, получаемую при пуске ракеты). Распространяясь по направлению к центру мишени, ударная волна сжимает и нагревает топливо в небольшой части центральной области до высокой плотности и термоядерных температур, инициируя процесс зажигания. При таких больших плотностях (больших ρR) α -частицы с большой энергией, рождающиеся в реакциях синтеза, поглощаются в центральной области зажигания (искре) и нагревают ее еще больше, повышая интенсивность процесса горения топлива. По мере горения центральной искры, α -частицы, поглощаясь в близлежащих топливных слоях, нагревают и их до температуры зажигания. В динамике развития этот процесс приводит к рождению волн термоядерного горения, которые распространяются наружу в область холодного сжатого топлива, окружаю-

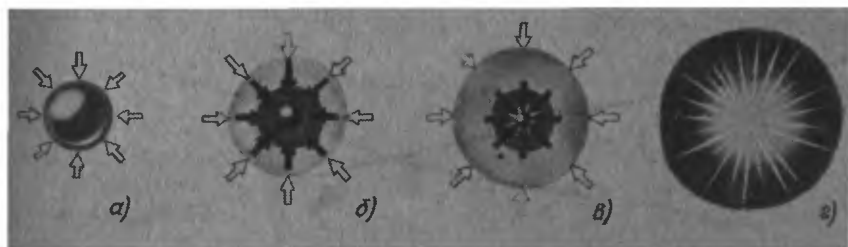


Рис. 1.4. Схема нагрева и сжатия термоядерной мишени в ИТС (Ливерморская национальная лаборатория:

а — образование плазменной короны (лазерное излучение или пучок заряженных частиц быстро нагревают поверхность мишени, образуя плазменное облако); *б* — сжатие (в результате разлета вещества поверхности мишени образуется реактивная сила, сжимающая топливо); *в* — зажигание (на конечной стадии сжатия плотность ядра в $10^3 - 10^4$ раз превышает плотность жидкого дейтерия, зажигание топлива происходит при $T = 10^8$ К); *г* — горение (волна термоядерного горения быстро распространяется через сжатое топливо, в результате чего выделяется энергия, во много раз превосходящая поглощенную энергию излучения драйвера). Светлыми стрелками показана энергия лазерного излучения, темными — тепловая энергия

щего горящее ядро топливной капли, и вовлекают его в стремительный процесс термоядерного микровзрыва. Уже через несколько пикосекунд сгорает значительная часть взрывающейся капли, огромная энергия, выделяющаяся при этом, взрывает мишень и реакция прекращается.

Итак, основная идея состоит в том, чтобы, используя лазерное излучение, достичь в центральной области капли плотностей и температур, необходимых для зажигания, при этом остальная часть сжатого топлива должна оставаться холодной (чтобы понизить энергию, требуемую для сжатия). Следовательно, желательно изэнтропийно сжимать топливо. В данном случае для инициирования термоядерного горения в сжатом топливе используется только центральная искра. В такой схеме требуемые энергии лазера понижаются до уровня $10^4 - 10^5$ Дж.

Картина усложняется отчасти из-за того, что лазерное излучение не может слишком глубоко проникать в очень плотную плазму без отражения. Падающее лазерное излучение (лазеров на неодимовом стекле, обычно используемых во многих экспериментах по инерциальному лазерному синтезу) не проникает в плазму с плотностью выше 10^{21} см⁻³. Таким образом, в процессе лазерного облучения при испарении поверхности капли образуется облако с низкой плотностью. Это облако окружает ядро мишени и экранирует его от прямого действия лазерного излучения. Энергия лазерного излучения, поглощенная в этом облаке или короне, передается затем в более плотные слои капли за счет таких механизмов, как электронная теплопроводность, и стимулирует развитие исходящей ударной волны.

Основные параметры схемы по взрывному обжатию (имплозии) капли были впервые исследованы в лабораторных экспериментах, проведенных в 1974 г. [29]. Лазерные пучки зеркалами специальной формы фокусировались на поверхность крошечных мишеней, представляющих собой стеклянную оболочку (от 50 до 100 мкм в диаметре и от 1 до 5 мкм толщиной), заполненную D-T-газом под давлением 10^7 Па. Такие

стеклянные микрооболочки сжимались в процессе имплозии до плотностей, примерно в 10^2 раз больших начальной плотности наполняющего их газа. В этих экспериментах были зарегистрированы первые термоядерные нейтроны. Последующее применение составных мишеней из нескольких слоев различных материалов, служащих для повышения эффективности поглощения и передачи энергии падающего лазерного излучения, привело к дальнейшему увеличению сжатия и нейтронного выхода.

Однако успешные результаты экспериментов подобного рода по имплозии мишеней нельзя считать демонстрацией научной осуществимости схемы синтеза с инерциальным удержанием. Даже в самых удачных экспериментах коэффициент усиления энергии в мишени (отношение выделившейся энергии синтеза к энергии излучения драйвера) не превысил $10^{-4} - 10^{-3}$. Так как для большинства приложений синтеза требуются гораздо большие коэффициенты усиления (порядка 10^2), процесс имплозии должен проходить значительно эффективнее. Для этого требуется максимально возможное поглощение и передача энергии греющего излучения драйвера в мишени; почти изознтропийное сжатие; степень сжатия $10^3 - 10^4$ по отношению к плотности жидкой фазы; зажигание в процессе сжатия только маленького ядра мишени, инициирующего распространение волны горения в другие области мишени. Современные теоретические оценки показывают, что для достижения коэффициента усиления энергии, соответствующего брейквенту ($\rho R \sim 0,3 \div 1 \text{ г/см}^2$), требуются генераторы греющего излучения (драйверы) мощностью от 100 до 500 ТВт. К реактору, основанному на инерциальном термоядерном синтезе, предъявляются еще более высокие требования ($\rho R \sim 3 \div 5 \text{ г/см}^2$) — энергия драйвера от 1 до 10 МДж при уровне мощности 10^3 ТВт.

Такие требования к усилению энергии создают тяжелые условия для разработки драйверов, используемых в инерциальном синтезе. В настоящее время рассматриваются четыре возможных типа излучений драйверов: лазерное излучение, релятивистские электронные пучки, пучки легких и тяжелых ионов.

Лазерные драйверы обычно включают источник или генератор, световое излучение которого поступает на вход нескольких усилительных модулей с последовательно увеличивающейся мощностью (рис. 1.5). Большие лазерные установки могут состоять из десятков таких каскадов и сотен усилителей.

Из всех лазерных систем, предназначенных для исследований в области инерциального синтеза, наибольшую энергию имеют установки, основанные на использовании лазеров на неодимовом стекле с длиной волны

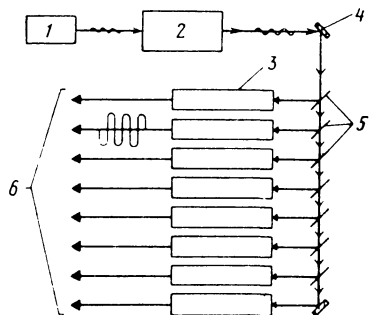


Рис. 1.5. Блок-схема большого лазерного драйвера:

1 — задающий генератор лазерного излучения; 2 — предусилитель; 3 — усилители мощности; 4 — зеркало; 5 — оптическая система расщепления пучка; 6 — пучки, направляемые в реакторную полость

инфракрасного излучения 1,06 мкм [30]. В настоящее время энергия таких лазеров ограничена значением 100 Дж на луч из-за конечного порога разрушения стекла. В нескольких лабораториях США и других стран существуют как проекты, так и действующие лазерные системы, приближающиеся к уровню мощности 10 ТВт. Так как в таких лазерах для накачки используются лампы-вспышки, они по природе своей чрезвычайно неэффективны ($\text{КПД} < 0,25\%$) и потому нерентабельны для реакторных приложений. Однако успешные результаты разработок по программе неодимовых лазеров привели к широкому использованию драйверов такого типа в исследованиях по термоядерному синтезу с инерциальным удержанием.

Для достижения высокого КПД и уровня мощности, требуемых в реакторных приложениях, возможно целесообразно использовать газовые лазеры. К примеру, CO_2 -лазеры могут при высокой выходной мощности работать с КПД, равным нескольким процентам [31]. Кроме того, дальнейшее развитие технологии импульсных CO_2 -лазеров даст возможность повысить КПД до 8–10% при высокой мощности и частоте повторения вспышек 10–10² имп/с. К сожалению, длинноволновое (10,6 мкм) световое излучение, генерируемое CO_2 -лазерами, может неэффективно передаваться в мишень в процессе ее имплозии.

Успешное развитие лазеров на смеси криптон-фтор сделало возможным снятие большой мощности при высоком КПД (от 4 до 7%) на меньших длинах волн, что улучшит эффективность передачи энергии излучения в мишень. Однако любые заключения относительно этого вида драйверов являются преждевременными, так как K_rF-лазеры находятся на ранней стадии развития, и, кроме того, не хватает экспериментальных результатов по взаимодействию излучения на такой длине волны с мишенью (не считая некоторых ранних экспериментов с четвертой гармоникой излучения неодимового лазера на длине волны 0,26 мкм).

Многообещающим представляется также использование химического HF-лазера, который имеет широкий спектр длин волн — от 2,6 до 3,4 мкм. Наличие широкого спектра длин волн может существенно упростить проблему, связанную с плазменными неустойчивостями, приводящими к генерации горячих электронов. Так как принцип работы HF-лазеров основан на химических процессах, эффективность преобразования электроэнергии в них может достигать до 100%. Однако если учесть энергию, расходуемую на регенерацию лазерной среды, то чистая эффективность составит около 5%. Предполагаемые требования, накладываемые на лазерные драйверы, предназначенные как для осуществления критического эксперимента, так и для реакторных приложений, приведены в табл. 1.1. Будущие задачи сравниваются в таблице с параметрами нескольких основных существующих и проектируемых лазерных систем.

Проведенное рассмотрение показывает, что вопрос о разработке лазерных драйверов, требуемых для приложений синтеза с инерциальным удержанием, остается в значительной степени открытым.

Можно использовать не только мощные лазеры в качестве так называемого поршня при имплозии мишени. Одним из решений является использование ускоренных заряженных частиц, так как электроны или ионные пучки большой энергии могут генерироваться с большей эффективностью и, возможно, с большой частотой повторения. Если такие импульсные потоки малой длительности сфокусировать на топливную мишень, сконструированную для инерциального термоядерного синтеза, возможна

Таблица 1.1. Сравнительные параметры проектируемых и существующих лазерных драйверов

Параметры	Проектируемые	Существующие			
		Nd	CO ₂	I	KrF
Энергия, кДж	300–500 (3–10) 10 ³ (для реактора)	30	20	2	10 ¹
Размер фокального пятна, мкм	1000	100	100	100	100
Длительность импульса, нс	0,1–10	0,1–1	1	1	1
Частота повторения, Гц	1–10	10 ⁻³	1–10	10 ⁻³	10 ⁻³
КПД лазера, %	10	0,2	5	0,1	1–5
Длина волны, мкм	от 0,3 до	1,06 (0,26–0,53 с умножением частоты)	10,6	3	0,3

очень эффективная передача энергии, необходимая для осуществления процесса имплозии.

В ранних разработках драйверов на пучках заряженных частиц для генерации электронных релятивистских пучков применялись импульсные диоды [32, 33]. Ускорители такого типа включают обычно высоковольтный источник, который накапливает энергию в конденсаторных батареях и быстро коммутирует электроэнергию в формирующую линию. С выхода формирующей линии электрический импульс поступает на диод. Электроны из плотной плазмы, образуемой на поверхности катода, ускоряются в направлении анода. Эти электроны могут проходить через фольгу и фокусировать на мишень. Такие релятивистские электронные пучки использовались для имплозии мишеней как в США, так и в СССР.

Однако ранние эксперименты показали, что электроны такой большой энергии чрезвычайно неэффективно взаимодействуют с мишенью. Пролет релятивистских электронов слишком велик для создания достаточного абляционного давления. Кроме того, релятивистские электроны сопровождаются коротковолновым тормозным рентгеновским излучением, которое, проникая в ядро мишени, предварительно нагревает топливо. Сложно также фокусировать электронные пучки на мишень, находящуюся на некотором расстоянии от диода. Малая масса электронов приводит к эффектам сильного пространственного разделения зарядов, мешая острой фокусировке на мишень, необходимой для повышения интенсивности падающего на нее излучения.

Поэтому в последние годы разные точки зрения на импульсные диодные ускорители свелись к тому, что их надо использовать в качестве источников высокоэнергетических (с энергией от 1 до 10 МэВ) легких ионов (от протонов до ионов углерода) [34, 35]. Такие пучки легких ионов гораздо лучше соответствуют схеме имплозии мишени. Из-за того,

что легкие ионы обладают большей массой по сравнению с электронами, удается преодолеть много сложностей, связанных с фокусировкой, которая в случае электронных релятивистских пучков затруднена из-за влияния пространственного разделения заряда. Видимо, в будущем себестоимость импульсных ускорителей будет весьма умеренной относительно их мощности и достаточно высокой эффективности преобразования электроэнергии в излучение (от 20 до 30%), требуемых для приложений инерциального синтеза. Основные неясности в применении драйверов на пучках легких ионов связаны с транспортировкой пучка и концентрацией мощности на мишень.

Эффективность передачи энергии пучка легких ионов в мишень достигает почти 100%. Однако этого еще недостаточно для получения большого коэффициента усиления энергии в мишени. Кроме того, все еще могут существовать проблемы фокусировки, вызванные пространственным разделением зарядов и генерацией спонтанных магнитных полей. Поэтому в последнее время появилась заинтересованность в развитии ускорителей тяжелых ионов, основанных на высокочастотных линейных ускорителях и накопительных кольцах [36]. Пучки тяжелых ионов (от U_e до U) с энергиями вплоть до 10 ГэВ фокусируются очень легко, поскольку их большая масса (инерция) позволяет преодолеть пространственное расталкивание зарядов. Пучки тяжелых ионов должны очень эффективно поглощаться в мишени. Большая энергия тяжелых ионов (уровня нескольких гигаэлектрон-вольт) позволит передать в мишень необходимую мощность при гораздо меньших, чем в драйверах на легких ионах, характеристических токах. Кроме того, технология ускорителей большой энергии развита очень высоко, хотя опыт в получении больших токов очень тяжелых ионов все еще недостаточен. Так же как и с импульсными диодными ускорителями, представляется возможным развить упомянутую технологию до получения необходимой мощности, эффективности преобразования электроэнергии в излучение и частоты повторения импульсов. Основные сложности связаны с транспортировкой пучка и его фокусировкой. Кроме того, большие размеры ускорителей тяжелых ионов и их дороговизна по сравнению с ускорителями легких ионов, строительство которых обходится значительно дешевле затрудняют проведение экспериментов по имплотации мишеней ~ (для строительства ускорителей тяжелых ионов должно быть принято решение об увеличении финансирования). В табл. 1.2 для сравнения приведены преимущества и недостатки различных драйверов, предназначенных для применения в инерциальном термоядерном синтезе.

Ключевая концепция в схемах инерциального синтеза основана на том, чтобы использовать излучение драйвера (как лазера, так и пучка заряженных частиц) для абляции поверхности топливной мишени, вызывающей ее взрывное сжатие с высокими конечными плотностями. Однако, как будет показано в гл. 2, даже при очень высокой эффективности передачи энергии излучения в мишень основная часть (90%) падающей энергии переходит в тепловую и кинетическую энергию испаренного вещества, а не в сжатое топливо.

Поэтому представляет определенный интерес такая схема инерциального синтеза, которая позволяет избежать процесса поверхностной абляции. В одной из таких схем для осуществления высокой степени сжатия в качестве излучения драйвера используются сверхбыстрые макрочастицы [37]. В таком подходе макроскопические частицы (с характерной

Таблица 1.2. Преимущества и недостатки драйверов различных типов, применяемых в инерциальном синтезе

Тип драйвера	Преимущества	Недостатки
Лазер	Очень большая интенсивность. Фокусируемость до пятна малых размеров. Развитая технология. Различные длительности импульса, удвоение частоты	Низкая энергия в импульсе. Неэффективны. Генерация горячих электронов. Неэффективное поглощение энергии
Легкие ионы	Большая энергия в импульсе. Классическое поглощение в веществе. Нет горячих электронов. Использование существующей технологии. Высокая эффективность. Дешевые в производстве, могут быть сделаны небольшими	Низкая интенсивность. Сложность фокусировки. Сложность транспортировки пучка при требуемом токе
Тяжелые ионы	Классическое поглощение энергии. Низкие токи по сравнению с пучками легких ионов. Высокая эффективность. Большая частота повторения импульсов. Большая энергия в импульсе	Очень дорогие ускорители — вряд ли могут быть сделаны небольшими. Сложность фокусировки и транспортировки пучка. Транспортировка требует высокого вакуума

массой несколько миллиграммов) должны быть ускорены до скоростей от 100 до 300 км/с (может быть в процессе лазерной абляции). Далее частицы сталкиваются в мишенном узле камеры реактора и создают плотности и температуры, необходимые для термоядерной реакции синтеза.

В нескольких подходах используется гибридная инерциально-магнитная схема удержания, известная под названием взрывающегося лайнера [38, 39]. Здесь основная идея состоит в том, чтобы разрядить очень большой ток через тонкий металлический цилиндр-лайнер или пучок проводников (с начальным радиусом около 0,2 м, начальной толщиной около 3 мм, длиной 0,2 мм). Магнитные поля, образующиеся при протекании тока, вовлекают лайнер в процесс имплозии и схлопывают его на D-T-плазму с температурой 0,5 кэВ и плотностью 10^{18} см⁻³, которая или уже образована предварительно, или инжектирована внутрь лайнера. Во время имплозии лайнера (от 20 до 40 мкс) в результате адиабатического сжатия плазма нагревается до термоядерных температур. Во время имплозии и последовательно развивающегося горения топливо удерживается инерциально металлическим лайнером и торцевыми стенками. Образовавшееся магнитное поле служит изолятором по отношению к радиальной и осевой теплопроводности. В интервалах между взрывами необходимо заменять лайнер и примыкающую сеть электрообеспечения.

Концепция взрывающегося лайнера вызывает много вопросов. Первый — гидродинамическая устойчивость имплозии лайнера, второй — несогласованность импедансов лайнера и внешней цепи силового источника. В конечном итоге очень серьезные трудности связаны с разработкой схемы со сменой топлива, где и лайнер, и прилегающая электропроводка должны быть быстро заменены после каждого выстрела.

Оставим на время проблему выбора типа драйвера и вернемся к вопросу о том, как микровзрывы подобного рода можно использовать для получения полезной энергии в установках реакторного типа. В таких

установках энергия, выделяемая в микровзрыве, может иметь величину около 10^8 Дж (20 кг взрывчатки). Если вспышки будут повторяться с частотой 30 раз в 1 с, тогда в реакторе выделится около 3000 МВт тепловой мощности, что соответствует полученной в паронагревательном цикле электроэнергии около 1000 МВт [40, 42].

Энергия термоядерного микровзрыва выделяется в виде различного рода излучений, испускаемых взрывающейся мишенью. Обычно энергия переносится быстрыми (14 МэВ) нейтронами, высокоэнергетическими заряженными частицами и рентгеновским излучением. Удивительно то, что разработать реакторную камеру, выдерживающую силу микровзрыва, достаточно просто. Здесь основной проблемой является разрушение стенки камеры падающим на нее излучением. Однако при ближайшем рассмотрении оказывается, что необходимому долговечности камеры реактора, в которой происходят взрывы, можно обеспечить, если защитить поверхность ее стенки жидким литием, поглощающим рентгеновское излучение и заряженные частицы.

Основная доля энергии микровзрывов будет уноситься быстрыми нейтронами, поэтому камера сгорания должна быть окружена бланкетом, например литием, предназначенным для поглощения нейтронной энергии (а также воспроизводства трития как топлива). Бланкет должен затем охлаждаться обычными способами, а тепло, отобранная охладителем, превращаться в пар для турбогенератора.

Реакторы, основанные на инерциальном синтезе, имеют несколько важных отличий от реакторов с магнитным удержанием. С одной стороны, повторяющиеся импульсы излучения от микровзрывов обуславливают радиационное воздействие и импульсные давления, из-за которых к устройству первой стенки и бланкета реактора предъявляются более жесткие требования. С другой стороны, преимущество использования драйвера состоит в том, что он не связан непосредственно с самой системой реактора. Кроме того, требования, предъявляемые к вакууму в реакторной камере, в системах с инерциальным удержанием менее строги, что делает возможным использовать для защиты первой стенки жидкие металлы и (или) буферные газы.

На устройстве реактора влияют в основном два параметра — эффективность (КПД) драйвера и усиление энергии в мишени. При рассмотрении приложения инерциального синтеза к производству электроэнергии эти параметры оказываются очень сильно взаимосвязанными. К примеру, если использовать K_rF-лазеры с коротковолновым излучением и КПД 2 — 5%, то потребуется коэффициент усиления энергии в мишени от 200 до 500. Применение более эффективных драйверов на пучках легких и тяжелых ионов значительно снижает требования к коэффициенту усиления энергии — до 20 — 100 [11].

Установки инерциального синтеза представляют значительный интерес и с точки зрения использования генерируемых в них мощных потоков нейтронов (рис. 1.6). Нейтроны могут использоваться для превращения некоторых изотопов (таких как U-238 или Th-232) в делящиеся изотопы (Pu или U-233) [43 — 46]. Возможно, нейтроны могут использоваться для превращения долгоживущих радиоактивных отходов (актинидов) в короткоживущие или стабильные изотопы [47]. Другим применением может быть использование нейтронов в радиолитическом разложении воды на водород и кислород с последующим применением водорода в производстве метана, что может (в какой-то степени) компенсировать истощающиеся природные запасы газа [48, 49].

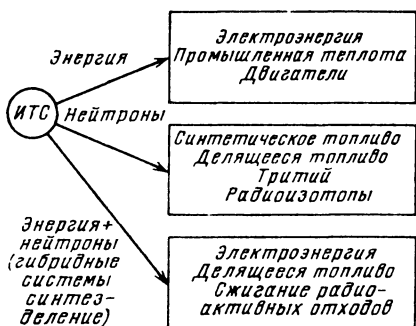


Рис. 1.6. Схема различных приложений инерциального термоядерного синтеза

Независимо от приложения, очевидно, что разработка экономически выгодного реактора для инерциального термоядерного синтеза пока еще вопрос далекого будущего. Действительно, до демонстрационного критического эксперимента по инерциальному синтезу — брейквивена остаются

еще многие годы (это относится и к синтезу с магнитным удержанием). Однако нельзя отрицать перспективность этого подхода к осуществлению управляемого термоядерного синтеза. Потенциал инерциального синтеза как будущего источника энергии оправдывает необходимость того, чтобы были приложены значительные усилия, направленные на его развитие.

1.2. ЭТАПЫ ИСТОРИЧЕСКОГО РАЗВИТИЯ

Началом решения проблемы синтеза с инерциальным удержанием можно считать, по-видимому, сделанное Бете в 1931 г. открытие того, что основным источником энергии в звездах является ядерный синтез, или развитие фундаментальной теории термоядерных реакций синтеза, осуществленное Теллером, Ферми, Такком и сотр. в Лос-Аламосе в 40-х годах настоящего столетия [51]. Фактически началом работ в области инерциального синтеза можно считать 1859 г. (Безант) и 1971 г. (Рэлей), когда гидродинамический анализ был применен к имплозии сферических оболочек (кавитации) [52]. Особый интерес вызвало решение задачи ударной взрывной волны, проведенное Гудерлеем в 1942 г. [53]. Эти идеи были использованы Неддемейером, Ван Ньюманом, Теллером, Такком, Кристи и другими учеными при разработке оружия, основанного на ядерном делении (в рамках Манхэттенского проекта в Лос-Аламосе) [54]. Значительно больших степеней сжатия мишени удалось добиться при использовании мощных взрывов для управления сферической имплозией. Однако, как будет показано ниже, наибольшей компрессии, которой можно достигнуть при использовании силы химической имплозии, оказывается недостаточно для инициирования микровзрывов синтеза с инерциальным удержанием.

Уже в 1961 г. ученый из Ливерморской национальной лаборатории Джон Наккольс показал, что для достижения плотностей энергии, необходимых для реализации очень высоких степеней сжатия, можно использовать мощное световое излучение импульсного лазера [55]¹. В его ранних расчетах (основанных на физике взаимодействия лазерного излучения с мишенью, развитой Рэм Киддером [56, 57] и Стерлингом Колгэйтом) было показано, что тщательно сформированный импульс лазерного излучения может создать имплозию, развивающуюся в абляционном режиме, которая приведет к компрессиям со степенью сжатия вплоть

¹ Басов Н. Г., Крохин О. Н. — Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора. — Журн. эксперим. и теор. физ., 1964, т. 46, с. 171.

до 10^4 по отношению к плотности жидкости. Аналогичные расчеты были выполнены в середине 60-х годов Киддером и Забавски из Ливермора; Доусоном [58] из Принстона; Лубином из Рочестера; Хертбергом, Дайбером и Уитклифором [59] из Корнелльской аэронавтической лаборатории; Бракнером из Калифорнийского университета; Таким и другими учеными из Лос-Аламоса¹.

Расчеты Наккольса и Киддера привели к созданию в 1963 г. в Ливерморе засекреченной экспериментальной программы по лазерному термоядерному синтезу. В середине 60-х годов Киддер и Мид для проверки результатов теоретических расчетов режима имплозии сконструировали двенадцатипучковую установку на рубиновом лазере. В конце 60-х годов интерес к лазерному синтезу был стимулирован разработкой мощных неодимовых лазеров во Франции и стремительным прогрессом в разработке CO_2 -лазеров в Министерстве обороны США.

Экспериментальные и теоретические результаты по лазерному управляемому синтезу продолжают появляться и в рамках секретной военной программы, и в открытой печати. Необходимо специально отметить деятельность Лубина, США [60, 61]; Хоута и др., США [62 — 64], Н. Г. Басова и др., СССР [65 — 71]; Бобина и др., США [72]; Карузо, Италия [73, 74], Витковского и др., ФРГ [25]; Яманаки и др., Япония [76]. Советские физики доложили о регистрации достигнутых при помощи лазера температурах синтеза и нейтронных выходах в 1968 г. [77]. Наккольс и его коллеги продолжали развивать теорию управляемого лазером имплозии в рамках засекреченной программы в Ливерморе. Результаты этих расчетов показали, что режим адиабатической имплозии может выйти на уровень брейквивена при поглощенной в мишени лазерной энергии 10^3 Дж.

В 1972 г. было проведено первое основное рассекречивание схемы имплозии. Одновременно появились стимулированные работами советских ученых по инерциальному синтезу со сверхвысоким сжатием статьи Бракнера [21] и его сотр. [24]; Кларка и сотр. [27], в которых детально рассматривалась концепция абляционного управляемого сжатия D—T-мишеней до сверхвысоких плотностей. В числе первых, основных экспериментальных результатов была имплозия микросферы из CD_2 диаметром 100 мкм, осуществленная на девятипучковой лазерной установке с энергией несколько сотен джоулей Н. Г. Басовым и сотр. [70]. В этом эксперименте был зарегистрирован нейтронный выход² примерно $3 \cdot 10^6$.

В 1974 г. в лаборатории KMS Fusion при облучении микрооболочки, наполненной D—T-газом, в двухпучковой лазерной установке с энергией 200 Дж и длительностью импульса 100 пс было зафиксировано термоядерное горение газа-наполнителя [29, 78]. В этом эксперименте было

¹ Однако в такой схеме высокие практически нереализуемые требования к параметрам лазерного излучения привели к тому, что этот подход остался на уровне идеализированного предложения. — *Прим. науч. ред.*

² Выход $3 \cdot 10^6$ нейтронов в случае D—D-газа соответствует 10^8 — 10^9 нейтронов для D—T-смеси. См. **Мощная** лазерная установка и исследования эффективности высокотемпературного нагрева плазмы / Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков и др. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1972, вып. 1, т. 62, с. 203 — 212; **Нагрев** плазмы и генерация нейтронов при сферическом облучении мишени мощным лазерным излучением. Труды ФИАН / Под ред. Н. Г. Басова. М.: ФИАН, 1974. — *Прим. науч. ред.*

доказано термоядерное происхождение 10^4 зарегистрированных нейтронов [79]. Хотя при этом в процессе имплозии выделилось всего несколько сотен эрг энергии, были достигнуты температуры D-T-топлива около 1 кэВ и число Лоусона составило около $2 \cdot 10^{12}$. В конце 1974 г. ученые в лаборатории KMS Fusion добились постоянного выхода от 10^6 до 10^7 нейтронов за вспышку в каждом эксперименте по имплозии мишеней¹. В декабре этого же года в Ливерморе начались аналогичные эксперименты на лазерной системе Janus, использующей один пучок на уровне мощности 0,2 ТВт. В последовательных экспериментах на двухпучковой установке Janus в течение 1975 г. нейтронный выход был увеличен на несколько порядков [80]. В начале 1976 г. на двухпучковой лазерной установке Argus мощностью 4 ТВт нейтронный выход составил 10^9 – 10^{10} , ионные температуры достигли 10 кэВ².

В этих ранних экспериментах с микрооболочками, наполненными D-T-газом, осуществлялся режим *взрывающейся оболочки*. В этом режиме стеклянная оболочка нагревалась и взрывалась в результате поглощения электронов, излучаемых из образованной лазером плазмы, окружающей мишень. Оболочка,двигающаяся внутрь, действует как поршень, сжимающий D-T-газ почти до плотности самого поршня (1 г/см^3) и нагревающий его до высоких ионных температур. Однако вскоре стало очевидно, что в таком типе мишеней никогда не может быть достигнуто усиление по энергии, необходимое для осуществления брейквивена. Более того, эксперименты должны быть переориентированы на такие лазерные импульсы и мишени, при которых возможно изоэнтропийное сжатие, необходимое для достижения очень высокой степени сжатия топлива³.

В 1976 г. на установке Argus в Ливерморе были проведены первые эксперименты с импульсно-облучаемыми мишенями, направленные на получение высоких плотностей топлива (хотя бы и при низких температурах) [81]. В 1978 г. на установке Argus с энергией 2 кДж была получена плотность топлива, превышающая в 10 раз плотность жидкой фазы, а в 1979 г. на установке Shiva с энергией 10 кДж достигнута степень сжатия вплоть до 100. В этих экспериментах поддерживали

¹ Для D-T-смеси. — Прим. науч. ред.

² Для D-T-смеси. — Прим. науч. ред.

³ В СССР в ФИАНе концепция изоэнтропийного или абляционного сжатия развивалась с 1970 г. Для осуществления такого сжатия сконструирована девятипучковая установка (позднее "Кальмар"). В 1971 — 1974 гг. на ней были проведены эксперименты по нагреву и сжатию сферических мишеней, в которых было достигнуто сжатие сплошных сфер до плотностей около 30 г/см^3 , проверена работоспособность многопучковых лазеров с последовательно-направленной системой усиления, доказана возможность эффективного — 40–70% поглощения излучения в мишени. Теоретическая концепция и результаты расчетов абляционного (низкоэнтропийного) режима открыто были опубликованы в 1974 г.

См. **Генерация дейтерий-тритиевых нейтронов при сферическом нагреве твердой мишени излучением мощного лазера** / Н. Г. Басов, Ю. А. Захаренков, О. Н. Крохин и др. — Квантовая электроника, 1974, т. 1, № 9, с. 2069 — 2071; **Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером** / Н. Г. Басов, Ю. А. Захаренков, Н. Н. Зорев и др. — Сер. Радиотехника. М.: ВИНТИ, 1982, т. 26; **Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой** / Ю. А. Афанасьев, Н. Г. Басов, О. Н. Крохин и др. — Сер. Радиотехника. М.: ВИНТИ, 1978, т. 17; **Теория нагрева и сжатия низкоэнтропийных термоядерных мишеней** Труды ФИАН / Под ред. Н. Г. Басова. М.: ФИАН, 1982. — Прим. науч. ред.

низкую температуру топлива (приблизительно 0,5 кэВ) для того, чтобы можно было максимально повысить степень сжатия топлива и обеспечить необходимый для диагностических целей уровень термоядерных реакций [82 – 85].

В программе по CO_2 -лазерам в Лос-Аламосе были также достигнуты успешные результаты. В начале 1972 г. на двухпучковой лазерной установке Gemini мощностью 0,2 ТВт была осуществлена имплозия мишеней с параметрами, характерными для термоядерного синтеза. В 1978 г. начались эксперименты по импульсному облучению мишеней на вошедшей в строй установке Helios с энергией 10 кДж. В настоящее время уже доложены результаты экспериментов, где была достигнута степень сжатия 30 (по отношению к плотности жидкости) [86 – 88].

Несмотря на то что в первых экспериментах по синтезу с инерциальным удержанием использовались мощные лазеры, в 70-х годах резко возрос интерес к драйверам на электронных и ионных пучках. В ходе советской программы экспериментов по синтезу на электронных пучках, возглавляемой Л. И. Рудаковым, термоядерные нейтроны были зарегистрированы в 1976 г. Некоторые исследования с электронными и ионными пучками были проведены в конце 70-х годов в лаборатории Сандиа в США. В них использовались импульсные диодные ускорители Proto-I и Proto-II. В этих экспериментах были зарегистрированы нейтроны синтеза [32 – 34]. В 1980 г. вошел в строй большой ускоритель заряженных частиц для инерциального термоядерного синтеза (PBFA-I) с мощностью на уровне 30 ТВт.

В это же время значительные исследования по лазерному синтезу и синтезу на легких ионах были проведены в Военно-морской лаборатории США. Здесь проводились эксперименты по изучению очень важной проблемы взаимодействия лазерного излучения с плазмой на двухпучковом неодимовом лазере Pharos. В первых экспериментах, направленных на осуществление чисто абляционного ускорения, тонкие фольги ускорялись с помощью длинных лазерных импульсов. В синтезе на ионных пучках была проделана пионерская работа по исследованию процессов в электронных и ионных диодах. Интенсивные пучки легких ионов фокусировались в плазменные каналы, где они транспортировались на расстояние свыше 1 м.

В конце 70-х годов в нескольких лабораториях, в том числе и в лабораториях им. Лоуренса в Беркли, в Аргоннской и Брукхэйвенской национальных лабораториях [36], были проведены теоретические исследования по синтезу на тяжелых ионах. Изучалось несколько подходов, направленных на экстраполяцию существующей физики и технологии ускорителей высокой энергии на генерацию пучков высокой интенсивности. Все это необходимо было для создания драйвера, применяемого в инерциальном синтезе.

В настоящее время в США и в некоторых других странах входит в строй несколько больших лазерных установок и систем с пучками заряженных частиц. В Ливерморе, Лос-Аламосе и университете в Рочестере разрабатываются лазерные системы мощностью от 50 до 100 ТВт: Nova, Antares и Omega. В лаборатории Сандиа к середине 80-х годов планируется увеличить мощность ускорителя PBFA до 100 ТВт (PBFA-II). В Советском Союзе также продолжают исследования по синтезу на электронных пучках на установке "Ангара-5" [90].

Следующим этапом экспериментальной программы является достижение степени сжатия более 1000 по отношению к плотности жидкости в

Таблица 1.3. Параметры, характеризующие процесс зажигания в мишенях инерциального термоядерного синтеза

Параметры	Значение
Плотность	1000 × плотность жидкой фазы
ρR	$> 0,3 \text{ г/см}^2$
nT	$> 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$
Температура	5 – 10 кэВ (поглощение α -частиц)
Эффективность горения	$> 1\%$
Усиление энергии в D–T-топливе	~ 5
Усиление энергии в мишени	$\sim 0,1$

Примечание. Для возникновения зажигания термоядерная энергия, поглощенная в топливе, должна превысить его начальную тепловую энергию.

сочетании с высокими температурами синтеза, необходимыми для иницирования термоядерного горения (табл. 1.3). В нескольких лабораториях планируется демонстрация брейквивена (в середине 80-х годов).

1.3. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ

Исследования в области инерциального термоядерного синтеза достигли такого масштаба, что уже во многих лабораториях мира утверждены обширные программы изучения различных типов драйверов и мишеней [91 – 93].

В некоторых лабораториях в конце 70-х годов с помощью лазерного излучения и пучков заряженных частиц с энергией, равной нескольким килоджоулям при мощности в несколько тераватт, было осуществлено сжатие D–T-мишеней до высоких плотностей. В первых экспериментах в основном использовались простые стеклянные микрооболочки, заполненные D–T-газом под высоким давлением, имплозия которых осуществлялась в режиме взрывающейся оболочки. Преимуществом использования таких мишеней является генерация интенсивных нейтронных потоков (из-за высокой ионной температуры, получаемой при неадиабатическом сжатии) даже в экспериментах с драйверами средней мощности.

К сожалению, эксперименты по сжатию и нагреву мишеней в режиме взрывающейся оболочки не отвечают требованию реализации высоких степеней сжатия, необходимых для получения заметного усиления по энергии в мишени (рис. 1.7). Хотя в режиме взрывающейся оболочки зажигание термоядерного горения может быть осуществлено и с мишенями достаточно больших размеров, для их нагрева и сжатия требуются такие параметры излучения, которые лежат далеко за пределами любых технических проектов. Поэтому в последних экспериментах основное внимание было сосредоточено на абляционном режиме нагрева и сжатия мишеней, при котором топливо сжимается до высокой плотности при относительно низкой температуре (адиабатическое сжатие). Для осуществления этого режима необходима высокая симметрия имплозии мишени и тщательное формирование импульса греющего излучения, исключающее преждевременный нагрев топлива.

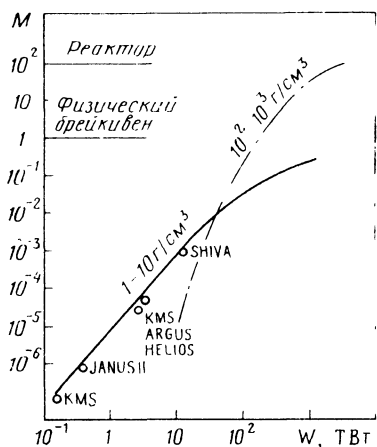


Рис. 1.7. Зависимость коэффициента усиления энергии в мишени (существующих и проектируемых установок) от мощности лазерного излучения для режимов "взрывающейся оболочки" (сплошная кривая) и абляционного (штрихпунктирная кривая)

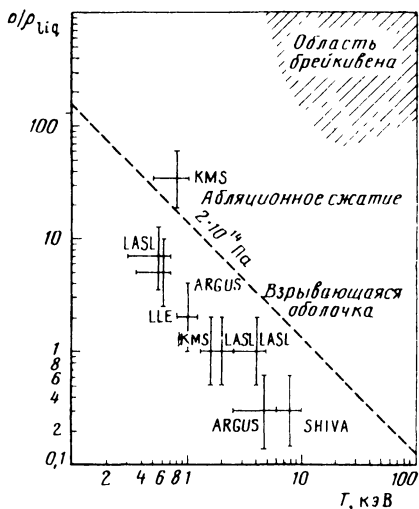


Рис. 1.8. Зависимость степени сжатия мишени от максимальной температуры топлива [91]

Четыре лаборатории в США (Ливермор, Лос-Аламос, KMS Fusion и университет в Рочестере) провели эксперименты по лазерному нагреву мишени, где были получены степени сжатия от 1 до 100 по отношению к плотности жидкой фазы D—T-смеси ($0,2 \text{ г/см}^3$). Результаты измерений представлены на рис. 1.8. В экспериментах, проведенных в Рочестере и KMS Fusion, основное внимание уделялось сферической симметрии облучения мишеней при сравнительно низкой энергии греющего излучения драйвера (100 Дж и ниже). В экспериментах, проведенных в KMS Fusion, использовались криогенные мишени, представляющие собой тонкие стеклянные микрооболочки, на внутреннюю стенку которых намораживался D—T-слой из газа. При этом было достигнуто сжатие до плотностей, в 35 раз превышающих плотность жидкости. В Рочестере на четырехпучковой лазерной установке Delta для достижения компрессии с конечной плотностью, в несколько раз большей плотности жидкости, в качестве мишеней также использовались стеклянные микросферы. С засекреченными мишенями на лазерной установке Shiva в Ливерморе были получены степени сжатия вплоть до 100. В Лос-Аламосе основные результаты были получены при облучении стеклянных микрооболочек, покрытых пластмассой, на восьмипучковой CO_2 -лазерной установке Helios с энергией 2300 Дж (длительность импульса 1 нс).

Эти эксперименты, показавшие возможность получения высоких плотностей при сферически симметричном сжатии мишеней, подтвердили необходимость развития исследований на более мощных (порядка 100 ТВт) лазерных системах (Nova и Antares). В будущем (в середине 80-х годов) для проведения критического эксперимента по инерциальному термоядерному синтезу предполагается создать несколько лазерных

установок мощностью от 300 до 500 ТВт. Результаты этих исследований позволят разработать более детальные планы для проведения экспериментов с большими коэффициентами усиления по энергии, необходимыми для реакторных приложений [92, 93].

В экспериментах по лазерному синтезу, проведенных в 70-е годы, были получены очень важные результаты. Была показана возможность достижения высоких скоростей имплозии и больших степеней сжатия (от 50 до 100 по отношению к плотности жидкости). Было проведено исчерпывающее исследование физики простых мишеней (наполненных D-T-газом стеклянных микрооболочек), предназначенных для сжатия в режиме взрывающейся оболочки. К сожалению, в ходе этих экспериментов выявлены очень серьезные проблемы, связанные с поглощением энергии лазерного излучения в мишени. В частности, обнаружено, что при высоких интенсивностях лазерного излучения, необходимых для осуществления практических приложений лазерного синтеза, значительная часть падающей световой энергии уносится быстрыми электронами. Быстрые электроны не только ухудшают режим нагрева мишени, предварительно нагревая ядро, но и значительно усложняют теоретический анализ и понимание физических процессов имплозии мишени. Другими проблемами являются вынужденное рассеяние падающего лазерного излучения, гидродинамическая устойчивость имплозии мишени и некоторые вопросы, связанные с лазерной техникой. Хотя, по-видимому, многие из этих проблем не возникают при использовании коротковолнового лазерного излучения (характерного для KrF-лазера), тем не менее необходимость увеличения предполагаемой энергии лазеров, требуемой для проведения критического эксперимента и реакторных приложений инерциального синтеза несомненна. В настоящее время для проведения критического эксперимента, энергия лазерного излучения должна составлять 300 — 500 кДж. В то же время для получения значительного коэффициента усиления по энергии в мишени (~ 100) потребуются энергия излучения драйвера около 2 МДж (в пределах множителя 3).

Данные о неадекватной связи энергии падающего лазерного излучения и энергии, поглощенной в мишени, стимулировали стремительное развитие систем на ионных пучках как будущих драйверов для синтеза с инерциальным удержанием. Успехи в разработке импульсных диодных ускорителей привели к значительному развитию программы синтеза на пучках легких ионов. В 1979 г. в лаборатории Сандиа в экспериментах на ускорителе Proto-I была получена плотность мощности пучка протонов 1 ТВт/см^2 . Это позволяет надеяться, что при наложении большого числа таких пучков можно достигнуть плотности мощности 100 ТВт/см^2 , необходимой для термоядерного поджига мишени [34]. В 1981 г. на ускорителе PBFA были начаты эксперименты по нагреву мишеней пучками легких ионов от 36 модулей с суммарным уровнем мощности 30 ТВт (несколько сотен килоджоулей на мишени). В середине 80-х годов предполагается увеличить выходную мощность этой установки до 100 ТВт (72 пучка).

Проводятся также серьезные исследования драйверов на тяжелых ионах. Изучаются возможности как высокочастотных линейных ускорителей с накопительными кольцами заряженных частиц, так и индукционных ускорителей. К сожалению, стоимость экспериментов по синтезу на тяжелых ионах остается очень высокой (почти в 10 раз выше стоимости экспериментов с легкими ионами) даже при умеренной мощности [93],

поэтому проведение детальных исследований в этой области возможно только при увеличении их финансирования.

Любые существенные изменения в проекте драйверов, определяемые физикой взаимодействия излучения с мишенью, окажут, вероятно, сильное влияние на развитие программы инерциального синтеза и, быть может, отдалят сроки проведения критического эксперимента на конец 80-х или начало 90-х годов. Прогнозируемая цена всего комплекса оборудования, необходимого для проведения критического эксперимента по термоядерному инерциальному синтезу, составит более 500 млн. долл. вне зависимости от типа драйвера. Оценка стоимости практических приложений синтеза осложнена неопределенностями в выборе конструкции мишени и устройстве драйвера. Действительно, взаимосвязь типа драйвера, конструкции мишени и устройства реактора настолько сложна, что можно говорить только о том, будет или нет создан промышленный реактор, основанный на инерциальном синтезе, даже если будут решены все физические проблемы взаимодействия греющего излучения с мишенью.

Таблица 1.4. Параметры современных драйверов для инерциального синтеза

Параметр	Лазеры	Электронные пучки	Пучки легких ионов	Пучки тяжелых ионов
Вид излучения	Фотоны (0,2–10 мкм)	Электроны (1–10 МэВ)	ρ, α, C^{+4} (1–10 МэВ)	Xe-U (1–50 ГэВ)
Мощность	30 ТВт (Shiva)	30 ТВт (PBFA-I)	30 ТВт (PBFA-I)	2 ТВт (ISR)
Энергия	20 кДж (Shiva)	1000 кДж (PBFA-I)	1000 кДж (PBFA-I)	6 МДж
Мощность, энергия (строящиеся установки)	300 ТВт, 300 кДж (Nova)	100 ТВт, 4000 кДж (PBFA-II)	1000 ТВт, 4000 кДж (PBFA-II)	600 ТВт, 10 МДж

Несмотря на эти неопределенности, программе научных исследований и разработке энергетического приложения инерциального синтеза оказывается значительная поддержка. В 1979 г. Фостеровским комитетом [92] была высказана мысль, что инерциальный синтез представляет собой прекрасную, достижимую со временем перспективу мирного источника энергии. И на этом пути не видно никаких непреодолимых технических трудностей.

В табл. 1.4 приведены характеристики основных существующих и разрабатываемых драйверов для ИТС.

1.4. КРАТКИЙ ОБЗОР СОДЕРЖАНИЯ

Книга служит введением в проблему инерциального термоядерного синтеза. Как и в любой другой области физики, достаточно далекой пока еще от практического приложения, здесь существует очень много нерешенных вопросов, которые влияют на структуру ее тематического изложения. Основным среди них является выбор драйвера. В последних экспериментах особое внимание уделено ионным пучкам, хотя ран-

ние исследования были акцентированы на лазерном синтезе. В данном случае авторы решили не конкретизируя конечный выбор типа драйвера, посвятить первую половину книги, касающуюся физики инерциального синтеза, общим вопросам, чтобы везде, где это возможно, логика приводимых рассуждений не зависела от вида излучения драйвера.

Второй фактор, который нарушает последовательность изложения, является более серьезным. Он связан с засекреченностью некоторых аспектов инерциального синтеза, физика которых считается близкой физике ядерного оружия. К счастью, область секретных вопросов достаточно ограничена и включает только некоторые аспекты конструкции мишеней. Большинство основных физических проблем синтеза с инерциальным удержанием, куда входят устройства драйверов, поглощение энергии излучения драйвера, динамика нагрева и сжатия мишеней и многие вопросы конструкции мишеней для инерциального синтеза, освещены в открытой печати и будут изложены в соответствующих разделах книги.

В связи с избранным принципом развития концепций инерциального синтеза изложение будет проводиться от деталей термоядерного горения инерциально удерживаемого топлива до гидродинамики нагрева и сжатия и, в конце концов, до детального рассмотрения поглощения энергии излучения драйвера в мишени. Только на конечной стадии рассмотрения будет необходимо ввести некоторые конкретные физические параметры греющего излучения драйвера. Особое внимание будет уделено теоретическим, расчетным и экспериментальным методам анализа поведения мишеней в процессе инерциального термоядерного синтеза.

Далее внимание будет обращено на драйверы в инерциальном синтезе и детально будут рассмотрены драйверы, основанные на использовании лазерного излучения и пучков заряженных частиц. Здесь будут обсуждаться не только современные типы драйверов, но также делается попытка предсказать развитие других типов, предназначенных для качественно новых приложений.

Последний раздел книги посвящен приложениям инерциального синтеза. После краткого обсуждения строения мишеней будут детально рассмотрены приложения синтеза и особенно производство энергии (включая производство промышленной теплоты и синтетических видов топлива).

ГЛАВА 2

РЕАКЦИИ ИНЕРЦИАЛЬНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Динамика горящего термоядерного топлива определяется множеством сложных факторов. Сюда входят рассеяние заряженных частиц, кинематика ядерных реакций синтеза, гидродинамика топлива (включая его пространственное движение и температуру), генерация и перенос излучения, перенос энергии быстрыми частицами, такими как продукты реакций. Относительный вклад этих процессов существенно различается для плотной плазмы в инерциальном термоядерном синтезе (ИТС) и сравнительно редкой термоядерной плазмы, характерной для систем с магнитным удержанием.

Ниже основное внимание будет уделено динамике собственно реакций термоядерного синтеза. Процессам гидродинамики и переноса энергии

посвящены отдельные разделы. Важным вопросом является обсуждение различных процессов ядерного синтеза, имеющих наибольшее значение в применении к ИТС, критериев эффективного поджига и горения топлива, факторов, которые определяют коэффициент усиления по энергии (отношение выделившейся в топливе энергии синтеза к энергии драйвера, необходимой для инициирования термоядерного горения).

2.1. ФИЗИКА РЕАКЦИЙ СИНТЕЗА

При достаточно высоких температурах возможно использование нескольких типов термоядерного топлива. Хотя большинство первых концепций синтеза основывалось на D-T- или D-D-реакциях, привлекательным для развивающихся систем термоядерного синтеза является использование других топливных циклов, основанных на применении дейтериевых (например, $D - {}^3\text{He}$ и $D - {}^6\text{Li}$) или протонных типов топлива ($p - {}^6\text{Li}$ и $p - {}^{11}\text{B}$).

Все реакции синтеза подобного типа бинарные в том смысле, что во взаимодействие участвуют две частицы. Реакции синтеза представляют собой процесс проникновения через барьер, в ходе которого сталкивающиеся ядра преодолевают отталкивающий кулоновский потенциал вплоть до уровня, на котором начинают действовать ядерные силы притяжения. Например, сечение реакции D-T-синтеза с резонансом вблизи нулевой энергии достигает максимального значения (около 5б) при энергии 125 кэВ. В более общем виде зависимость сечения реакции синтеза от энергии можно очень приблизительно представить в рамках барьерной модели Гамова выражением

$$\sigma(E) \sim \frac{A}{E} \exp(-B/E^{1/2}), \quad (2.1)$$

где E — энергия взаимодействия ядер в системе центра масс; A и B — константы, определенные для каждого конкретного типа ядерной реакции синтеза.

В ходе процессов термоядерного синтеза ионы топлива удерживаются таким образом, что при высокой температуре они сталкиваются друг с другом миллионы и миллионы раз, рассеиваясь, до тех пор, пока не произойдет реакция синтеза. Следовательно, выражение для скорости реакций синтеза подобного рода должно включать в себя усреднение по распределению скоростей взаимодействующих ионов данного типа. Точнее, если n_A — плотность ионов типа A , а n_B — плотность ионов типа B , то скорость реакции синтеза определяется выражением

$$R_{AB} = n_A n_B \langle v \sigma_{AB} \rangle, \quad (2.2)$$

где $\langle \dots \rangle$ обозначает усреднение по распределению скоростей ионов обоих типов;

$$\langle v \sigma_{AB} \rangle = \frac{1}{n_A n_B} \int d^3 v_A \int d^3 v_B v_{\text{отн}} \sigma_{AB}(v_{\text{отн}}) \times \\ \times N_A(v_A) N_B(v_B); \quad (2.3)$$

$v_{\text{отн}} = |\mathbf{v}_A - \mathbf{v}_B|$. В большинстве случаев предполагается, что эти распределения справедливы, когда плазма топлива находится в тепловом

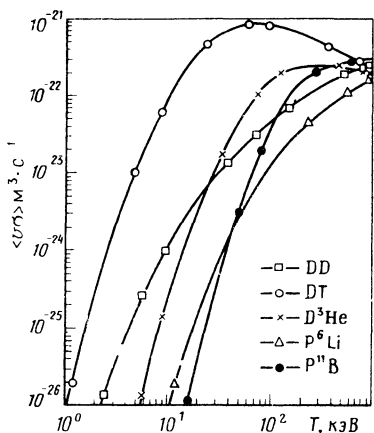


Рис. 2.1. Зависимости усредненных по максвелловскому распределению параметров скорости реакций от ионной температуры для основных реакций, представляющих интерес с точки зрения приложений инерциального термоядерного синтеза

равновесии при температуре T , входящей в распределение Максвелла—Больцмана:

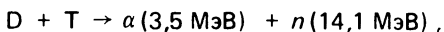
$$N(\mathbf{V}) = M(\mathbf{V}) = n \left(\frac{1}{2\pi m k T} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{m v^2}{2kT} \right). \quad (2.4)$$

Можно в дальнейшем использовать аналитические выражения для сечения реакций, подобные формуле Гамова (2.1), или более точные табулированные данные для интегрирования и определения параметра скорости реакции $\langle \nu \sigma \rangle$, представляющего собой усреднение по распределению Максвелла для различных температур топлива T . Зависимости этого параметра от температуры, представленные на рис. 2.1, получены для наиболее интересных с точки зрения синтеза реакций [4 — 9].

Следует сделать два замечания, касающихся усреднения скорости реакции синтеза по распределению Максвелла. В то время как сечение реакции имеет максимум при довольно высоких энергиях сталкивающихся частиц, усредненный по распределению Максвелла параметр скорости реакции достигает заметного значения при гораздо более низких температурах (например, при 10 кэВ в случае D—T-реакции). Причина этого заключается в том, что наибольший вклад в скорость реакции дают частицы, имеющие в распределении Максвелла большую энергию. Таким образом, скорость реакции синтеза определяется частицами из “хвоста” распределения Максвелла с энергиями, во много раз превышающими тепловую.

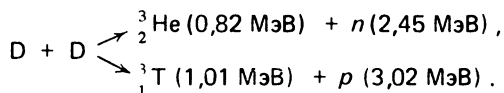
Второе важное замечание касается относительной величины скорости реакции для различных реакций синтеза. Из рис. 2.1 видно, что при меньших температурах топлива (10 кэВ) D—T-реакция протекает со скоростью, почти на 2 порядка большей, чем D—D-реакция (или любые другие варианты синтеза). Поэтому не удивительно, что именно этой реакции уделяется наибольшее внимание в исследованиях по термоядерному синтезу.

2.1.1. D—T и D—D-реакции синтеза. Основное внимание в ранних концепциях развития термоядерного синтеза уделялось D—T-, D—D-, D— ^3He -реакциям синтеза, так как они характеризуются заметной скоростью при температурах ниже 100 кэВ. Наибольшую скорость при низких температурах имеет D—T-реакция:

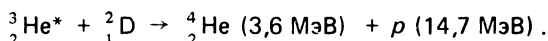
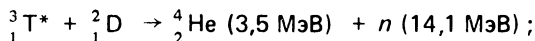


в которой энергия реакции $Q = 17,6$ МэВ распределяется между α -частицей ($^4\text{He} - 3,5$ МэВ) и нейтроном (14,1 МэВ). Из рис. 2.1 следует, что кривая зависимости скорости D—T-реакции от ионной температуры име-

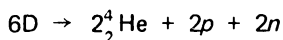
ет широкий максимум при температурах от 20 до 80 кэВ. При низких температурах можно использовать и D—D-реакцию синтеза. Она характеризуется двумя приблизительно равновероятными каналами:



По мере замедления продукты реакции ${}^3_2\text{He}$ и ${}^3_1\text{T}$ могут с большой вероятностью прореагировать с дейтерием:



Здесь значком * обозначены частицы нетеплового происхождения. В действительности, во вторичных реакциях подобного рода выделяется большая часть полной энергии Q . В многочастичной реакции



выделяется энергия Q , равная 43,25 МэВ. Этим определяется специфическое отличие энергетического выхода 345 МДж/мг в D—D-реакциях по сравнению с 339 МДж/мг в D—T-реакциях.

Следует заметить, что горение топливной D—T-смеси всегда будет сопровождаться некоторым уровнем D—D- и D— ${}^3\text{He}$ -реакций. Для большей определенности можно привести уравнения скорости для D—T-термоядерной топливной смеси в виде

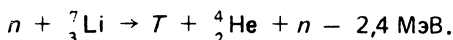
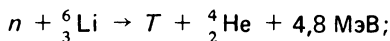
$$\left. \begin{aligned} dn_D/dt &= -n_D n_T \langle v \sigma_{DT} \rangle - n_D^2 \langle v \sigma_{DD} \rangle; \\ dn_T/dt &= -n_D n_T \langle v \sigma_{DT} \rangle. \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

Так как для D—D-реакции синтеза в каждой двух реакций образуется один тритон T, то в уравнение для n_T должен также входить член вида $n_D^2 \langle v \sigma_{DD} \rangle$. Однако необходимо помнить, что ион трития рождается с энергией около 1 МэВ. Таким образом, он не находится в тепловом равновесии с ионами тритиевого топлива и вклад его в скорость реакции должен быть рассчитан отдельно по аналогии с взаимодействием плазменных струй, при котором скорость реакции увеличивается.

Из кривых, приведенных на рис. 2.1, видно, что D—T-реакция будет превалировать, если топливо содержит хотя бы несколько процентов трития. Однако если топливо довести до температуры, при которой будет давать вклад D—D-реакция, то ядра продукты T и ${}^3\text{He}$ будут активно взаимодействовать с ядрами D, высвобождая полную энергию связи на единицу сгоревшей массы топлива такую же, как и в случае D—T-реакции, а именно 3,5 МэВ на нуклон (в предположении, что нейтрон — продукт реакции покидает область взаимодействия без заметных энергетических потерь).

Тритий, являясь радиоактивным нуклидом (с периодом полураспада 12,3 года, не встречается в природе, и чтобы использовать его как топливо в установках термоядерного синтеза, нужно производить тритий искусственно. Заметим, что тритий можно легко получать с помощью реакции

захвата нейтрона литием:



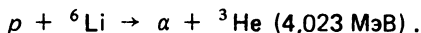
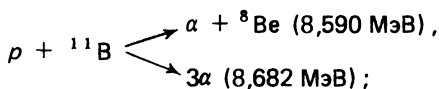
Первое взаимодействие — реакция захвата, идущая при любых энергиях нейтрона. Второе взаимодействие — неупругое рассеяние, имеющее место только при энергии нейтрона, превышающей порог реакции 2,4 МэВ. Так как в каждом D—T-взаимодействии рождается один нейтрон, третий можно размножить, окружив камеру, где происходит нагрев термоядерного топлива, литиевым blanketом.

2.1.2. Другие виды топлива для термоядерного синтеза. Первые установки термоядерного синтеза, предназначенные для достижения брейк-вена и функционирующие затем как промышленные реакторы, будут, несомненно, основаны на D—T-топливном цикле. Однако конечной задачей создания термоядерного источника энергии является использование оптимизированных видов топлива, обладающих минимальной радиоактивностью и основанных на встречающихся в природе нуклидах. Для примера можно рассмотреть использование дейтериевых (D—D, D— ${}^3\text{He}$, D— ${}^6\text{Li}$) и протонных топливных циклов (p — ${}^{11}\text{B}$ и p — ${}^6\text{Li}$) (табл. 2.1).

Запишем основные реакции, характерные для протонного топливного цикла:

Таблица 2.1. Зависимости усредненного по Максвелловскому распределению параметров скорости, наиболее интересных с точки зрения приложений ИТС реакций от ионной температуры

Топливо	Продукты реакции, МэВ	Энергия реакции, МэВ	Топливо	Продукты реакции, МэВ	Энергия реакции, МэВ
(D, T)	${}^4_2\text{He}$ (3,5), ${}_0^1n$ (14,1)	17,6	(D, Li^6)	$2 {}^4_2\text{He}$ (22,4)	22,4
(D, D)	${}^3_2\text{He}$ (0,82), ${}_0^1n$ (2,45)	3,65	(P, Li^7)	$2 {}^4_2\text{He}$ (22,4)	22,4
	${}^3_1\text{T}$ (1,01), ${}_1^1\text{H}$ (3,02)		(P, B^{11})	$3 {}^4_2\text{He}$ (8,682)	8,682
(D, He^3)	${}^4_2\text{He}$ (3,6), ${}_1^1\text{H}$ (14,7)	18,3			



В обоих случаях изотопы топлива встречаются в природе. Более того, продуктами реакций являются заряженные частицы, которые легко удерживаются в области нагрева топлива в отличие от быстрых нейтронов, рождающихся в D—T-взаимодействиях (то же самое в меньшей степени относится к D—D-реакциям). Заметим, что реакцию p — ${}^{11}\text{B}$ можно назвать *термоядерной реакцией расщепления*, так как в результате реакции

ядро ^{11}B превращается в три α -частицы, испускаемые с энергетическим спектром, сходным с β -распадом.

Преимущества подобных перспективных топливных циклов очень существенны. Виды топлива, связанные с $p\text{-}^{11}\text{B}$ - и $p\text{-}^6\text{Li}$ -циклами, достаточно распространены, и можно гарантировать неистощимость их запасов. Отсутствие трития в топливе устраняет сложности, связанные с производством радиоактивных материалов и хранением их. Эффективное подавление нейтронной генерации в процессе топливного цикла устраняет трудности, вызванные радиоактивным разрушением. Следовательно, при использовании таких перспективных топливных циклов сводятся на нет основные недостатки D-T-ядерных реакторов синтеза, связанные с обеспечением безопасности и охраны окружающей среды.

К сожалению, скорости реакций в протонных топливных циклах становятся заметными только при достижении высоких температур (ионной температуры около 300 кэВ). Зависимость параметра скорости реакции $\langle v\sigma \rangle$ от ионной температуры для различных перспективных видов топлива приведена на рис. 2.1. В данном случае становятся важными такие эффекты, как синтез быстрых (нетепловых) частиц, ядерное упругое и неупругое рассеяние, и доплеровское изменение сечения взаимодействия, определяемое видом распределения по энергии продуктов реакций. Следует заметить, что возникший в последние годы интерес к $p\text{-}^{11}\text{B}$ -реакции как перспективному виду топливного цикла для термоядерного синтеза способствовал более тщательным расчетам ее сечения. Согласно последним представлениям усредненный параметр скорости реакции лежит примерно на 65% ниже значений (на уровне температуры зажигания 300 кэВ), полученных ранее (см. рис. 2.1).

Таким образом, в то время как перспективные топливные циклы определено удовлетворяют желаемым свойствам минимальной радиоактивности и неиссякаемости источника топлива, для них необходимо достижение в будущем высоких температур и (или) высоких плотностей топлива. Пути осуществления термоядерного синтеза с инерциальным удержанием, связанные с этими требованиями, обсуждаются ниже.

2.2. КРИТЕРИИ ТЕРМОЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ СИНТЕЗА

2.2.1. Критерий Лоусона. Обычный критерий Лоусона для термоядерного синтеза получается из баланса энергии, выделяющейся в процессе синтеза, тепловой энергии топлива при нагреве его до термоядерной температуры и энергетических потерь на излучение (тормозное и циклотронное):

$$E_{fus} = E_{ther} + E_{rad}. \quad (2.6)$$

Энергия, выделяющаяся в процессе синтеза, выражается через скорость реакции синтеза и время, характеризующее реакцию, — время удержания τ . Для определенности рассмотрим D-T-реакцию синтеза, при которой энергию выхода E_{fus} можно записать в виде

$$E_{fus} = n_D n_T \langle v\sigma \rangle W \tau = n^2 / 4 \langle v\sigma \rangle W \tau, \quad (2.7)$$

где $\langle v\sigma \rangle$ — усредненный по распределению Максвелла параметр скорости реакции; W — энергетический выход в одной реакции синтеза (17,6 МэВ для D-T-реакции); τ — время удержания. Здесь мы предпо-

лагаем, что число атомов D и T в смеси одинаковы, причем

$$n_D = n_T = n/2,$$

где n – плотность ионов (число ионов в единице объема). В предположении идеальности газа выражение для тепловой энергии запишем в виде:

$$E_{\text{ther}} = \frac{3}{2} nkT_i + \frac{3}{2} nkT_e = 3nkT. \quad (2.8)$$

Здесь для удобства мы предполагаем равенство ионной и электронной температур $T_e = T_i$. Будем считать, что потери энергии на излучение малы, т. е. $E_{\text{rad}} \sim 0$, так как уже при температуре топлива выше 4 кэВ энергия, выделяющаяся в реакциях синтеза превысит потери на тормозное излучение. Обычно же в синтезе с инерциальным удержанием термоядерное горение происходит при температурах от 20 до 100 кэВ. Кроме того, в схемах синтеза подобного рода можно в первом приближении пренебречь эффектами, связанными с наличием магнитного поля, т. е. не будем пока учитывать потери на циклотронное излучение.

Если мы теперь снова напишем выражение для равенства энергии, выделяющейся в процессе синтеза, и тепловой энергии

$$\frac{n^2}{4} \langle v\sigma \rangle W\tau = 3nkT,$$

то получим критерий для произведения плотности и времени удержания:

$$n\tau > 12kT / \langle v\sigma \rangle W. \quad (2.9)$$

Если скорость реакции рассчитана для соответствующих температур (10 кэВ для D–T-реакции и 100 кэВ для D–D-реакции), то обычный критерий Лоусона примет следующие значения:

$$\left. \begin{aligned} n\tau > 10^{14} \text{ с/см}^3 & \text{ для D–T-реакции;} \\ n\tau > 10^{16} \text{ с/см}^3 & \text{ для D–D-реакции.} \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

Аналогичные критерии могут быть получены для других возможных типов реакций синтеза.

2.2.2. Критерий для эффективности инерциального термоядерного синтеза: критерий ρR . Основной концепцией синтеза с инерциальным удержанием является взрывное сжатие топлива до очень высоких плотностей, так что характерное время реакций термоядерного синтеза становится меньше времени инерциального удержания (времени разлета топливной мишени). Это означает, что в процессе ИТС время прохождения реакций определяется разлетом сильно сжатого термоядерного топлива, расширение же ограничено только инерцией топлива. Этот подход устраняет ограничения на плотность топлива, связанные с конструктивными особенностями, характерными для систем синтеза с магнитным удержанием. В таком подходе возможно также осуществление более эффективного термоядерного горения [так как мы показали раньше, что скорость реакции пропорциональна квадрату плотности топлива – см. выражение (2.2)]. Однако недостатком инерциального термоядерного синтеза является то, что временной масштаб процесса определяется динамикой горения топлива и не может контролироваться извне.

Подобное рассмотрение предполагает альтернативу, основанную на критерии Лоусона, которая характеризует эффективность протекания реакции термоядерного синтеза. Более значащим признаком "качества" плазмы с точки зрения ИТС является произведение плотности топлива ρ на его радиус R по сравнению с привычным произведением плотности и времени удержания τ , представленным в критерии Лоусона. Для понимания этого предположим, что мы оцениваем время разлета топлива как отношение радиуса мишени к скорости звука (по существу как время, необходимое для распространения градиента плотности от поверхности мишени к ее центру) :

$$\tau_d \sim R/c_S. \quad (2.11)$$

Аналогичным образом можно оценить время прохождения термоядерной реакции как величину, обратную скорости реакции:

$$\tau_b \sim [(\rho/m_i) \langle v\sigma \rangle]^{-1}. \quad (2.12)$$

Таким образом, качественную оценку эффективности термоядерного горения можно представить в виде отношения этих времен:

$$f_b = \frac{\tau_d}{\tau_b} = \left(\frac{\langle v\sigma \rangle}{m_i c_S} \right) \rho R, \quad (2.13)$$

где степень выгорания f_b определяется как часть топлива, выгоревшая в процессе реакций. (В последующих разделах будет выведено несколько более точное выражение для расчета степени выгорания топлива f_b).

Вспомним, что

$$c_S = \left(\frac{kT}{m_i} \right)^{1/2} \sim T^{1/2}.$$

Кроме того, для D-T-топлива при эффективных температурах горения (от 20 до 80 кэВ) [17]

$$\langle v\sigma \rangle \sim T^{1/2}.$$

Таким образом, если подставить в эти выражения численные значения, соответствующие указанному диапазону температур, мы найдем, что

$$\frac{\langle v\sigma \rangle}{m_i c_S} \sim \text{const} \sim 1,$$

поэтому степень выгорания f_b , г/см², которая определяет эффективность термоядерного горения, можно описать приближенным выражением

$$f_b \sim \rho R. \quad (2.14)$$

Следовательно, критерием, характеризующим эффективность термоядерного синтеза с инерциальным удержанием, является, очевидно, неравенство $\rho R > 1$ г/см².

Произведение плотности и радиуса мишени является важным критерием и по другим причинам. Для поддержания термоядерного горения часть энергии синтеза должна быть вложена в топливо. В случае D-T-реакции



Чтобы поглотить энергию α -частицы (3,5 МэВ), размеры топлива должны превышать длину ее пробега. Но пробег α -частицы с энергией 3,5 МэВ в плазме с температурой 20 кэВ составляет около $0,5 \text{ г/см}^2$. Следовательно, для того чтобы реализовать эффективный самонагрев за счет поглощения в топливе энергии α -частицы, необходимо довести топливо до таких условий, когда $\rho R > 0,5 \text{ г/см}^2$.

Полезна и несколько другая иллюстрация важности критерия ρR . Самый существенный процесс в реакциях синтеза — это парные столкновения. Примерами могут служить как реакции синтеза сами по себе, так и процессы, приводящие к замедлению заряженных частиц-продуктов, поглощению энергии (самонагреву) и электрон-ионному энергетическому обмену. Вероятность парных столкновений зависит от квадрата плотности таким образом, что если каким-нибудь способом увеличить плотность на три порядка, то скорость столкновений увеличится на шесть порядков. Можно выделить три скоростных параметра, пропорциональных квадрату плотности ρ^2 и характеризующих горящее топливо: скорость термоядерного горения, скорость переноса энергии заряженными частицами и скорость электрон-ионного энергетического обмена.

Но ранее было показано, что время инерциального удержания пропорционально R . Следовательно, основные процессы, происходящие в термоядерном топливе (в единице массы), можно привести к одному масштабу: эффективность термоядерного горения, самонагрев и выгорание топлива пропорциональны ρR .

Ниже будет показано, что оптимальной для D—T-топлива является величина $\rho R \approx 3 \text{ г/см}^2$. Таким образом, для инерциального термоядерного синтеза с D—T-топливом можно заменить обычный критерий Лоусона $n\tau > 10^{14} \text{ с/см}^3$ другим

$$\rho R > 3 \text{ г/см}^2. \quad (2.15)$$

2.2.3. Соотношение для критериев ρR и $n\tau$. В инерциальном синтезе критерий Лоусона можно легко связать с критерием ρR . При более корректной оценке [19] времени разлета свободно расширяющейся сферы радиусом R имеем

$$\tau_d \sim R/4c_s. \quad (2.16)$$

Здесь учтено, что в сферической термоядерной мишени половина массы сосредоточена в объеме, ограниченном радиусом $0,8R$. Так как число ионов в единице объема $n = \rho/m_i$, то

$$n\tau = \rho R/4c_s m_i. \quad (2.17)$$

Если подставим сюда соответствующие численные значения, получим $\rho R = 3 \text{ г/см}^2$, отсюда $n\tau = 2 \cdot 10^{15} \text{ с/см}^3$.

Следовательно, для эффективного термоядерного горения критерий $n\tau$ является более сильным, чем обычный критерий Лоусона (10^{14} с/см^3). (Следует заметить, что в установках синтеза с магнитным удержанием, в которых почти выполняется критерий Лоусона, выгорает только малая часть термоядерного топлива).

2.2.4. Эффекты истощения топлива. Можно уточнить оценку степени выгорания f_b , учтя истощение топлива в процессе горения. Уравнение, описывающее изменение во времени плотности трития в топливе, имеет вид:

$$dn_T/dt = -n_D n_T \langle v \sigma_{DT} \rangle. \quad (2.18)$$

Если рассмотреть эквимольярную смесь, где $n_D = n_T = n/2$, то

$$dn/dt = -n^2 \langle \sigma v \rangle / 2. \quad (2.19)$$

При интегрировании этого выражения по времени от $t = 0$ до момента разлета $t = \tau_d$ имеем

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \frac{1}{2} \langle \sigma v \rangle \tau_d,$$

где n_0 — начальная плотность топлива (в единицах числа ядер на 1 см^3). Следует определить теперь степень выгорания f_b

$$f_b = \frac{n_0 - n}{n_0} = 1 - \frac{n}{n_0}. \quad (2.20)$$

Если подставим в это выражение время разлета $\tau_d = R/4c_S$ и $\rho = nm_i$, то получим

$$\rho R = \left(\frac{8m_i c_S}{\langle v \sigma \rangle} \right) \frac{f_b}{1 - f_b}.$$

или

$$f_b = \frac{\rho R}{(8m_i c_S / \langle v \sigma \rangle) + \rho R}. \quad (2.21)$$

Численная оценка $(8m_i c_S / \langle v \sigma \rangle)$ для D—T-топлива с температурой 20 кэВ дает

$$8m_i c_S / \langle v \sigma \rangle \sim 6,3 \text{ г/см}^2. \quad (2.22)$$

Итак, более точное выражение для степени выгорания, учитывающее убывание D—T-топлива в процессе горения, имеет вид

$$f_b = \rho R / (6,3 + \rho R). \quad (2.23)$$

Например, если $\rho R \sim 3 \text{ г/см}^2$, то степень выгорания $f_b = 0,3$, что соответствует 30% сгоревшего топлива.

2.2.5. Возможные виды топлива для инерциального синтеза. Как следует из сказанного выше, в первых реакторах термоядерного синтеза будет использоваться D—T-топливный цикл, так как он обладает наибольшей скоростью реакции при относительно низких температурах (10 кэВ). Однако большое число нейтронов с энергией 14 МэВ, рождаемых в этих реакциях, обуславливает сложную проблему борьбы с радиационными разрушениями. Кроме того, тритий в количестве от 10 до 100 кг ($4,1 \cdot 10^{12}$ Бк) в системе D—T-реактора представляет существенную радиоактивную опасность. Вследствие этого было обращено внимание на перспективу использования таких топливных циклов, в которых минимизировано радиационное разрушение быстрыми нейтронами и отсутствует необходимость воспроизводства трития. Наибольший интерес представляют D—D- и $p - {}^1\text{H}$ -реакции синтеза. Так как эти виды топлива при низкой температуре характеризуются меньшей скоростью реакции по сравнению с D—T-смесью, успех использования их в системах с инерциальным удержанием зависит от возможности увеличения температуры зажигания и ρR [11, 12].

Можно оценить необходимые значения ρR для этих видов топлива, еще раз рассмотрев выражение для степени выгорания f_b (2.21). Так как с помощью этого уравнения можно для различных реакций синтеза определить величину ρR , требуемую для эффективного термоядерного горения, из чего можно получить критерий их применимости в топливном цикле

$$\rho R > m_i c_S / \langle v \sigma \rangle.$$

Требуемые значения ρR для трех наиболее перспективных реакций синтеза сведены в табл. 2.2.

Таблица 2.2. Возможные виды топлива для инерциального термоядерного синтеза

Вид топлива	ρR , г/см ²
$D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$	2 – 5
$D + D \begin{cases} \nearrow {}^3\text{He} + n \\ \searrow T + p \end{cases}$	10 – 20
${}^{11}\text{B} + p \rightarrow 3 {}^4\text{He}$	Около 500

при температуре поджига порядка 20 кэВ. Минимальное, необходимое для зажигания D–D-топлива значение ρR оказалось равным 10 г/см². При таких параметрах нагрева выход энергии из мишени составляет 100 – 200 МДж при коэффициенте усиления по энергии 200–300. Для мишеней средних размеров (1 мг) такое большое значение ρR потребует очень большой степени сжатия (10⁵). Для того чтобы снизить требования к сжатию, в топливном D–D-цикле можно использовать более массивные мишени, дающие большой выход энергии синтеза. Применение массивных мишеней потребует также увеличения энергии драйвера, возможно, до уровня 100 МДж (и, следовательно, примерно в 10 раз меньших коэффициентов усиления энергии в мишени).

Для порога зажигания топлива на основе реакции $p - {}^{11}\text{B}$ запишем граничные условия: $\rho R \sim 50$ г/см², $T = 400$ кэВ, в то время как оптимальное значение $\rho R = 500$ г/см². Высокие температуры и большие ρR , необходимые для распространения горения в $p - {}^{11}\text{B}$ -мишенях, объясняются отчасти избытком электронов в $p - {}^{11}\text{B}$ -топливе. Маловероятно, что таких больших значений ρR можно достигнуть за счет гидродинамических процессов. Так как при этом скорость имплозии должна составить примерно $3 \cdot 10^8$ см/с (почти на порядок больше, чем для D–T-топлива), то большие ρR приведут к увеличению степени сжатия и массы топлива и в конечном итоге к возрастанию выхода энергии из мишени и энергии драйверов. Размеры драйверов, необходимые для $p - {}^{11}\text{B}$ -топливных циклов, оказываются нереальными для реакторных приложений инерциального синтеза, по крайней мере это касается современных типов драйверов и известных концепций структуры мишеней.

Для более точных оценок ρR и параметров поджига, необходимых для иницирования термоядерного горения некоторых перспективных видов топлива, потребовалось теоретически исследовать динамику горения и специфическую конструкцию мишени с помощью численных гидродинамических расчетов термоядерных мишеней на ЭВМ. Используя программу РНД–IV группа в Висконсине [20] показала, что оптимальным для D–D-топливных мишеней является значение ρR от 40 до 80 г/см²

2.3. КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ТРЕБУЕМЫХ ПАРАМЕТРОВ ДРАЙВЕРОВ В ИНЕРЦИАЛЬНОМ СИНТЕЗЕ

Необходимо проанализировать требования к драйверам (лазерам или пучкам заряженных частиц), предназначенным для имплозии топливных мишеней в инерциальном синтезе, с помощью которых можно получить чистый выигрыш энергии [21]. Упрощенная схема таких систем инерциального термоядерного синтеза представлена на рис. 2.2. В дальнейшем будем использовать термины: топливная частица или мишень; коэффициент усиления энергии в мишени или усиление мишени M ; эффективность передачи энергии излучения драйвера в топливо ϵ_D , причем

$$\left. \begin{aligned} M &= E_{\text{fus}}/E_{\text{dr}}; \\ \epsilon_D &= E_{\text{fuel}}/E_{\text{dr}}. \end{aligned} \right\} \quad (2.24)$$

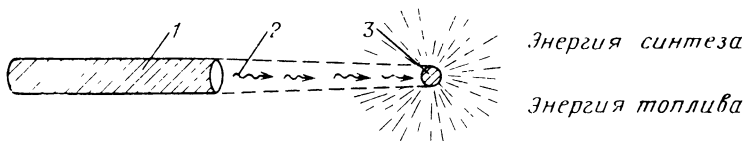


Рис. 2.2. Упрощенная схема энергетической установки инерциального термоядерного синтеза:

1 — драйвер; 2 — излучение драйвера; 3 — мишень

Энергию, выделяющуюся в реакциях синтеза, можно выразить через скорость реакции синтеза и объем топливной мишени, предполагая, что топливная мишень — это шарик радиусом R :

$$E_{\text{fus}} = \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right) n^2 \langle \nu \sigma \rangle W \tau \beta. \quad (2.25)$$

Здесь параметр β введен для учета процессов самонагрева топлива продуктами реакции и распространения термоядерного горения, которые более детально будут рассмотрены ниже.

Вывод обычного критерия Лоусона, который дает $n\tau \sim 10^{14}$ с/см² (для D-T-реакции), основан на балансе $E_{\text{fus}} = E_{\text{fuel}}$. Поэтому можно исходить из того, что

$$E_{\text{fus}} = ME_{\text{dr}} = (M/\epsilon_D) E_{\text{fuel}}^1. \quad (2.26)$$

В этом случае критерий Лоусона примет вид

$$n\tau > M \cdot 10^{14} / \beta \epsilon_D$$

Но нас в большей степени интересует выражение для энергии драйвера.

Если предположить, что электронная и ионная температуры равны: $T_e = T_i = T$ и соответствуют начальной температуре горения, то

$$E_{\text{fuel}} = \text{тепловой энергии} = \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right) 2 \left(\frac{3}{2} nkT \right). \quad (2.27)$$

¹ Под E_{fuel}^1 подразумевается внутренняя энергия сжатого ядра. Значение ϵ_D соответствует гидродинамическому коэффициенту передачи, умноженному на коэффициент поглощения ядерного излучения в мишени (терминология, принятая в отечественной литературе). — Прим. науч. ред.

Подставляя полученное выражение в исходное условие баланса (2.25) и учитывая, что $\tau \sim \tau_d \sim R/c_S$, получаем

$$\left(\frac{4}{3} \pi R^3\right) n^2 \langle v \sigma \rangle W \beta \left(\frac{R}{c_S}\right) = \frac{M}{\epsilon_D} \left(\frac{4}{3} \pi R^3\right) (nkT).$$

Решение этого уравнения относительно R запишем в виде

$$R = \left(\frac{M}{\beta \epsilon_D}\right) \frac{kT c_S}{n \langle v \sigma \rangle W}.$$

С учетом определения ϵ_D [см. (2.24)] находим

$$E_{dr} = \frac{1}{\epsilon_D} E_{fuel} = \frac{4\pi}{\epsilon_D \beta} \left(\frac{M}{\beta \epsilon_D}\right)^3 \left(\frac{kT c_S}{n \langle v \sigma \rangle W}\right)^3 nkT. \quad (2.28)$$

Это выражение перепишем в более удобной форме;

$$E_{dr} = 1,6 \frac{M^3 \cdot 10^6}{(\beta \epsilon_D)^4 \eta^2}, \quad (2.29)$$

где E_{dr} измерено в джоулях.

Здесь введен параметр — степень сжатия

$$\eta \equiv n/n_{liq}, \quad (2.30)$$

где в качестве начальной взята плотность частиц в жидкой фазе D—T-смеси $n_{liq} = 4,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ (соответствующая жидкой фазе плотность $\rho_{liq} = 0,2 \text{ г/см}^3$).

Поясним на примерах связь между параметрами в полученном выражении. Пусть требуется оценить энергию драйвера, необходимую для осуществления критического эксперимента, т. е. $M = 1$ в предположении, что топливо сжимается до плотности жидкости, $\eta = 1$, энергия излучения драйвера идеально передается в топливо, нет самонагрева и распространения горения, т. е. $\beta \epsilon_D = 1$. При этом имеем $E_{dr} = 1,6$ МДж. Реакторные приложения с $M = 100$, $\eta = 1$ и $\beta \epsilon_D = 1$ потребуют $E_{dr} = 1,6 \cdot 10^6$ МДж. Таким образом, если использовать топливо с плотностью его жидкой фазы, требуемая энергия драйвера оказывается слишком большой.

Следует заметить, что энергия драйвера обратно пропорциональна квадрату степени сжатия. Если удастся каким-то образом сжать топливо до очень больших плотностей, скажем, достичь степени сжатия 10^4 , тогда энергия драйвера в реакторе понизится до 16 кДж. Несмотря на то, что эта оценка слишком оптимистична, она демонстрирует сильную зависимость требуемой энергии драйвера от степени сжатия топлива.

Отвлекаясь несколько в сторону, можно отметить, что основная часть энергии драйвера будет затрачиваться на сжатие, а не нагрев топлива. Ниже будет показано, что эффективность передачи энергии $\epsilon_D \sim 5\%$, даже если излучение драйвера полностью поглощается в мишени. Следовательно, чтобы получить $\beta \epsilon_D \sim 1$, необходимо увеличить энергозатраты за счет самонагрева α -частицами и процесса распространения горения, чтобы достичь $\beta \sim 20$. Поэтому эти процессы будут играть очень важную роль в любых практических схемах термоядерного инерциального синтеза.

2.4. ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА ИТС

Как уже отмечалось, наиболее важные процессы в реакциях синтеза являются парными столкновениями (реакции синтеза, поглощение энергии α -частиц и процесс релаксации электрон-ионной температуры), поэтому их масштаб определяется квадратом степени сжатия. Следовательно, увеличение плотности в 10^3 раз приводит к увеличению скорости столкновений в 10^6 раз. Это отражено в том, что эффективность термоядерного горения, самонагрев и процесс распространения горения зависят от произведения конечной плотности топлива и его радиуса ρR .

При сферическом сжатии плотность (при постоянной массе) $\rho \sim R^{-3}$. Таким образом, произведение $\rho R \sim (R^{-3}) R \sim R^{-2}$. Поэтому при степени сжатия 10^3 масса топлива, необходимая для инициирования эффективного термоядерного горения, уменьшается в 10^6 раз (типичная масса сжимаемого топлива в мишенях для инерционного синтеза 10^{-3} г).

Но как достичь таких плотностей [22]? Можно привести несколько примеров астрономических масштабов. В Солнце степень сжатия может достигнуть 10^3 при температуре от 1 до 2 кэВ. Это соответствует давлению порядка 10^{16} Па. Удержание топлива обеспечивается огромной массой Солнца ($m_{\odot} \sim 10^{30}$ кг).

В звездах типа белых карликов сжатие от 10^5 до 10^6 соответствует давлению порядка 10^{20} Па. При таком давлении электроны начинают вырождаться, т. е. длина волны Де Бройля электронов становится сравнима со средним расстоянием между ними, так что вступающий в силу принцип исключения Паули проявляется в появлении дополнительной силы отталкивания.

Итак, в астрономических масштабах достигаются требуемые сжатия (и плотности). Но как получить огромное давление (10^{17} Па), необходимое для сжатия топлива с $\eta \sim 10^4$ в земных условиях? Существует несколько принципиальных возможностей.

Детонация химических взрывчатых веществ. Давление, создаваемое детонацией химических взрывчатых веществ вследствие их относительно низкой калорийности, ограничено действием сил химических связей примерно до 10^{11} Па. Несмотря на то что такое давление может быть увеличено еще на порядок (10^{12} Па) за счет сферической кумуляции (называемой сферической имплозией), оно все еще очень далеко от требуемого.

Световое давление. Пусть на мишень сфокусирован интенсивный световой пучок мощного лазера. Тогда ponderomotorная сила, вызванная воздействием света на поверхность мишени, будет соответствовать давлению

$$P \sim \frac{I}{c} \sim \frac{10^{17} \text{ Вт/см}^2}{3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}} \sim 10^{13} \text{ Па,}$$

которое, однако, еще недостаточно даже при использовании очень мощных лазеров.

Давление, создаваемое испарением (абляцией). Здесь идея заключается в нагреве и испарении вещества поверхности в вакуум, окружающей топливную мишень, излучением драйвера (лазерным светом или пучками заряженных частиц). Обратной реакцией на абляцию поверхности мишени является генерация давления, которое увеличивается до

$$P \sim I/v \sim \frac{10^{17} \text{ Вт/см}^2}{10^8 \text{ см/с}} \sim 10^{15} \text{ Па.}$$

Влияние геометрии кумуляции. Процесс сжатия может быть усилен за счет соответствующего выбора геометрии сжатия, например сферического обжатия — имплозии. С помощью такой кумуляции давление может быть увеличено в 100 раз.

Изоэнтропийное сжатие. Если сжимать топливо изоэнтропийно так, что оно не разогревается до высоких температур, то сжатие может привести к Ферми-вырожденному состоянию (при котором электроны подчиняются в основном статистике Ферми—Дирака, а не Максвелла—Больцмана). При этом давление, требуемое для достижения необходимого сжатия или плотности топлива, оказывается минимальным и описывается выражением [22]

$$P \sim \frac{2}{3} n_e \epsilon_F \left[\frac{3}{5} + \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{kT}{\epsilon_F} \right)^2 - \frac{3\pi^4}{80} \left(\frac{kT}{\epsilon_F} \right)^4 + \dots \right], \quad (2.31)$$

где ϵ_F — энергия Ферми:

$$\epsilon_F = \frac{1}{8} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{m_e} n^{2/3}.$$

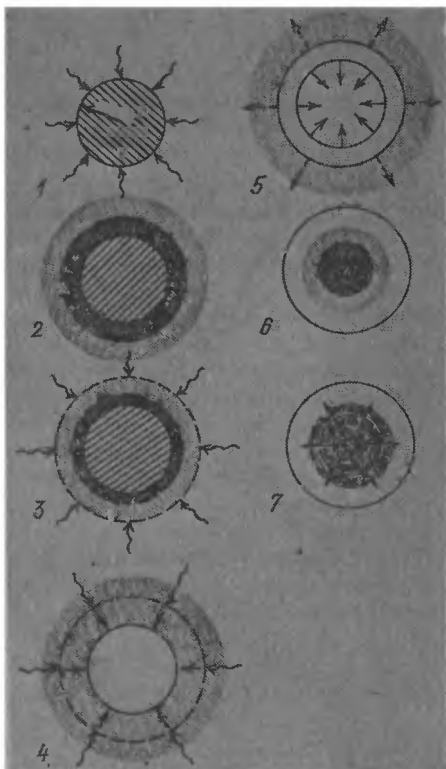


Рис. 2.3. Стадии процесса имплозии термоядерных мишеней в ИТС:

1 — облучение пучками излучения драйвера; 2 — образование плазменного облака (короны); 3 — поглощение излучения драйвера в короне; 4 — волны ударного сжатия, вызванные абляцией; 5 — сжатие ядра мишени; 6 — поджиг; 7 — распространение горения

Например, при сжатии с $\eta \sim 10^4$ (соответствующей плотности электронов $n_e \sim 5 \cdot 10^{26}$) минимальное давление $P \sim 10^{17}$ Па достигается при $\epsilon_F \gg \gg kT$.

Для достижения температуры $kT \sim 5$ кэВ (что соответствует идеальной температуре зажигания для D—T-топлива в ИТС) давление необходимо увеличить до $P \sim 10^{18}$ Па.

Для того чтобы проиллюстрировать, как может быть реализовано такое грандиозное сжатие до требуемых конечных плотностей, можно рассмотреть простейшую схему имплозии топливной мишени с помощью пучков мощных лазеров (рис. 2.3) [22, 23].

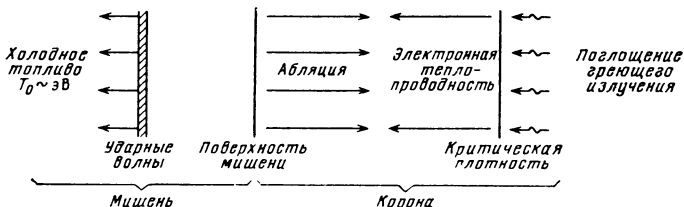


Рис. 2.4. Гидродинамические процессы и процессы передачи энергии, происходящие при имплозии термоядерных мишеней

1. Сначала сфера с жидким D—T-топливом облучается однородно по всей поверхности интенсивным лазерным световым излучением (достигающим пиковой интенсивности порядка 10^{17} Вт/см²).

2. Внешняя поверхность мишени нагревается, ионизируется, испаряется и образует вокруг капли облако или корону плазмы низкой плотности с характерной плотностью электронов около $10^{19} - 10^{22}$ см⁻³.

3. Электроны в короне продолжают поглощать энергию падающего лазерного пучка, но излучение проникает уже только до границы критической плотности, где плазменная частота сравнивается с частотой падающего светового излучения. Критическая плотность соответствует 10^{21} см⁻³ для излучения неодимового лазера с длиной волны 1,06 мкм и 10^{19} см⁻³ для излучения CO₂-лазера с длиной волны 10,6 мкм.

4. Лазерная энергия, поглощенная около границы поверхности критической плотности, передается внутрь мишени в результате электронной теплопроводности. За счет этой энергии продолжается нагрев поверхности капли, развивающий процесс абляции, в результате которого генерируется высокое давление.

5. По мере развития процесса абляции сходящийся (схлопывающийся) внутрь фронт сформированной ударной волны обжимает холодное D—T-топливо (процесс имплозии), все больше и больше повышая его плотность вдоль вырожденной адиабаты Ферми. Различные входящие сюда гидродинамические явления и процессы передачи энергии показаны на рис. 2.4. В данном случае важно сжать топливо изэнтропийно (без заметного нагрева) для того, чтобы оставляя его относительно холодным, достичь очень высоких плотностей.

6. Когда фронты ударных волн сходятся в центре мишени, происходит ударный нагрев маленькой области в центре сжатого ядра до температур термоядерного зажигания (от 2 до 5 кэВ). При $\rho > 0,5$ г/см² будет происходить самонагрев топлива α -частицами. В результате этого температура мощной искры, образовавшейся в центре сжатого ядра, стремительно поднимется до оптимальных температур горения — от 20 до 100 кэВ.

7. По мере горения центральной области ядра — искры энергия некоторых α -частиц поглощается в соседнем слое холодного топлива, нагревая его до температуры зажигания. Увеличивающаяся по мере ее нагрева прозрачность горячей области топлива по отношению к α -частицам усиливает этот процесс. Горение прилежащих топливных слоев поддерживает самонагрев холодной части топлива, инициируя волну термоядерного горения, которая, распространяясь наружу, выжигает топливо в плотном ядре капли. При $\rho R > 3$ г/см² эффективное термоядерное горение происходит при сжигании примерно 30% топлива в плотном ядре.

Конечно, в описание этой схемы входит очень много физических процессов, часть которых будет рассмотрена в гл. 3 — 5. Кроме того, конструкция мишени для инерциального термоядерного синтеза, представляющая собой сферу с жидким D—T-топливом, является слишком упрощенной. Более реалистичные и сложные конструкции мишеней будут обсуждены в гл. 9.

2.5. ТРЕБОВАНИЯ К УСИЛЕНИЮ ЭНЕРГИИ В МИШЕНИ

Итак, проведена оценка энергии драйвера, необходимой для осуществления эффективного термоядерного горения в мишенях для инерциального синтеза, и вкратце рассмотрена структура одной из возможных схем имплозии.

Рассмотрим теперь вопрос, какое усиление энергии в мишени необходимо иметь для практического приложения инерциального термоядерного синтеза [23].

Коэффициент усиления энергии в мишени

$$M \equiv E_{\text{fus}}/E_{\text{dr}}. \quad (2.32)$$

Эффективность передачи энергии излучения драйвера в тепловую энергию сжатого топлива

$$\epsilon_D \equiv E_{\text{fuel}}/E_{\text{dr}}. \quad (2.33)$$

Полезно ввести еще одно определение, которое учитывает тот факт, что термоядерное горение происходит только в сильно сжатом ядре топливной мишени. Определим теперь коэффициент усиления энергии в топливе как

$$G_F \equiv E_{\text{fus}}/E_{\text{fuel}}. \quad (2.34)$$

Коэффициенты усиления энергии в топливе и энергии в мишени (или коэффициенты усиления топлива и мишени) связаны с эффективностью передачи энергии драйвера:

$$M = \epsilon_D G_F. \quad (2.35)$$

Как уже отмечалось, ϵ_D определяется не только эффективностью поглощения энергии излучения драйвера, но и эффективностью преобразования поглощенной энергии в процессе абляции в энергию сжатого ядра мишени. К примеру, большое усиление энергии в мишени ($M = 200$) характеризуется эффективностью передачи энергии $\epsilon_D = 0,05$ и поэтому необходимы большие коэффициенты усиления топлива $G_F = 400$.

Для того чтобы определить требования к усилению энергии в мишени в промышленном реакторе, можно предположить, что энергия синтеза преобразуется в электроэнергию в тепловом цикле, как это схематически показано на рис. 2.5. Следует заметить, что часть произведенной электроэнергии должна отбираться в систему энергетического обеспечения драйвера. Для характеристики всех входящих сюда процессов введем следующие обозначения КПД:

$$\text{КПД драйвера } \eta_D \equiv \frac{\text{энергия излучения на выходе драйвера}}{\text{энергия, потребляемая драйвером}}; \quad (2.36)$$

тепловой КПД всей станции η_{th} ; тепловой КПД станции, учитывающий энергию, потребляемую драйвером η_P .



Рис. 2.5. Схема производства электроэнергии в тепловом цикле, основанном на инерциальном синтезе

Согласно определению коэффициент усиления мишени

$$M = \frac{1}{\eta_D (\eta_{th} - \eta_P)} - 1. \quad (2.37)$$

Можно решить это уравнение относительно теплового КПД станции как функции коэффициента усиления мишени

$$\eta_P = \eta_{th} - \frac{1}{\eta_D (M + 1)}. \quad (2.38)$$

Часть полной вырабатываемой электроэнергии, периодически отбираемой для питания драйвера, определяется выражением

$$F_D = 1/\eta_D \eta_{th} (M + 1).$$

Исходя из этих предварительных рассуждений, можно определить требуемые коэффициенты усиления мишени для двух случаев.

Инженерный критический эксперимент: выделяемая энергия синтеза достаточна только для компенсации энергии, потребляемой драйвером, т. е. $F_D = 1$. Тогда в критическом эксперименте усиление мишени

$$M^{EB} = (1 - \eta_D) / \eta_D. \quad (2.39)$$

Физический критический эксперимент: выделяемая энергия синтеза достаточна только для баланса с выходной энергией драйвера

$$M^{SB} = 1. \quad (2.40)$$

Для типичных тепловых циклов η_{th} меняется в интервале от 35 до 50%. К тому же КПД большинства драйверов ограничен $\eta_D \sim 10\%$. Таким образом,

$$M^{EB} \sim 10. \quad (2.41)$$

Очевидно, что для заметной выработки энергии необходимо, чтобы

$$M \geq 100. \quad (2.42)$$

Действительно, для большинства энергетических промышленных установок, использующих схему инерциального термоядерного синтеза, коэффициент усиления мишени M лежит в интервале от 150 до 200.

Например, в проекте реактора на основе лазерного термоядерного синтеза типа SOLASE, разработанного в Висконсине [20], предполагаются следующие параметры: КПД лазера $\eta_D = 0,07$; энергия, выделяемая в реакциях синтеза, $E_{fus} = 150$ МДж; энергия излучения лазера $E_{dl} = 1$ МДж. При этих параметрах коэффициент усиления мишени $M = 150$.

Как следует из (2.39), коэффициент усиления мишени, необходимый для осуществления инженерного критического эксперимента, оказыва-

ется функцией, очень чувствительной к КПД драйвера. К сожалению, во многих перспективных проектах лазерных драйверов значение КПД драйвера лежит в интервале от 4 до 8%. Отсюда следует необходимость в разработке мишеней с большим коэффициентом усиления. Например, при энергии драйвера от 1 до 2 МДж в импульсе необходимо иметь выход энергии синтеза от 100 до 250 МДж в каждом выстреле. При таких низких КПД драйвера для питания лазера потребуются отбирать значительную часть F_D полной вырабатываемой энергии (от 20 до 50%). Для уменьшения периодически отбираемой доли энергии (до 10%) в схемах с лазерным синтезом потребовалось бы создать очень большие драйверы с огромной выходной энергией.

Между тем для сравнения необходимо отметить, что КПД драйверов на легких и тяжелых ионах может достигать 20–30%. Большие коэффициенты усиления энергии в мишени ($M = 100 \div 200$) позволили бы снизить долю отбираемой энергии до 10% для драйверов с энергией от 1 до 2 МДж при выходе энергии синтеза в каждом выстреле от 100 до 250 МДж. Кроме того, большие КПД драйверов на заряженных частицах позволяют использовать их при низких коэффициентах усиления мишени за счет увеличения энергии драйвера (10 МДж) и выхода энергии синтеза (300 МДж).

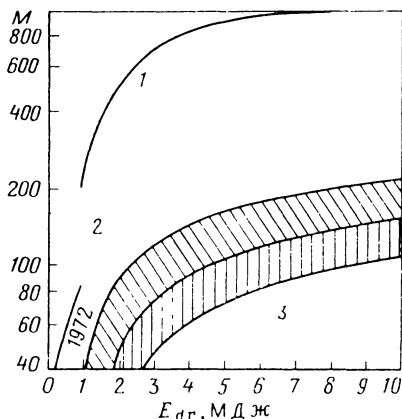
Для более глубокого анализа возможных в инерциальном термоядерном синтезе коэффициентов усиления мишени следует более детально рассмотреть коэффициент усиления энергии топлива G_F в случае D–T-смеси. Хотя максимальная скорость D–T-реакции достигается при температуре от 20 до 80 кэВ, имеет смысл взять за основу более умеренную температуру зажигания (10 кэВ). Тогда для прохождения одной D–T-реакции требуется энергия $4 \cdot 10$ кэВ (включая тепловую энергию ионов и электронов). Следовательно, коэффициент усиления энергии в одной D–T-реакции будет равен 440 (17,7 МэВ / (4 · 10 кэВ)). Это значит, что при 100%-ном выгорании однородно нагретого ядра мишени будет достигнут $G_F = 440$. Но этого явно недостаточно, так как уже отмечалось, что типичное значение степени выгорания $f_B \sim 30 \div 50\%$. Кроме того, коэффициент передачи энергии $\epsilon_D \sim 0,05$ подразумевает, что для достижения усиления мишени $M \sim 100$ потребуются коэффициент усиления топлива $G_F \sim 2000$ или даже больше.

Как сконструировать мишени с таким высоким коэффициентом усиления? Полезно сделать несколько оценок с точностью до порядка величин. Пусть удалось сжать ядро мишени до желаемых условий, т. е. до $\rho R \sim 3$ г/см². Так как этого достаточно для захвата α -частиц — продуктов реакций (с пробегом 0,5 г/см²), необходимо только нагреть ядро до температуры зажигания около 1 – 2 кэВ. Это соответствует характерной энергии зажигания $e_{ign} \sim 30$ МДж/г. Для того чтобы получить необходимое значение ρR , потребуются степень сжатия $\eta \sim 10^4$. Если удастся сжать ядро до вырожденного состояния, при котором $kT < \epsilon_F \sim 1$ кэВ, тогда для сжатия потребуются энергия (работа $P\Delta V$) $e_{comp} \sim 30$ МДж/г. Следовательно, полная энергия, которую необходимо вложить в топливо, есть суммарная энергия, затрачиваемая на зажигание и сжатие, равная 60 МДж на 1 г топлива. Но для топлива с $\rho R \sim 3$ г/см² выход энергии синтеза $e_{fus} \sim 10^5$ МДж/г. Отсюда максимально достижимый для таких мишеней коэффициент усиления топлива

$$G_F = e_{fus}/e_{core} \sim 10^5/60 \sim 1,5 \cdot 10^3.$$

Рис. 2.6. Зависимость расчетных коэффициентов усиления мишени от энергии излучения драйвера:

1 — область оптимистических оценок коэффициента усиления энергии; 2 — область инициирования термоядерного горения мишени; 3 — плохое поглощение энергии



Если вспомнить, что примерно 95% энергии драйвера затрачивается на процесс абляции, необходимый для осуществления высокого сжатия, так что $\epsilon_D = 0,05$, получится, что коэффициент усиления мишени

$$M = E_{fus}/E_{dr} = 75.$$

Из приведенных рассуждений ясно, что такие высокие коэффициенты усиления мишени должны достигаться за счет процессов самонагрева и распространения термоядерного горения, позволяющих снизить энергию драйвера так, чтобы она затрачивалась только на зажигание топлива.

Отвлекаясь несколько в сторону, следует заметить, что коэффициент усиления топлива имеет тенденцию к увеличению с возрастанием как энергии излучения драйвера, так и выхода энергии синтеза. К примеру, численный и аналитический расчет мишеней различной конструкции предсказывает зависимость (рис. 2.6) [24, 25]

$$M = M_0 E_{dr}^{0,4}. \quad (2.43)$$

Здесь M_0 в зависимости от модели (и степени оптимизма) изменяется примерно от 30 до 300.

2.6. ФИЗИКА ГОРЕНИЯ В ИТС

Ключом к практическому приложению инерциального синтеза является реализация больших коэффициентов усиления мишени или, говоря другими словами, максимизация отношения выделяемой энергии синтеза к энергии драйвера. Рассмотрение, проведенное выше, показало, что для компенсации низких КПД драйвера и гидродинамического КПД требуются коэффициенты усиления мишени вплоть до 100. В инерциальном синтезе достижение таких высоких коэффициентов усиления мишени связано с использованием преимуществ нескольких важных физических процессов: 1) изэнтропийного сжатия топлива до очень больших плотностей; 2) самонагрева сжатого топлива до высоких температур за счет захвата частиц — продуктов реакции (α -частиц); 3) зажигания только малой области в сжатом топливе, так чтобы термоядерное горение распространялось затем через оставшуюся часть топлива.

Каждый из названных здесь процессов проанализирован ниже, а также рассмотрено их влияние на усиление мишени.

2.6.1. Сжатие мишени. Для того чтобы оценить важность процесса сжатия топлива, рассмотрим некоторые детали его нагрева до температуры синтеза в несжатом состоянии. Пусть мишень представляет собой, в частности, простую сферическую капельку D—T-топлива, имеющего плотность жидкой фазы $\rho = 0,2 \text{ г/см}^3$ (плотность частиц $n = 4,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$). Основная идея заключается в том, чтобы попытаться нагреть топливную каплю до термоядерных температур так быстро, чтобы заметное число D—T-реакций синтеза успело произойти до разлета капли. Эта проблема включает в себя несколько важных физических процессов: нагрев мишени до температуры синтеза энергией излучения драйвера, поглощаемой на ее поверхности; релаксация электронной и ионной температур в топливе и гидродинамическое расширение или разлет мишени. Рассмотрение будет построено в рамках простой модели [21, 23].

Основой понимания физической сущности проблемы служит тот факт, что энергия излучения драйвера может поглощаться только во внешних слоях мишени. К примеру, лазерное излучение будет проникать только до критической плотности (10^{21} см^{-3} для длины волны 1,06 мкм). Следовательно, внутренняя область мишени должна прогреваться до температур синтеза за счет каких-то механизмов, отличных от поглощения лазерного излучения. (Следует заметить, что если разработать ультрафиолетовые лазеры с длиной волны, скажем, от 0,1 до 0,2 мкм, то в данном случае световое излучение сможет проникать в плазму даже с плотностью жидкости.)

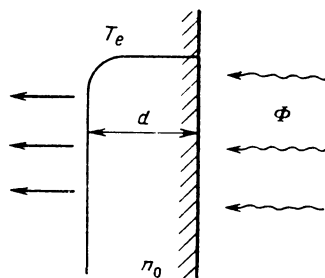
В качестве основного механизма нагрева можно взять электронную теплопроводность. Так как электроны обладают достаточно большой подвижностью, обусловленной их малой массой, плазма оказывается очень хорошим проводником теплоты. Теплопроводность сильно зависит от температуры ($\kappa \sim T^{5/2}$). Такая температурная зависимость приводит к некоторым нелинейным эффектам теплопроводности, которые рассмотрены в гл. 4 [26]. Однако непосредственное отношение к настоящему анализу имеет процесс формирования волны теплопроводности, которая, распространяясь в мишени, нагревает вещество топлива.

В реальном процессе нагрева капли обнаруживается взаимосвязь множества физических явлений, включая поглощение энергии драйвера; передачу этой энергии внутрь мишени за счет электронной теплопроводности; нагрев и испарение поверхности мишени; распространение тепловой и ударной волн в плотном топливе капли. Однако при обсуждении нагрева несжатой мишени с постоянной плотностью жидкости следует рассмотреть только простую модель, в которой передача энергии излучения драйвера внутрь поверхности плоской (одномерной) мишени происходит таким образом, что температура поверхности сохраняется постоянной. Здесь предполагается, что температура поверхности мишени будет поддерживаться излучением драйвера.

Этот процесс приведет к распространению волны теплопроводности, нагревающей плотное вещество топлива и направленной внутрь мишени. Можно, исходя из простого энергетического баланса (рис. 2.7), определить, на какое расстояние d_{HW} распространиться в мишени звуковая волна за время t . Если n_0 — плотность частиц в мишени, а Φ — интенсивность излучения драйвера в Вт/см², на ее поверхности, тогда энергия, падающая на поверхность, будет равна тепловой энергии на единицу площади мишени:

$$\Phi t \sim n_0 k T_e d_{HW}. \quad (2.44)$$

Рис. 2.7. Распространение тепловой волны в мишени, нагреваемой лазерным излучением



Можно связать поток падающей энергии с потоком тепловой энергии, распространяющимися внутрь мишени с помощью закона теплопроводности Фурье

$$q' = -\kappa \partial T / \partial x,$$

где κ — коэффициент теплопроводности. Если приравнять поток падающей энергии к тепловому потоку и считать, что температурный градиент $\partial T / \partial x \sim (T_e / d_{HW})$, то получим, что

$$\Phi \sim \kappa T_e / d_{HW}.$$

Выше уже отмечалось, что теплопроводность в плазме зависит от температуры:

$$\kappa = \kappa_0 T_e^{5/2}.$$

Теперь можно записать выражение для глубины проникновения тепловой волны в виде

$$d_{HW} \sim \left[\frac{\kappa_0 T_e^{5/2} t}{\kappa n_0} \right]^{1/2} \quad (2.45)$$

(в гл. 4 показано, что точное решение нелинейного уравнения диффузии, описывающего теплопроводность в плазме, дает аналогичный результат).

Теперь необходимо учесть, что вещество капли будет разлетаться в процессе распространения волны разрежения, имеющей скорость звука и направленной внутрь от ее поверхности. Глубина проникновения такой волны расширения описывается выражением

$$d_H = c_{st} t = v_0 \left[\frac{k(T_e + T_i)}{2} \right]^{1/2} t. \quad (2.46)$$

Если заметить, сравнивая (2.45) и (2.46), что $d_{HW} \sim t^{1/2}$ и $d_H \sim t$, то получится, что волна теплопроводности сначала будет распространяться в мишени быстрее, чем волна разрежения. Фронты волн разрежения и теплопроводности пересекутся при $d_{HW} \sim d_H$ или

$$d_{HW} = \left(\frac{\kappa_0}{2v_0 n_0} \right) \frac{T_e^{5/2}}{[k(T_e + T_i)/2]^{1/2}}. \quad (2.47)$$

В этой точке плотность мишени понизится и излучение драйвера (например, лазера) сможет проникать глубже, нагревая топливо непосредственно.

Тепловая энергия (на единицу площади) нагретой области мишени описывается выражением

$$E_{ther} = \frac{3}{2} n_0 k (T_e + T_i) d_{HW}.$$

Если эта область нагрета до температур синтеза, тогда выделяемая энер-

гия синтеза, выраженная через скорость реакций, равна

$$E_{fus} = \frac{n_0^2}{4} \langle v\sigma \rangle W \tau_R d_{HW},$$

где интервал времени, в течение которого происходят реакции τ_R , может быть идентифицирован как время разлета

$$\tau_R \sim \tau_d \sim \frac{d_{HW}}{cS} = \frac{2\kappa_0 T_e^{5/2}}{v_0^2 n_0 k^2 (T_e + T_i)}.$$

При какой температуре следует оценивать $\langle v\sigma \rangle$? Прежде всего волна теплопроводности будет нагревать электроны. Процесс последующего выравнивания ионной и электронной температур описывается скоростным уравнением

$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{1}{\tau_{ei}} (T_e - T_i),$$

$$\tau_{ei} = \frac{3m_e m_i}{8(2\pi)^{1/2} n e^4 \ln \Lambda} \left(\frac{T_e}{m_e} \right)^{3/2}.$$

Если просто оценить производную как $dT_i/dt \sim T_i/\tau_R$, то

$$T_i \sim \frac{\tau_R}{\tau_{ei}} (T_e - T_i).$$

При подстановке полученного выражения в уравнение для времени разлета τ_R находим

$$T_i \sim 0,315 T_e. \quad (2.48)$$

Проведенный простой анализ показывает, что энергетическое равновесие между ионами и электронами достигается не полностью [27, 28]. Ионная температура в области прохождения реакций будет всегда значительно ниже электронной температуры. (Этот факт подтверждается расчетами на ЭВМ.)

Объединив полученные уравнения, можно оценить тепловую энергию топлива мишени как

$$E_{ther} = \frac{3}{2} \frac{\kappa_0}{v_0} T_e^{5/2} \left(\frac{T_e + T_i}{2k} \right)^{1/2}.$$

Теперь найдем

$$\frac{E_{fus}}{E_{ther}} = \frac{1}{6} \langle v\sigma \rangle W \left[\frac{\kappa_0 T_e^{5/2}}{v_0^2 k^3 (T_e + T_i)^2} \right]. \quad (2.49)$$

Бракнер и Джорна привели для нескольких типичных случаев численные оценки. Температуре $T_e = 10$ кэВ соответствует ионная температура $T_i = 3,15$ кэВ, а отношение выделяемой энергии синтеза к тепловой энергии при этом равно 0,0775. Электронная температура $T_e = 30$ кэВ соответствует ионной температуре $T_i = 9,45$ кэВ и отношению энергий 3,54. Если предположить, что излучение драйвера падает на площадь ми-

шени, равную πd_{HW}^2 , тогда в первом случае потребуется энергия излучения драйвера 505 кДж, а во втором случае (превосходящем условия критического эксперимента) — 1,12 МДж.

Итак, оценки в рамках этой простой модели показали, что для осуществления критического эксперимента потребуется энергия драйвера порядка 10^3 МДж. Это значение определяется соотношением времен распространения волны теплопроводности в мишени и электрон-ионной релаксации с временем разлета мишени. Проведенный анализ показывает, что прямой нагрев несжатой мишени представляется в рамках такой модели совершенно нереальным (а еще не учитывались неполное поглощение энергии излучения драйвера, энергетические потери на абляцию поверхности или, например, наличие градиентов плотности и температуры на нагретых слоях).

Следовательно, для достижения заметного усиления энергии необходимо сжатие топлива. Важность этого процесса уже иллюстрировалась выше [см. (2.29)] при выводе выражений для требуемой энергии драйвера (с учетом ограничений, накладываемых на полученный результат), МДж,

$$E_{dr} \sim \frac{M^3}{(\beta\epsilon)^4} \frac{1}{\eta^2} 1,6.$$

Из соотношения видно, что требуемая энергия драйвера обратно пропорциональна квадрату степени сжатия. Таким образом, необходимо сжимать топливо до возможно больших плотностей.

2.6.2. Процесс самонагрева. Второй важной задачей в проблеме осуществления инерциального термоядерного синтеза является достижение таких плотностей топлива, при которых становится возможным захват значительной доли энергии частиц — продуктов реакций. Если это осуществить, тогда энергия продуктов реакций будет поглощаться в зоне прохождения реакций синтеза, повышая ее температуру и увеличивая, таким образом, скорость реакций. Требование эффективного термоядерного горения заключается в том, чтобы пробег заряженных частиц — продуктов реакций был много меньше размеров плотного ядра. Как только начнется горение, энергия, оставленная частицами — продуктами реакций, быстро нагреет ядро (так называемый процесс бутстрэпа) до высоких температур (20 — 80 кэВ), при которых скорость реакций синтеза очень велика [29 — 31].

Частицами — продуктами D—T-реакций являются α -частицы и нейтроны с энергией 14,1 МэВ. Отношение пробега α -частицы к радиусу сжатого топливного ядра зависит от электронной температуры [27]

$$\frac{\lambda_\alpha}{R} \sim \frac{1,9}{(1 + 122/T_e^5/4)} \frac{1}{(\rho R)}, \quad (2.50)$$

где T_e измерена в килоэлектрон-вольтах. Отношение пробега 14,1 МэВ нейтронов к радиусу ядра R

$$\lambda_n/R \sim 4,6/\rho R. \quad (2.51)$$

При электронной температуре около 10 кэВ пробег нейтрона примерно в 20 раз превышает пробег α -частицы. Поэтому в первом приближении можно рассматривать самонагрев только за счет α -частиц (самонагрев за счет нейтронов рассмотрен в гл. 4).

Что касается энергии α -частиц, поглощенной в топливе, то ее часть

$$f_j = (1 + 32/T_e)^{-1}$$

будет передана ионами. Например, при температуре 10 кэВ $f_j = 0,24$, так что около 25% энергии α -частиц пойдет на повышение температуры топлива (и скорости реакций) в результате эффекта бутстрэпа.

Простая модель для оценки влияния эффекта самонагрева на зажигание и горение топлива была разработана в [21]. Если обозначить через $W_{\text{деп}}$ энергию α -частицы, поглощенную в топливе, тогда, приравняв скорость поглощения энергии к скорости увеличения тепловой энергии (при $T_e = T_j$), для самонагрева запишем:

$$\begin{aligned} \left. \frac{dE}{dt} \right| &= \frac{4\pi R^3}{3} \frac{n^2}{4} \langle v\sigma \rangle W_{\text{деп}} = \frac{dE_{\text{th}}}{dt} = \\ &= \frac{4\pi R^3}{3} 3nk \frac{dT}{dt}. \end{aligned} \quad (2.52)$$

Время, в течение которого происходит нагрев и синтез, опять-таки определяется временем разлета топлива. Если температура постоянна, тогда $\tau_d \sim R/c_S$. Однако в этом случае необходимо учесть зависимость скорости звука от температуры: $c_S = v_0 (kT)^{1/2}$. Если заменить переменные и ввести $R(t)$ вместо t , тогда, представив dR/dt как скорость звука, можно проинтегрировать (2.52) следующим образом:

$$\frac{1}{12} \int_0^R n dr = \int_{T_0}^{T_1} \frac{v_0 T^{1/2} dT}{\langle v\sigma \rangle W_{\text{деп}}}, \quad (2.53)$$

где T_0 — начальная температура; T_1 — температура через время, соответствующее время разлета топлива. Тепловая энергия мишени, соответствующая зажиганию,

$$E_{\text{ther}}(0) = \frac{4\pi R^3}{3} 3nkT_0.$$

Проинтегрировав скорость реакции синтеза, найдем полную, выделяемую в процессе синтеза энергию:

$$E_{\text{fus}}(t) = \frac{4\pi R^3}{3} \frac{W}{4} \int_0^t n^2 \langle v\sigma \rangle dt'.$$

Теперь определим отношение

$$\frac{E_{\text{fus}}}{E_{\text{ther}}(0)} = \frac{W}{12kT_0} \int_0^t n \langle v\sigma \rangle dt' = \frac{W}{T_0} \int_{T_0}^{T_1} \frac{dT}{W_{\text{деп}}(T)}. \quad (2.54)$$

Для завершенности вычислений нужно оценить выделение энергии от α -частиц $W_{\text{деп}}$. Бракнер и Джорна использовали простую интерполяцию

$$W_{\text{деп}} = W_\alpha \left(\frac{R}{R + \lambda_\alpha} \right), \quad (2.55)$$

где $W_\alpha = 3,5$ МэВ, а λ_α — пробег α -частицы. Для определения отношения

$E_{fus}/E_{ther}(0)$ они проинтегрировали (2.54) для различных энергий излучения драйвера. Эффективный самонагрев может привести к значительному снижению требуемых энергий драйвера. Например, если отношение $E_{fus}/E_{ther}(0) = 100$, то по сравнению с нагревом несжатой мишени требуемую энергию излучения драйвера можно уменьшить в 400 раз, так как в данном случае относительно небольшое ее значение расходуется только на зажигание топлива.

Оптимальная энергия зажигания зависит от нескольких факторов. Например, для низких температур важным механизмом энергетических потерь является тормозное излучение. При температуре ниже 4 кэВ скорость потерь энергии на тормозное излучение примерно в 4 раза превышает скорость нагрева α -частицами. Условия, при которых мишень прозрачна для тормозного излучения, определяются выражением [23]

$$n^2 R < 6,43 \cdot 10^{47} (kT)^{7/2} \text{ см}^{-5}. \quad (2.56)$$

Если считать, что время разлета $\tau_d = R/c_S$, то отсюда можно определить условие требуемого сжатия:

$$\eta = \frac{n}{n_L} < 7,75 \cdot 10^4 \left[\frac{E_{fus}}{E_{ther}(0)} \right]. \quad (2.57)$$

Следовательно, при степени сжатия от 10^3 до 10^4 и отношении $E_{fus}/E_{ther}(0)$ от 100 до 1000 мишень становится непрозрачной для тормозного излучения, зажигание может происходить при температурах $T_0 < 4$ кэВ. При большем самонагреве оптимальная температура зажигания составляет около 2 кэВ.

2.6.3. Распространение термоядерного горения. В инерциальном термоядерном синтезе сжатия топлива и самогрева α -частицами недостаточно для достижения требуемых больших коэффициентов усиления энергии в мишени. Необходимо сконструировать термоядерную мишень таким образом, чтобы использовать дополнительно преимущества процесса распространения термоядерного горения. Здесь сущность идеи заключается в том, чтобы использовать ударное сжатие для инициирования зажигания в центре мишени, т. е. поджига центральной искры, окруженной холодным топливом с температурой ниже зажигания. По мере горения искра становится прозрачной для продуктов реакций, они вылетают наружу и быстро прогревают прилежащие слои топлива до температуры зажигания. Таким образом, при поджиге можно стимулировать появление сферически расширяющейся волны горения, которая распространяется наружу, иницируя зажигание во всем сжатом ядре мишени. Результаты модельных расчетов на ЭВМ процесса распространения волны термоядерного горения в сферической мишени приведены на рис. 2.8 [20].

Передача энергии от горящей центральной области в прилежащее холодное топливо может осуществляться в результате трех механизмов [21]: гидродинамического процесса передачи энергии (благодаря стремительному росту давления в области горения); электронной теплопроводности; поглощения энергии вылетающих продуктов реакций (α -частиц, нейтронов и γ -квантов). Обычно фронт волны горения движется со сверхзвуковой скоростью, так что гидродинамический процесс передачи энергии не является преобладающим.

Так как в процессе распространения волны горения гидродинамические эффекты имеют второстепенное значение, Бракнер и Джорна смодели-

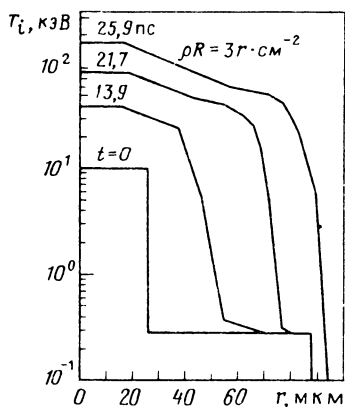


Рис. 2.8. Распространение волны термоядерного горения в сжатом ядре мишени, нагретом до $T = 10$ кэВ. (Инженерная программа по инерциальному синтезу Висконсинского университета)

лировали этот процесс, пренебрегая гидродинамическим движением, и определили скорость распространения волны горения, исходя из закона сохранения энергии. Прежде всего, они отметили, что если характеризовать область центральной искры плотностью n_0 и радиусом r , скорость выделения энергии в однородной центральной области можно записать в виде

$$\frac{dE_{\text{fus}}}{dt} = \frac{4\pi r^3}{3} \langle v\sigma \rangle W_{\alpha} \frac{n_0^2}{4}$$

(здесь поглощение энергии нейтронов не учитывается). Рассчитаем скорость изменения внутренней энергии в расширяющейся области

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi r^3 n_0 k T_0 \right) = \frac{4}{3} \pi r^3 n_0 k \dot{T}_0 + 4\pi n_0 r^2 k T_0 \dot{r}.$$

Приравнявая эти два выражения, получаем уравнение для радиуса области зажигания r :

$$\dot{r} = \frac{n_0 \langle v\sigma \rangle W_{\alpha}}{12kT_0} r - \frac{1}{3} r \frac{\dot{T}_0}{T_0}. \quad (2.58)$$

Температура этой области T_0 будет возрастать до тех пор, пока пробег α -частиц λ_{α} не увеличится настолько, что они смогут вылетать в окружающее топливо, т. е. до момента, когда T_0 будет соответствовать $\lambda_{\alpha} \sim r$:

$$r \sim \lambda_{\alpha} = \lambda_0 \frac{T_0^{3/2}}{n_0} \quad \text{для } T_0 > 40 \text{ кэВ.}$$

Отсюда следует, что $\dot{T}_0/T_0 \sim 2\dot{r}/3r$. Напомним, что скорость звука $c_S = v_0 T^{1/2}$. Следовательно, отношение скорости фронта горения к скорости звука

$$\frac{\dot{r}}{c_S} \sim 3 \langle v\sigma \rangle W_{\alpha} \frac{\lambda_0}{44v_0}.$$

При температуре $kT > 15$ кэВ $\dot{r}/c_S > 2$, т. е. скорость распространения фронта волны горения в холодном топливе становится сверхзвуковой.

С учетом уравнения самонагрева (2.54) оценим энергию драйвера, необходимую для инициирования зажигания. Пусть $kT_1 = 4$ кэВ и $kT_0 = 2$ кэВ. Тогда необходимая для зажигания центральной области начальная тепловая энергия, КДж,

$$E_{\text{ther}} = \frac{4}{3} \pi n_0 r^3 k T_0 = 7,99 \cdot 10^6 \eta^2.$$

Минимальная внутренняя энергия холодного топлива равна энергии вырождения электронов (энергии отталкивания вырожденных электронов), кДж,

$$E_{\text{deg}} = \frac{4}{3} \pi R^3 n_0 \epsilon_{\text{deg}} = 80,5 R^3 \eta^{5/3},$$

где $\epsilon_{\text{deg}} = 2,68 \eta^{2/3}$ эВ — энергия вырождения, приходящаяся на один электрон. После зажигания топливо горит при температуре 40 — 150 кэВ. Если учесть выгорание топлива, как

$$dn/dt = -(n^2/2) \langle v\sigma \rangle,$$

то для

$$n(t)/n_0 = 1 / \left(1 + \frac{1}{2} \langle v\sigma \rangle n_0 t \right)$$

выход энергии синтеза

$$E_{\text{fus}} = \frac{4}{3} \pi R^3 (n_0 - n) W_{\text{fus}}/2 = \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{n_0^2}{4} W_{\text{fus}} \times$$

$$\times \left[\frac{\langle v\sigma \rangle t}{1 + \frac{1}{2} \langle v\sigma \rangle n_0 t} \right]. \quad (2.59)$$

Если считать, что t есть время разлета топлива $\tau_d = R/c_S$, и в дальнейшем предполагать, что горение происходит при температуре 80 кэВ и E_{fus} выражено в килоджоулях, то

$$E_{\text{fus}} = \frac{1,75 \cdot 10^7 \eta^2 R^4}{1 + 0,00648 R \eta}.$$

Бракнер и Джорна [21] использовали это выражение для расчета усиления топлива $G_F = E_{\text{fus}}/E_0$ при различных энергиях зажигания E_0 и степенях сжатия η . Полученные результаты отложены в виде кривых на рис. 2.9. Аналогичные оценки, сделанные с помощью модельных ра-

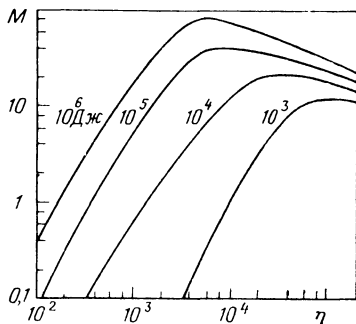
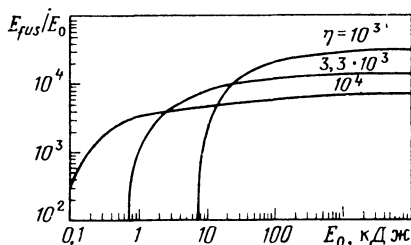


Рис. 2.9. Аналитические оценки относительного выделения энергии синтеза в холодном D-T-топливе, поджигаемом сферической волной горения [21], полученные для различных степеней сжатия мишени

Рис. 2.10. Зависимости коэффициента усиления мишени от степени сжатия, полученные в расчетах по программе LASNEX при различных энергиях лазерного излучения [19]

счетов на ЭВМ на основе программы LASNEX в Ливерморе [32], приведены на рис. 2.10. Из найденных результатов следует, что при распространении горения достижимы очень большие коэффициенты усиления энергии.

2.6.4. Некоторые дополнительные замечания. Итак, основными предпосылками достижения больших коэффициентов усиления энергии в инерциальном термоядерном синтезе являются сжатие, самонагрев и распространение термоядерного горения. Залог успеха заключается в сжатии топлива до очень высокой плотности, но таким образом, чтобы только центральная область прогревалась до температур зажигания. Зажигание остальной топливной среды будет инициировано в процессе самонагрева и распространения горения.

Большие сжатия потребуют больших скоростей имплозии вещества, окружающего топливную область. При температуре зажигания, равной 3 кэВ, скорость теплового движения ионов

$$v_{th} = (kT_i/m_i)^{1/2} = 3,3 \cdot 10^7 \text{ см/с.}$$

Если приблизительно сопоставить это значение со значением требуемой скорости имплозии, то из грубой оценки энергии, необходимой для имплозии [31] мишени с массой 1 мг, находим

$$E_{imp} = \frac{1}{2} m u_{imp}^2 \sim \frac{1}{2} m v_{th}^2 = 45 \text{ кДж.}$$

Вторым важным моментом в реализации большого усиления энергии является сжатие топлива таким образом, чтобы избежать предварительного нагрева вещества топлива, т. е. изэнтропийно. Если оценить минимальную работу, необходимую для сжатия топлива, с учетом приближения идеального газа для адиабатического сжатия (см. гл. 3) $PV^\gamma = \text{const}$, то

$$W_{1 \rightarrow 2} = \frac{nk}{1-\gamma} T_1 \left[\left(\frac{V_1}{V_2} \right)^\gamma - 1 \right]$$

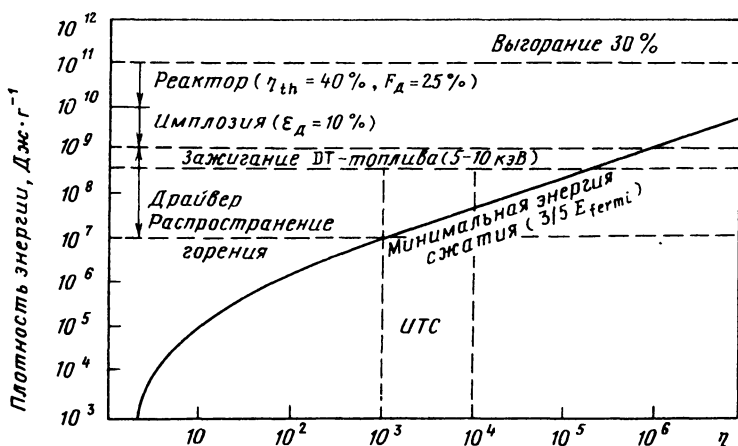


Рис. 2.11. Зависимость плотности энергии, необходимой для зажигания топлива, от различных степеней сжатия [22]

Например, если сжатие топлива начинается при температуре $T_1 = 1$ эВ, то для объемного сжатия — 1000 мишени массой 1 мг требуется энергия только 6 кДж.

Результаты расчетов подобного рода приведены на рис. 2.11, на котором изображена зависимость требуемой энергии имплозии, приведенной к единице массы мишени, от степени сжатия.

ГЛАВА 3

ФИЗИКА ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО СЖАТИЯ

Главная задача инерциального термоядерного синтеза — осуществление такого режима сжатия мишени, когда до температуры зажигания доводится лишь ее центральная часть, а основная часть топлива остается холодной. При этом в центральной области происходит инициирование термоядерных реакций, а затем через холодную сжатую массу топлива распространяется волна термоядерного горения. Этот подход позволяет минимизировать требования к энергии драйвера, так как она используется только для сжатия топлива до высокой плотности, достаточной для зажигания и эффективного термоядерного горения мишени.

Наиболее существенные процессы, связанные с этой схемой, показаны на рис. 3.1 [1, 2]. Энергия драйвера вкладывается во внешние слои топливной мишени (скорее даже, во внешние слои плазменной короны, окружающей мишень). Затем в результате электронной теплопроводности эта энергия переносится внутрь поверхности абляции, где она вызывает нагрев и разлет вещества мишени. Большое давление, возникающее в результате испарения-абляции, приводит к созданию ударной волны, направленной внутрь мишени. Эта волна сжимает топливо до очень высокой плотности, но таким образом, чтобы не возникало преждевременного нагрева топлива (изоэнтропийное сжатие). В этом случае для достижения состояния топлива, необходимого для термоядерного горения, требуется произвести минимальную работу. При достижении максимального сжатия центральная область мишени доводится до температуры инициирования термоядерных реакций сходящимися ударными волнами. В результате образуется волна термоядерного горения, распространяющаяся из центра мишени к ее периферии сквозь холодное сжатое топливо, и происходит выделение термоядерной энергии.

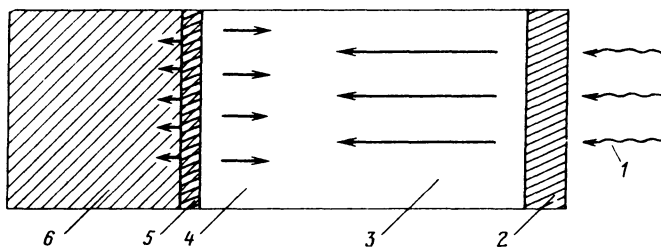


Рис. 3.1. Физические процессы, характеризующие имплозию мишеней инерциального термоядерного синтеза:

1 — излучение драйвера; 2 — поглощение излучения; 3 — теплопроводность; 4 — абляция; 5 — ударная волна; 6 — холодное топливо

Чтобы обеспечить такое энергетически выгодное термоядерное горение, гидродинамика процесса имплозии должна удовлетворять следующим двум условиям. Во-первых, необходимо сжать ядро мишени в изэнтропийном режиме до значения $\rho R > 1 \text{ г/см}^2$. Во-вторых, необходимо обеспечить такой режим сжатия, при котором интенсивность ударной волны, сходящейся в центре мишени, была бы достаточной для нагрева топлива и инициирования термоядерных реакций в небольшой центральной области перегретого топлива в момент схлопывания ударных волн в центре мишени.

Рассматривать наиболее важные физические процессы, связанные с этим подходом к инерциальному термоядерному синтезу надо в следующей последовательности: 1) изэнтропийное сжатие мишени сходящейся ударной волной; 2) уравнение состояния сильно сжатого вещества; 3) абляционное давление; 4) перенос энергии в плазме; 5) поглощение энергии драйвера.

3.1. ГИДРОДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

Рассмотрим гидродинамику однокомпонентной среды, аналогичной газу. Состояние плазмы можно охарактеризовать тремя гидродинамическими переменными: массовой плотностью:

$$\rho(r, t) = mn(r, t),$$

локальной скоростью среды $u(r, t)$ и температурой $T(r, t)$.

Законы сохранения массы, импульса и энергии можно записать в следующем виде соответственно [3 – 5]:

$$\left. \begin{aligned} \partial\rho/\partial t + \nabla \rho u &= 0; \\ \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \nabla \right) u - \frac{\rho}{m} F &= -\nabla P; \\ \rho c_v \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \nabla \right) T &= -\nabla q - P : \Lambda, \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

где P – тензор давления; q – плотность теплового потока;

$$\Lambda_{ij} = \frac{m}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right).$$

Эти уравнения можно вывести несколькими способами, например: с помощью введения пробных объемов (или частиц) или определения моментов уравнения Больцмана [6, 7]. Хотя данные уравнения и являются точными, они представляют собой неполную систему, так как тензор давления и тепловой поток, входящие в них, еще не определены. Чтобы замкнуть данную систему уравнений, естественно ввести законы переноса в обычных приближениях.

1) Закон вязкости Стокса

$$P = pI - 2 \frac{\mu}{m} \left(\Lambda - \frac{m}{3} I \nabla u \right), \quad (3.2)$$

где p – локальное гидростатическое давление, $p = \rho(k/m)T$ и μ – сдвиговая вязкость.

2) Закон Фурье для теплопроводности

$$\mathbf{q} = -\kappa \nabla T, \quad (3.3)$$

где κ — коэффициент теплопроводности.

Гидродинамические уравнения для такой среды запишем в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \rho \mathbf{u} &= 0; \\ \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \right) \mathbf{u} - \frac{\rho}{m} \mathbf{F} &= \\ = -\nabla p + \frac{1}{3} \nabla \mu \nabla \mathbf{u} + \mu \nabla^2 \mathbf{u}; \\ \rho c_V \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \right) T &= -\rho (\nabla \mathbf{u}) T + \nabla \kappa \nabla T. \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

Эти уравнения известны как уравнения Навье—Стокса.

До сих пор рассмотрение ограничивалось одноатомным газом. Однако часто возникает необходимость использовать двухкомпонентную модель плазмы, учитывая при этом как динамику ионов, так и электронов [8]. В этом случае необходимо применять шесть гидродинамических переменных: $\rho_e, \rho_i, u_e, u_i, T_e, T_i$. Очевидно, что тогда следует решать уже шесть гидродинамических уравнений. Более того, в такой модели возникают дополнительные сложности с электрическим и магнитным полями, поскольку кулоновское взаимодействие электронов и ионов является дальнедействующим. Следовательно, к этим шести гидродинамическим уравнениям необходимо добавить и уравнения Максвелла, обеспечивающие самосогласованное описание электромагнитных сил в среде. Такая расширенная система гидродинамических уравнений является более полной [9], но и очень сложной.

Применительно к большинству приложений инерциального синтеза можно определенным образом упростить эту систему уравнений для плазмы, полагая, что для всех пространственных масштабов разделения зарядов не происходит [10]. Точнее, если отношение дебаевской длины к средней длине свободного пробега электрона много меньше единицы $\lambda_D / \lambda_{ee} \ll 1$, то разделением зарядов можно пренебречь. Здесь [11]:

$$\lambda_D = (kT_e / 4\pi n_e e^2)^{1/2};$$

$$\lambda_{ee} = (3kT_e)^2 / 8(0,714) \pi n_e e^2 \ln \Lambda.$$

Применительно к инерциальному синтезу значение этого отношения обычно находится в пределах от 10^{-3} (для $n_e \sim 10^{23}$ и $kT_e \sim 1$ кэВ) до 0,03 (для $n_e \sim 10^{27}$ и $kT_e \sim 1$ кэВ).

Тот факт, что $\lambda_D \ll \lambda_{ee}$ (и, следовательно, λ_D много меньше характерных гидродинамических пространственных масштабов в плазме инерциального синтеза), позволяет исключить из гидродинамических уравнений силовой член $\rho E/m$ и избавиться от необходимости решать уравнения Максвелла совместно с уравнениями гидродинамики. (Следует отметить, что при машинных вычислениях коэффициентов переноса, которые появляются в гидродинамических уравнениях, если учитывается влияние электрического и магнитного полей, необходимость использования такого приближения часто отпадает [12].)

Малая дебаевская длина позволяет также считать, что плотности заряда и скорости электронной и ионной компонент равны, т. е. $n_e \sim Zn_i$; $u_e \sim u_i$. Следовательно, в этом приближении плазма ведет себя как однокомпонентная среда, а не смесь двух сред. Однако в большинстве случаев представляющие интерес временные масштабы много меньше, чем времена установления равновесия электронной и ионной температур (хотя обычно больше, чем времена установления электронного или ионного равновесия):

$$\tau_{ee} < \tau_{ij} \ll \tau \ll \tau_{ei}.$$

Тогда каждую из компонент плазмы следует характеризовать различными температурами $T_e \neq T_i$.

Поэтому для описания гидродинамики плазмы инерциального синтеза используется однокомпонентная двухтемпературная модель, для которой

$$n = n_i (1 + Z), \quad \rho = n(m_i + Zm_e),$$

$$u_i = u_e = u, \quad p = p_i + p_e, \quad T_i \neq T_e.$$

Прежде чем записать полную систему гидродинамических уравнений для плазмы инерциального синтеза, необходимо сделать ряд замечаний. Во-первых, из-за большого различия масс электронов и ионов ($m_i \gg m_e$) ионы характеризуют перенос импульса в плазме (и, следовательно, ее вязкость), а электроны — перенос энергии (и, следовательно, теплопроводность плазмы) [9, 13]. На математическом языке это означает:

$$\left. \begin{aligned} \mu_i \frac{\partial u_i}{\partial x} &\gg \mu_e \frac{\partial u_e}{\partial x}; \\ \kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial x} &\gg \kappa_i \frac{\partial T_i}{\partial x}. \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

Более того, очень высокая теплопроводность плазмы приводит к очень малым значениям числа Прандтля $Pr = \mu c_p / k \approx 0,065$, т. е. плазма инерциального синтеза почти лишена вязкости. Систему гидродинамических уравнений, описывающих однокомпонентную двухтемпературную модель плазмы инерциального синтеза, теперь запишем в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \rho u &= 0; \\ \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \nabla \right) u - \frac{\rho}{m} F &= \\ = -\nabla p + \frac{1}{3} \nabla \mu_i \nabla u + \mu_i \nabla^2 u; \\ \rho c_{ve} \left(\frac{\partial T_e}{\partial t} + u \nabla \right) T_e &= \nabla \kappa_e \nabla T_e - \\ - p_e (\nabla u) - \omega_{ei} (T_e - T_i) + S_e; \\ \rho c_{vi} \left(\frac{\partial T_i}{\partial t} + u \nabla \right) T_i &= \nabla \kappa_i \nabla T_i - \\ - p_i (\nabla u) + \omega_{ei} (T_e - T_i) + S_i. \end{aligned} \right\} \quad (3.6)$$

Такая система уравнений обычно решается в процессе машинных модельных расчетов мишеней (см. гл. 6 и 9). Двухтемпературная природа этих уравнений особенно важна для тех областей мишени, где происходит поглощение энергии драйвера и нагрев за счет электронной теплопроводности, т. е. области короны или области абляции. В этих областях электронная и ионная температуры связаны слабо.

В холодном сжатом плазменном ядре, рассматриваемом в данной главе, время установления электрон-ионного равновесия еще достаточно мало (порядка 10^{-12} с). Поэтому в дальнейшем можно использовать однокомпонентную модель плазмы. В рамках сделанных ограничений процессы, связанные со сжатием мишеней до очень высокой плотности, теперь можно рассмотреть более подробно.

3.2. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

Сжатие топлива в мишени инерциального синтеза проводится под действием абляционного давления на поверхности мишени, которая интенсивно испаряется при поглощении энергии драйвера. Скорость испарения вещества с поверхности мишени существенно зависит от локальной скорости звука в высокотемпературной зоне абляции. Но скорость звука в холодной области топлива перед фронтом абляции очень мала. Поэтому движение поверхности мишени, обусловленное абляционным давлением, по отношению к холодному топливу является сверхзвуковым и приводит к образованию ударной волны. В процессах сжатия термоядерных мишеней такие ударные волны играют важную роль. Ниже проведен анализ основных физических процессов, связанных с распространением ударной волны [4, 14 — 19].

Если в газ внезапно вводится сильное возмущение, например, вследствие разрыва некоторой поверхности раздела, поддерживающей перепад давления в газе, или в результате быстрого локального высвобождения энергии, то это возмущение будет затем распространяться в соседние области газа приблизительно с локальной скоростью звука c_s . Но скорость звука пропорциональна квадратному корню из плотности газа $c_s \sim \rho^{1/2}$. Поэтому области возмущения с более высокой плотностью будут стремиться распространяться быстрее, чем области с более низкой плотностью, что приведет к преобразованию возмущения плотности в резкий волновой фронт или в ударную волну, распространяющуюся быстрее, чем скорость звука в газе перед фронтом (рис. 3.2).

Математически ударную волну можно определить как любое скачкообразное возмущение, которое при распространении в газе вызывает изменение его состояния. Согласно уравнениям Эйлера для идеальной среды такие ударные волны будут распространяться в виде разрыва непрерывности в ρ , u и T . Однако такие явления диссипации, как вязкость и теплопроводность, должны привести к образованию конечной толщины фронта ударной волны (хотя толщина фронта ударной волны часто имеет порядок длины свободного пробега молекул газа).

Для большей определенности рассмотрим одномерное распространение ударной волны в некоторой среде справа налево со скоростью D . Предположим также, что среда перед фронтом ударной волны находится в стационарном состоянии и описывается переменными состояниями, показанными на рис. 3.3.

Естественно принять скорость газа перед ударной волной равной нулю, т. е. предположить, что газ перед ударной волной находится в состоя-

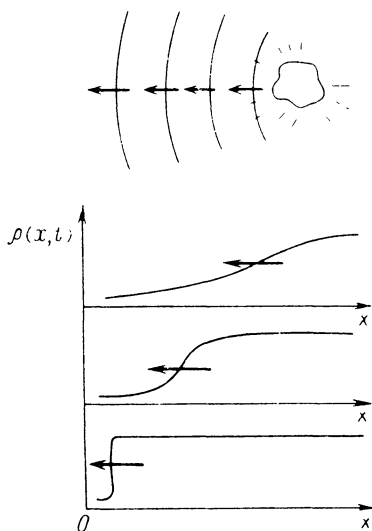


Рис. 3.2. Образование ударной волны

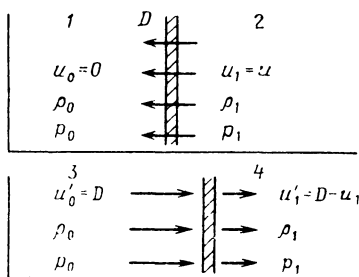


Рис. 3.3. Параметры ударной волны в лабораторной системе координат (сверху) и в системе координат, движущейся вместе с фронтом ударной волны (снизу):

1 — область перед фронтом ударной волны; 2 — за фронтом ударной волны; 3 — области движения по направлению ударной волны; 4 — область движения против направления ударной волны

нии покоя ($u_0 = 0$). Газ за ударной волной вовлекается в движение со скоростью u_1 . Обычно плотность ρ_0 и давление в газе p_0 перед ударной волной задаются вместе с некоторой мерой интенсивности ударной волны, такой, например, как ее скорость D или давление, образованное в газе ее фронтом p_1 . Теперь необходимо определить свойства газа после прохождения ударной волны, такие как плотность ρ_1 и скорость потока u_1 . Для этого вводят число Маха, характеризующее ударную волну. Оно определяется отношением скорости ударной волны к скорости звука в газе перед ударной волной:

$$M = D/c_{S0}.$$

Очевидно, что число Маха по определению больше единицы, и ударная волна распространяется в газе со сверхзвуковой скоростью.

Для анализа ударной волны проведем замену системы координат на движущуюся вместе с ударной волной (рис. 3.3). В этой системе кажется, что газ замедляется от скорости $u'_0 = D$ до меньшей скорости $u'_1 = D - u_1$. По этой причине области газа перед ударной волной и за ней называют областями ударной волны до фронта и за фронтом, или областями всасывания и выхлопа соответственно. Для удобства обозначения скоростей u_0 и u_1 в системе координат, движущейся с ударной волной, они помечены штрихами.

Параметры газа за фронтом можно легко определить, используя уравнения сохранения (3.1), записанные в одномерной форме (в которых вязкость и теплопроводность для начала приняты равными нулю):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) &= 0; \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(p + \rho u^2) &= 0; \end{aligned} \right\}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho e + \frac{\rho u^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho u \left(e + \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) \right] = 0. \quad (3.7)$$

Для удобства введем две новые величины: удельную внутреннюю энергию $e = c_v kT$ и удельную энтальпию $h = e + p/\rho$.

Для установившегося потока производными по времени можно пренебречь и проинтегрировать уравнения сохранения вдоль направления движения ударной волны. Это дает следующие соотношения: для сохранения массы, импульса и энергии соответственно

$$\left. \begin{aligned} \rho_0 u_0 &= \rho_1 u_1; \\ \rho_0 + \rho_0 u_0^2 &= \rho_1 + \rho_1 u_1^2; \\ h_0 + \frac{u_0^2}{2} &= h_1 + \frac{u_1^2}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (3.8)$$

Эти уравнения известны как соотношения Рэнкина—Гюгонио [4, 14, 16, 20]. Они достаточно общие и точные (и могут быть выведены на основе множества различных подходов с использованием простых физических величин).

Соотношения Рэнкина—Гюгонио представляют собой три уравнения для шести неизвестных (ρ_0, u_0, p_0) и (ρ_1, u_1, p_1), поскольку удельная энтальпия h задана через плотность и давление с помощью уравнения состояния

$$h_0 = h_0(\rho_0, p_0); \quad h_1 = h_1(\rho_1, p_1). \quad (3.9)$$

В невозмущенном газе перед ударной волной плотность и давление равны соответственно ρ_0 и p_0 . Кроме того, интенсивность ударной волны часто определяется в единицах ее скорости $D = u_0 - u_1$ или давления p_1 . (Обычно предполагается наличие последнего условия, так как оно наиболее близко аппроксимирует ситуацию, представляющую наибольший интерес применительно к инерциальному синтезу.) С учетом сказанного выше запишем систему из трех уравнений для трех новых неизвестных:

$$\rho_0, p_0, p_1 \rightarrow \rho_1, u_1, u_0. \quad (3.10)$$

Для дальнейшего рассмотрения необходимо использовать уравнение состояния газа. Теперь на некоторое время оставим эти приближения и рассмотрим распространение ударной волны в несколько другом аспекте. Начнем с решения соотношения Рэнкина—Гюгонио для скоростей течения к фронту и от него, выраженных в величинах удельных объемов $V_1 = 1/\rho_1$ и $V_0 = 1/\rho_0$:

$$u_0^2 = V_0^2 \left(\frac{p_1 - p_0}{V_0 - V_1} \right);$$

$$u_1^2 = V_1^2 \left(\frac{p_1 - p_0}{V_0 - V_1} \right),$$

но

$$\frac{1}{2}(u_0^2 - u_1^2) = \frac{1}{2}(p_1 - p_0)(V_0 + V_1),$$

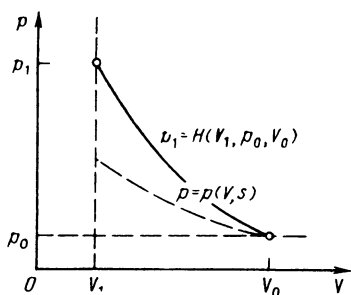


Рис. 3.4. Сравнение ударной адиабаты Гюгонио (сплошная кривая) с обычной адиабатой (штриховая кривая)

так что

$$h_1 - h_0 = \frac{1}{2} (p_1 - p_0) (V_0 + V_1).$$

Совместно с условиями (3.8) это выражение дает функциональную связь давления за ударной волной с давлением в газе перед ударной волной и удельными объемами

$$p_1 = H(V_1, p_0, V_0). \quad (3.11)$$

Эта функция, связывающая p_1 с $V_1 = 1/\rho_1$, известна как ударная адиабата Гюгонио [4]. Наиболее удобно представить эту функцию как кривую на обычной $p - V$ -диаграмме, известной из термодинамики (рис. 3.4).

Следует отметить, что ударная адиабата Гюгонио сильно отличается от $p - V$ -зависимости, характеризующей обратимое, адиабатическое (или изэнтропийное) сжатие газа, которое подчиняется закону: $pV^\gamma = \text{const}$. Напомним, что площадь под $p - V$ -кривой представляет собой работу, которую надо совершить для сжатия среды. Следовательно, то, что ударная адиабата Гюгонио лежит выше адиабаты или изэнтропы [4, 21, 22] для газа, свидетельствует о том, что для сжатия среды вследствие прохождения ударной волны необходимо произвести больше работы, чем в случае изэнтропийного сжатия (в соответствии с обычной адиабатой). Ниже будет показано, что это является свидетельством неизэнтропийного распространения сильной ударной волны. Из-за таких необратимых процессов, как вязкость и теплопроводность, внутренняя энергия (т. е. температура) среды, подвергнутой ударному воздействию, существенно увеличивается по сравнению с минимальной энергией, необходимой для того, чтобы ее просто сжать. Покажем также, что чем сильнее ударная волна, тем больше ударная адиабата Гюгонио будет отличаться от обычной (чем большая работа необходима для сжатия среды ударной волной, тем больше энергии диссипирует).

Иногда ударную адиабату Гюгонио представляют в несколько другом виде:

$$p - p_k = \frac{\gamma}{V} (e - e_k),$$

где p_k и e_k — давление и удельная внутренняя энергия, соответственно зависящие от объема при $T = 0$ К; γ — параметр, зависящий только от объема и известный как соотношение Грюнайзена. Этот частный вид адиабаты Гюгонио (уравнение состояния Мие—Грюнайзена) можно использовать для изучения распространения ударных волн в твердых веществах.

Чтобы сделать обсуждение более определенным, необходимо рассмотреть уравнение состояния для идеального газа [4, 14, 16] (подробности, связанные с дифференцированием этого уравнения состояния, см. в § 3.7). Модель идеального газа характеризуется следующими соотно-

шениями:

$$e = c_v T = \left(\frac{1}{\gamma - 1} \right) pV; \quad h = c_p T = \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right) pV. \quad (3.12)$$

С учетом сказанного находим

$$u_0^2 = \frac{V_0}{2} [(\gamma - 1)p_0 + (\gamma + 1)p_1];$$

$$u_1^2 = \frac{V_0}{2} \left[\frac{[(\gamma + 1)p_0 + (\gamma - 1)p_1]^2}{(\gamma - 1)p_0 + (\gamma + 1)p_1} \right].$$

Таким способом можно вычислить соотношение переменных перед и за фронтом ударной волны:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\rho_1}{\rho_0} &= \left[\frac{(\gamma + 1)\rho_1 - (\gamma - 1)\rho_0}{(\gamma + 1)\rho_0 - (\gamma - 1)\rho_1} \right]; \\ \frac{\rho_1}{\rho_0} &= \left[\frac{(\gamma + 1)\rho_1 + (\gamma - 1)\rho_0}{(\gamma - 1)\rho_1 + (\gamma + 1)\rho_0} \right]; \\ \frac{T_1}{T_0} &= 1 + \left[\frac{2\gamma}{(\gamma + 1)^2} \right] \left[\frac{\gamma M_0^2 + 1}{M_0^2} \right] (M_0^2 - 1). \end{aligned} \right\} \quad (3.13)$$

Если давление выразить через удельный объем, можно получить точный вид выражения для ударной адиабаты Гюгонио в идеальном газе:

$$p_1 = p_0 \left[\frac{(\gamma + 1)V_0 - (\gamma - 1)V_1}{(\gamma + 1)V_1 - (\gamma - 1)V_0} \right] = H(V_1, p_0, V_0). \quad (3.14)$$

Вычислим также числа Маха перед и за фронтом:

$$\left. \begin{aligned} M_0 &= \left[\frac{(\gamma - 1) + (\gamma + 1)\rho_1/\rho_0}{2\gamma} \right]^{1/2} \rightarrow \\ &\rightarrow \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^{1/2}; \\ M_1 &= \left[\frac{(\gamma - 1) + (\gamma + 1)\rho_0/\rho_1}{2\gamma} \right]^{1/2} \rightarrow \\ &\rightarrow \left(\frac{\gamma - 1}{2\gamma} \right)^{1/2} \rightarrow 0,45. \end{aligned} \right\} \quad (3.15)$$

Можно предположить, что при $M_0 > 1$ и $M_1 < 1$ движение ударной волны является сверхзвуковым по отношению к веществу перед ним и дозвуковым по отношению к газу за фронтом ударной волны.

Соотношения (3.13) представляют особый интерес для очень сильных ударных волн ($\rho_1/\rho_0 \rightarrow \infty$):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\rho_1}{\rho_0} &\rightarrow 1 + \frac{\gamma}{\gamma + 1} (M_0^2 - 1) \rightarrow \infty; \\ \frac{\rho_1}{\rho_0} &\rightarrow \left[\frac{(\gamma + 1) M_0^2}{(\gamma - 1) M_0^2 + 2} \right] \rightarrow \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}; \\ \frac{T_1}{T_0} &\rightarrow \frac{(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)} \frac{\rho_1}{\rho_0} \rightarrow \infty. \end{aligned} \right\} \quad (3.16)$$

Эта зависимость показана на рис. 3.5. Следует отметить, что температура и давление за фронтом ударной волны растут с ростом интенсивности ударной волны, повышение же плотности при сжатии ограничено асимптотической величиной

$$\rho_1/\rho_0 \rightarrow (\gamma + 1)/(\gamma - 1). \quad (3.17)$$

Для идеального газа $\gamma = 5/3$. Следовательно, полученный результат показывает, что максимальное сжатие, достигаемое для плоской ударной волны в однокомпонентном газе, равно 4.

Можно подсчитать и изменение энтропии в том же направлении, на фронте ударной волны. Если удельная энтропия

$$s = c_v \ln p \rho^{-\gamma},$$

то изменение энтропии

$$\begin{aligned} \Delta s &\equiv s_1 - s_0 = \\ &= c_v \ln \left\{ \frac{\rho_1}{\rho_0} \left[\frac{(\gamma - 1)\rho_1 + (\gamma + 1)\rho_0}{(\gamma + 1)\rho_1 + (\gamma - 1)\rho_0} \right]^\gamma \right\}. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Заметим, что энтропия возрастает как логарифм интенсивности ударной волны ρ_1/ρ_0 :

$$\Delta s \sim c_v \ln C (\rho_1/\rho_0) \rightarrow \infty.$$

(Следует отметить, что хотя в проведенном рассмотрении влияние вязкости и теплопроводности не учитывалось, результаты сделанных расчетов описывают такое диссипативное поведение среды еще достаточно хорошо.) Детальный учет влияния вязкости и теплопроводности повлиял бы только на структуру фронта ударной волны, но не на состояние газа перед ударной волной и за ней. Заметим, что в пределе слабой ударной волны

$$\Delta s \rightarrow 0, \text{ когда } \rho_1/\rho_0 \rightarrow 1,$$

т. е. распространение возмущения происходит в режиме, близком к предельному случаю изоэнтропийной акустической волны.

Вернемся теперь к рассмотрению $p - V$ -диаграммы для ударной адиабаты Гюгонио (см. рис. 3.4) и попробуем ответить на вопрос, как можно было бы использовать ударные волны для изоэнтропийного сжатия термоядерного топлива до высокой плотности без существенного нагрева. Так как слабая ударная волна является хорошим приближением изоэнтропийной акустической волны, то для получения приближения изоэнтропийного сжатия можно попытаться использовать большое число слабых

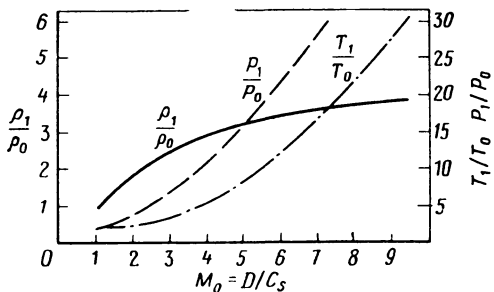


Рис. 3.5. Зависимость состояния ударно сжатого газа от интенсивности ударной волны

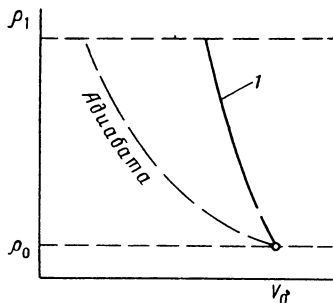
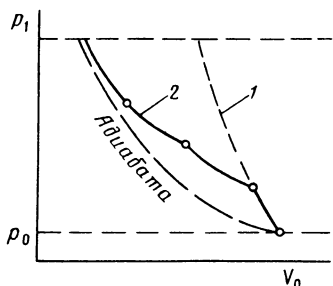


Рис. 3.6. Сжатие с помощью нескольких ударных волн:

1 — однократная ударная волна Гюгонио; 2 — многократная волна



ударных волн. Это приближение показано на $\rho - V$ -диаграмме (рис. 3.6). Итак, при одном и том же конечном давлении использование большого числа ударных волн позволяет сжать топливо до значительно большей плотности, чем при использовании единственной ударной волны, причем для этого необходимо затратить значительно меньше $\rho - V$ -работы.

С другой стороны, как уже было показано, для плоской ударной волны максимальное сжатие для однокомпонентного газа равно 4. Поэтому, подвергая этот газ действию второй ударной волны, можно получить сжатие $4 \cdot 4 = 16$. Продолжая многократно сжимать газ такой последовательностью ударных волн, получаем еще более высокую плотность [4].

Как уже отмечалось, сжатие газа с помощью сильной ударной волны является существенно неизэнтропийным и, следовательно, неэффективным. Проведенное рассмотрение свидетельствует о том, что действие на поверхность термоядерной мишени произвольно большого импульса энергии приводит к возбуждению сильной ударной волны и не обеспечивает эффективного сжатия топлива. Однако действие такой ударной волны способствует увеличению температуры топлива, которая может стать сколь угодно большой, если только вкладывается достаточная энергия. Поэтому кажется, что для получения температуры, необходимой для эффективного термоядерного горения, может быть использовано простое ударное сжатие, хотя при этом требуемое увеличение плотности топлива (в $10^3 - 10^4$ раз) по сравнению с плотностью жидкого состояния D-T-топлива не может быть достигнуто.

Хотя в проведенном исследовании распространения плоской ударной волны общие характеристики ударных волн проиллюстрированы уже достаточно полно, имеются все же и некоторые важные различия, возникающие при рассмотрении распространения именно сходящихся ударных волн. Поэтому на исследование процесса имплозии мишени под дей-

ствием сферической сходящейся ударной волны — наиболее интересного явления в инерциальном термоядерном синтезе — следует обратить особое внимание.

3.3. СФЕРИЧЕСКИ СХОДЯЩАЯСЯ УДАРНАЯ ВОЛНА

Ключевая идея использования ударной волны для сжатия топливных мишеней инерциального термоядерного синтеза основана на схлопывании волны при сферической имплозии, что приводит к умножению сжимающего давления и соответствующему повышению степени сжатия. Это явление было рассмотрено в [23], автор которой проанализировал автомодельное решение уравнения Эйлера для сферически сходящейся ударной волны в идеальном газе. Перед обсуждением решения, полученного в [23], полезно дать краткое введение в концепцию автомодельных решений в гидродинамике.

При рассмотрении динамики определенной среды часто выясняется, что переменные, характеризующие данную среду, $\rho(x, t)$, $u(x, t)$ и $T(x, t)$ становятся функциями от определенной комбинации пространственных и временных переменных, например:

$$\rho(x, t), u(x, t), T(x, t) \rightarrow \text{fcn}(xt^\alpha).$$

По существу это соответствует так называемому замораживанию картины рассматриваемого течения, т. е. все распределения по x изменяются во времени, но их форма остается неизменной и они остаются подобными самим себе.

Решение, при котором распределение его переменных остается с течением времени подобным самому себе и изменяется только по масштабу, называется *автомодельным* [24, 25]. Наиболее общий случай характерен для $\alpha = -1$, т. е.

$$\rho(x, t), u(x, t), T(x, t) \rightarrow \text{fcn}(x/t).$$

Причина такого поведения состоит в том, что уравнение Эйлера не содержит никаких пространственных или временных масштабов. (Фактически единственными пространственным и временным масштабами для газа являются средняя длина свободного пробега и время столкновения, которые связаны с вязкостью и теплопроводностью.) Единственным размерным параметром является скорость звука c_S . Поэтому течение такой среды может зависеть только от комбинации x/t .

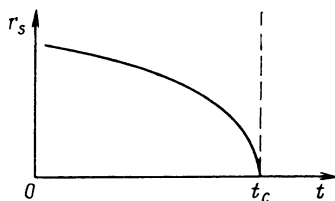
Математический смысл автомодельности такого течения среды состоит в том, что она позволяет свести используемые дифференциальные уравнения в частных производных, описывающие гидродинамику среды, к обычным дифференциальным уравнениям. Для исследования гидродинамического поведения среды достаточно просто провести анализ таких уравнений, а при необходимости и проинтегрировать их.

Автомодельное решение уравнений Эйлера, полученное в [23], описывает сферически сходящуюся ударную волну с помощью безразмерных переменных, связанных $r - t$ -диаграммой для фронта ударной волны, которая показана на рис. 3.7. Его решение для радиуса фронта ударной волны $r_S(t)$ имеет следующий вид:

$$r_S(t) = S(1 - t/t_c)^\alpha, \quad (3.19)$$

где время t_c соответствует фокусировке ударной волны в центре ми

Рис. 3.7. $r-t$ -диаграмма фронта сходящейся сферической ударной волны



шени. Здесь $\alpha = 0,717$ (для одноатомного газа $\gamma = 5/3$), а S — мера интенсивности ударной волны.

Большой интерес, однако, представляет состояние газа за сходящейся ударной волной. В [23] было показано, что прохождение сходящейся ударной волны приводит к увеличению плотности или сжатию в 4 раза (для газа с $\gamma = 5/3$), так же как и в рассмотренном случае для плоской ударной волны. Однако для сферической кумуляции при адиабатическом сжатии это соответствует полному сжатию примерно в 15 раз. Затем происходит отражение ударной волны в центре мишени, и на ее обратном проходе идет дальнейшее ударное сжатие до 33 раз. В [23] было показано, что максимальная степень сжатия от одной сходящейся ударной волны составляет 33.

Поэтому в одном из подходов к достижению условий ультравысокой плотности, необходимой для эффективного термоядерного горения, предлагается провести равномерное по поверхности топливной мишени вложение энергии, но таким образом, чтобы образовать сильную сходящуюся ударную волну. Этот подход был проанализирован в работе [2], авторы которой показали, что требуемая энергия драйвера, МДж, в этом случае составляет

$$E_{dr} = 1,6 M^3 \eta^2 / \epsilon_D^4, \quad (3.20)$$

где η — требуемое сжатие; M — умножение энергии синтеза или коэффициент усиления; ϵ_D — эффективность, связанная с вложением энергии драйвера. Этот результат показывает, что сжатие топлива сильной сходящейся ударной волной не позволяет заметным образом снизить требования к энергии драйвера. Более детальный анализ показывает, что в таком режиме действие сжатия компенсируется неэффективным распределением температуры, образующимся при прохождении сильной ударной волны, которое снижает интенсивность выделения энергии термоядерного синтеза в большей части объема топлива мишени. Сильно нагретая область сжатой мишени очень мала, а время сжатия слишком коротко, чтобы получить значительный выход энергии синтеза [2]. Более детальные модельные расчеты с использованием ЭВМ показывают, что требуемая энергия греющего излучения, необходимая для достижения условия брейквивена (равенство энергии, выделенной в термоядерных реакциях синтеза, и энергии, вложенной в плазму), при использовании для сжатия единственной ударной волны составляет примерно 500 МДж. Это значение слишком велико для любого источника греющего излучения.

3.4. ИЗОЭНТРОПИЙНОЕ СЖАТИЕ

Итак, достигнуть больших плотностей топлива, необходимых для эффективного термоядерного горения, можно, осуществив такое изоэнтропийное сжатие мишени, при котором нагрев плотной области топлива ми-

минимизирован и для сжатия требуется минимальная энергия. Такой режим можно получить с помощью последовательности ударных волн, приближающей адиабатическую кривую сжатия на $p - V$ -диаграмме. Такой режим изэнтропийного сжатия требует создания на поверхности мишени постепенно возрастающего давления, приводящего к образованию последовательности ударных волн возрастающей амплитуды, которые упорядочены во времени таким образом, чтобы они не догоняли друг друга до момента фокусировки в центре мишени. Точнее, после прохождения первой ударной волны изменение давления и температуры топлива является примерно адиабатическим до тех пор, пока ударная волна не достигнет центра мишени, где ее кинетическая энергия преобразуется во внутреннюю энергию (температуру топлива), и не образуется отраженная ударная волна. Конечная температура топлива определяется первоначальной интенсивностью ударной волны. Чтобы избежать предварительного прогрева топлива, нужно нагреть его лишь до минимальной температуры, требуемой для инициирования термоядерных реакций. Тогда достижимое сжатие мишени ограничивается лишь давлением вырожденных электронов или возможным инициированием топлива до достижения момента максимального сжатия.

Простейшую модель этого процесса можно получить в предположении чисто изэнтропийного сжатия при сжатии топлива по адиабате. Энергию, требующуюся для такого сжатия, можно получить из термодинамического рассмотрения. При изэнтропийном сжатии газа

$$\rho V^\gamma = \text{const},$$

где $\gamma = c_p/c_v$. Из этого соотношения легко обнаружить, что состояние газа до и после сжатия связано зависимостью

$$p_1 V_1^\gamma = p_2 V_2^\gamma,$$

или

$$p_2/p_1 = (V_1/V_2)^\gamma,$$

а следовательно,

$$T_2/T_1 = (V_1/V_2)^{\gamma-1} = (p_2/p_1)^{(\gamma-1)/\gamma}.$$

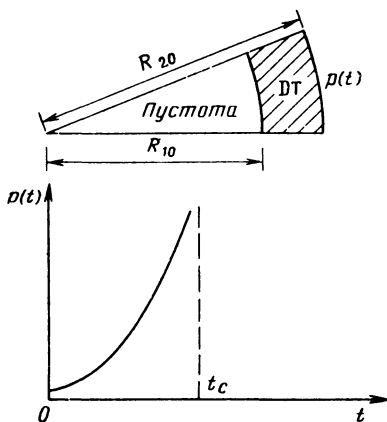
Если моделировать процесс сжатия, используя аналогию с поршнем, сжимающим газ, то получим, что работа, произведенная над топливом во время изэнтропийного сжатия,

$$\begin{aligned} W_{1 \rightarrow 2} &= \int_1^2 p dV = \text{const} \int_1^2 V^{-\gamma} dV = \\ &= \frac{p_2 V_2 - p_1 V_1}{1 - \gamma} = \frac{nk}{1 - \gamma} T_1 \left[\left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} - 1 \right]. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Предположим, например, что мишень массой 1 мг имеет начальную температуру $T_1 = 1$ эВ и обеспечивается объемное сжатие $V_1/V_2 = 1000$. Тогда при $\gamma = 5/3$ находим, что требуемая для этого работа составляет $W = 5,9$ кДж, т. е. количество работы, необходимое для сжатия 1 мг D — T-топлива в 10^3 раз, по сравнению с плотностью его жидкого состояния составляет около 6 кДж.

Конечно, в действительности требуемая энергия греющего излучения должна быть значительно больше, так как невозможно обеспечить чисто

Рис. 3.8. Обозначения, используемые при рассмотрении процесса изэнтропийной имплозии сферической оболочки



изэнтропийное сжатие, а также и потому, что большая часть энергии греющего излучения (95 %) расходуется на создание сжимающего давления (в результате абляции). Можно несколько ослабить требование к сжатию с учетом использования сферических оболочечных мишеней. В течение имплозии оболочка накапливает кинетическую энергию, а затем

в результате передачи энергии после ее схлопывания достигается необходимые давление и температура топлива. Можно также использовать оболочку из D — T-топлива, помещенную внутрь инерционной отражающей оболочки из тяжелого материала. Достаточно подробно некоторые из таких более изощренных мишеней систем рассмотрены в гл. 9.

В [26 — 28] была развита автомодельная теория изэнтропийного сжатия оболочек. Эта теория показывает, что идеальный газ можно сжать сколь угодно сильно с использованием профилированного во времени давления:

$$p(\tau)/p_0 = F(\tau) = 1/(1 - \tau^2)^{5/2}, \quad (3.22)$$

где

$$\tau \equiv t/t_c; \quad t_c \equiv (R_{20}^2 - R_{10}^2)/3c_{20}^2.$$

Эти параметры определены с учетом оболочечной геометрии (рис. 3.8). Обычно нагреть топливо до температуры иницирования термоядерных реакций требуется лишь на поздних стадиях сжатия. Для этого можно несколько изменить профиль давления сходящейся ударной волны и отойти от режима изэнтропийного сжатия. Автором [26 — 28] предложено использовать следующий вид временного профиля давления:

$$\frac{p(\tau)}{p_0} = \begin{cases} F(\tau) & \text{при } 0 \leq \tau \leq \tau_a \leq 1; \\ F(\tau_a) \exp \left[5\tau_a \frac{(\tau - \tau_a)}{(1 - \tau_a^2)} \right] & \text{при } \tau > \tau_a, \end{cases} \quad (3.23)$$

где $\tau_a = t_a/t_c$ и обычно составляет около 0,9. Его анализ показывает, что примерно одна шестая начальной массы мишени может быть сжата в 10^4 раз.

3.5. РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

До сих пор исследование распространения ударной волны проводилось лишь для однокомпонентного газа. Однако термоядерная плазма является как раз двухкомпонентным газом с большим различием в массах

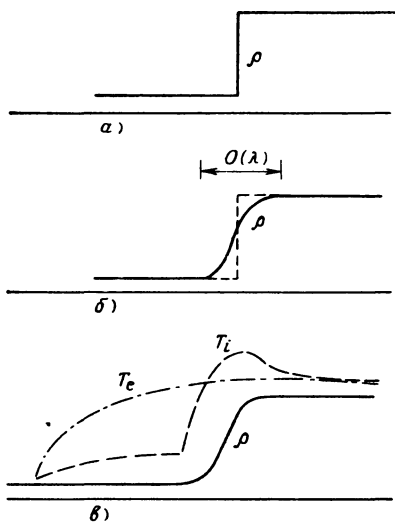


Рис. 3.9. Сравнение процессов распространения ударной волны в идеальном газе (а), в реальном газе (б) и в плазме (в)

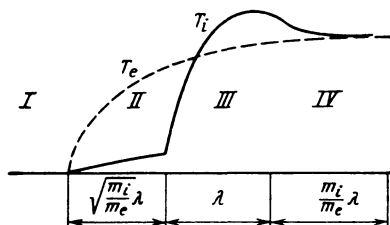


Рис. 3.10. Структура фронта ударной волны в плазме:

I — волна электронной теплопроводности; *II* — область предварительного прогрева; *III* — ионная ударная волна; *IV* — область установления равновесия

электронов и ионов. Это приводит к возникновению сложной структуры ударной волны [9, 13, 29].

Для большей наглядности на рис. 3.9 показаны структура плоской ударной волны в идеальном газе (представляющая собой резкий скачок плотности), структура ударной волны в реальном газе (в котором вязкость и теплопроводность приводят к размытию фронта ударной волны, образованию его определенной структуры или утолщению до значения, равного нескольким средним длинам свободного пробега) и структура ударной волны в плазме. Понять особенность более сложной структуры ударной волны в плазме будет значительно легче, если вспомнить, что теплопроводность, или перенос энергии, обусловлена движением электронов, в то время как вязкость, или перенос импульса, связана с движением ионов. В рамках однокомпонентной двухтемпературной модели плазмы структура профиля плотности ударной волны определяется ионной компонентой и поэтому ее толщина равна средней длине свободного пробега ионов в плазме (рис. 3.10).

Следует отметить еще одно обстоятельство. В обычных для плазмы инерциального синтеза условиях энергия драйвера переходит к электронной компоненте, что приводит к возрастанию электронной температуры за фронтом ударной волны. Но очень большая теплопроводность электронной компоненты приводит к выносу тепловой энергии в виде волны теплопроводности перед фронтом ударной волны. Действие волны электронной теплопроводности способствует изменению строения ионной ударной волны на масштабе средней длины свободного пробега для электрон-ионных столкновений [10]. Эта тепловая энергия электронов, находящихся перед ударной волной, передается затем ионам в результате электрон-ионных столкновений, что приводит к предварительному прогреву ионов перед фронтом ударной волны. Затем при прохождении фронта ударной волны из-за вязкостного нагрева ионная температура возрастает и может даже превысить значение электронной температуры в области за фронтом волны. В конце концов на большом расстоянии за

фронтом ударной волны электронная и ионная температуры уравновешиваются. Наличие так называемого предварительного нагрева перед фронтом ударной волны из-за электронной теплопроводности является очень важным, так как оно ослабляет ее интенсивность и, следовательно, степень сжатия плазмы за фронтом ударной волны. Другое интересное свойство ударных волн в плазме — наличие двух чисел Маха — одно из которых характеризует ионное течение (и по существу является числом Маха для всей ударной волны в целом)

$$M^2 = \frac{\frac{1}{2} m_i u_i^2 + \frac{1}{2} m_e u_e^2}{\gamma_i k T_i + \gamma_e k T_e} \sim \frac{m_i u_i^2}{2 \gamma_i k T_i},$$

а другое — течение электронов:

$$M_e = u/c_{Se}.$$

Так как $M \sim (m_i/m_e)^{1/2} M_e$, течение электронов в области ударной волны остается дозвуковым даже для очень больших чисел Маха $M < 30$.

3.6. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ПРОЦЕССА ИМПЛОЗИИ

Обычным методом создания имплозии мишеней инерциального синтеза является использование абляционного давления, с помощью которого можно сжать топливо до высокой плотности. Фактически при этом принимается попытка ускорить плотную среду (холодное топливо), толкая ее более легкой средой (вещество испаряющееся с поверхности). Такой процесс является гидродинамически неустойчивым и может привести к возникновению классической неустойчивости Рэлея—Тэйлора [30 — 33].

Проиллюстрировать этот процесс можно с помощью следующей простой аналогии. Допустим, что мы пытаемся удержать слой воды над поверхностью более легкой среды, такой как нефть. Если проделать это очень осторожно, то в некотором объеме можно получить два таких слоя. Однако самое слабое возмущение вызовет колебания поверхности, которые будут возрастать до тех пор, пока капли нефти не начнут проходить сквозь слой воды к его поверхности (всплывать) под действием гидростатических выталкивающих сил (гравитации).

Устойчивость имплозии термоядерной мишени может также нарушаться и из-за такого теплового явления, которое известно как неустойчивость Бенарда (конвективная неустойчивость) [2]. Эта неустойчивость возникает тогда, когда нагретая среда сталкивается с более холодной. Примером такого явления служат конвекционные потоки, которые проявляются в процессе образования облаков в атмосфере. При имплозии мишени инерциального термоядерного синтеза такая неустойчивость может возникнуть в результате столкновения фронта высокотемпературной абляции с холодным топливом мишени.

Ранние исследования таких гидродинамических неустойчивостей были проведены посредством линеаризации гидродинамических уравнений, характеризующих движение, с последующим анализом гармонических мод возмущений, описываемых этими линеаризованными уравнениями [34]. Эти исследования показали, что неустойчивости Бенарда быть не

должно, а неустойчивость Рэлея—Тэйлора должна быть ослаблена в результате процесса абляции. В частности, при таком анализе получалось, что процесс абляции должен приводить к выносу неустойчивостей за пределы поверхности абляции, прежде чем они смогли бы возрасти до большой амплитуды. Это подтверждалось ранними экспериментами по имплозии стеклянных микробаллонов. Однако более поздние исследования показали, что такие оболочечные мишени ведут себя в так называемом режиме взрывающегося поршня иначе, чем в режиме изоэнтропийной абляции. В этих экспериментах изотермический нагрев оболочечных мишеней осуществлялся очень быстро. Оболочки взрывались как внутрь, так и наружу, производя сжатие топлива до высокой плотности. Такой процесс неизотермической имплозии менее чувствителен к влиянию неустойчивости Рэлея—Тэйлора, чем истинно абляционное сжатие.

Для улучшения поглощения энергии греющего излучения, переноса энергии в область абляции и имплозии мишени в абляционном режиме разработаны различные многооболочечные конструкции мишеней. В процессе имплозии мишени ускоряющая сила может вызвать разграничение между более тяжелой (толкающей) оболочкой и более легким топливом, что приведет к возникновению неустойчивости Рэлея—Тэйлора. Большое значение этот процесс приобретает в начале замедления топлива, когда оно достигает своей конечной стадии сжатия, т. е. непосредственно перед иницированием в мишени термоядерных реакций. На этой стадии большая сила инерции материала тяжелой оболочки может приводить к возникновению выбросов струй вещества с высоким Z внутрь сжатого топлива. Такое явление может затормозить иницирование термоядерных реакций почти так же, как это делают вредные примеси с большим Z в плазме термоядерных систем с магнитным удержанием. Даже если иницирование реакций синтеза в мишени и произошло, то такое смешивание примесей с топливом может уменьшить эффективность термоядерного горения (привести лишь к частичному сгоранию топлива). Это неблагоприятно влияет на выход термоядерной энергии и усиление мишеней.

Очевидно, что проблема неустойчивости Рэлея—Тэйлора серьезно ограничивает допустимое аспектное отношение (радиуса к толщине $R/\Delta R$) оболочек мишени [35 — 38]. Очень тонкостенные мишени проявляют более высокую чувствительность к возникновению неустойчивостей. Линейный рост неустойчивости Рэлея—Тэйлора можно промоделировать следующей зависимостью:

$$\Delta = \Delta_0 \exp(\gamma t),$$

где параметр скорости роста γ выражен через следующие параметры:

$$\gamma = (\alpha k a)^{1/2}; \quad \alpha = (\rho_1 - \rho_2) / (\rho_1 + \rho_2); \quad k = 2\pi/\lambda,$$

a — ускорение.

Итак, наиболее быстрый рост неустойчивости происходит при больших различиях плотности на границах раздела оболочки, при ее больших ускорениях и при коротковолновых возмущениях. Однако очень коротковолновые возмущения выходят из режима линейного роста неустойчивости и их нельзя рассматривать в рамках этой модели. В действительности обнаружено, что наиболее существенны такие гармоники возмущения, период которых сравним с толщиной оболочки. Согласно рассмотренной модели такие неустойчивости имеют наибольший инкремент нарастания, а при переходе через скачок уплотнения насыщения их амплитуды не про-

исходит. Однако использовать столь простую модель линейного роста неустойчивости следует очень осторожно. Если в проведенном рассмотрении не учитывать такие эффекты диссипации, как теплопроводность и вязкость, то полученные результаты могут привести к неверным выводам.

Неустойчивости среды являются наиболее важным аспектом рассмотрения процессов имплозии термоядерных мишеней и их нельзя не учитывать при разработке конструкций мишеней. Исследования по инерциальному синтезу показали, что наличие или отсутствие тех или иных неустойчивостей является главной, и пока еще до конца не решенной проблемой.

3.7. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

Для проведения анализа процессов имплозии мишеней инерциального термоядерного синтеза необходимо знать особенности поведения вещества в условиях экстремальных давления, температуры и плотности. Наибольший интерес представляет уравнение состояния сильно сжатого вещества, которое обычно записывается в виде

$$p = p(\rho, T).$$

В простых моделях процесса имплозии обычно предполагается, что топливо является идеальным газом. Однако для детального понимания особенностей процесса имплозии и разработки конструкций мишеней необходимо проводить более точное описание уравнения состояния с учетом столкновительных процессов и квантовых эффектов.

Для понимания общих свойств вещества обычно используются известные представления о характеристиках (часто довольно сложные) его твердого, жидкого и газообразного состояния. Однако при высокой температуре важную роль играют и другие процессы, такие как ионизация

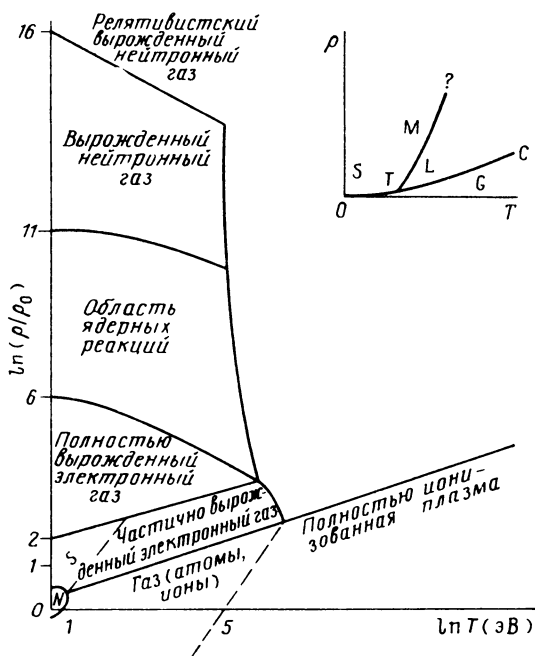


Рис. 3.11. Диаграмма состояния вещества [39]:

N — нормальная область (обычного состояния вещества), проиллюстрированная детально в правом верхнем углу; S — твердое состояние; L — жидкое; G — газообразное; M — кривая плавления; C — критическая точка; T — тройная точка

атомов среды и излучение. Более того, поскольку при высокой плотности вещества, которая характерна для сжатого топлива мишеней инерциального термоядерного синтеза, дебройлевская длина волны электронов становится сравнимой с расстоянием между ними, очень важными являются и квантовомеханические эффекты. Примерная классификация различных состояний вещества приведена на диаграмме плотность — температура (рис. 3.11) [6, 39]. На ней изображены области, представляющие наибольший интерес для инерциального термоядерного синтеза.

Обсуждение уравнений состояния для различных моделей вещества естественно начать с обзора моделей идеального газа, в частности с наиболее простого его случая, когда имеется лишь трансляционная степень свободы. Такие модели используются не только для разработки более сложных моделей, но иногда и для предварительного анализа процессов имплозии термоядерных мишеней. В дальнейшем будут вкратце обсуждены более сложные модели, в которых процессы взаимодействия частиц уже учтены, например модель Томаса—Ферми—Дирака и протабулированные уравнения состояния.

3.7.1. Модели идеального газа. Как уже было определено, взаимодействие между частицами в моделях идеального газа не учитывается. В случаях, представляющих практический интерес, эта модель является вполне удовлетворительной, особенно если при ее разработке учитывается вклад во внутреннюю энергию газа энергии, связанной с возбуждением и ионизацией атомов [6, 22]. Уравнение состояния идеального газа обычно имеет вид

$$p = nkT = NkT/V = \rho RT,$$

где R — газовая постоянная на единицу массы.

Внутренняя энергия идеального газа определяется множеством степеней свободы, связанных с трансляционным движением, вращением и колебанием молекул, возбуждением и ионизацией атомов и другими процессами. Однако взаимодействие между различными частицами газа (атомами, молекулами, электронами и ионами) при этом не учитывается.

Рассмотрим модель идеального газа. При достаточно низкой температуре или для полностью ионизованного газа внутренними степенями свободы можно пренебречь и учитывать вклад во внутреннюю энергию только в результате трансляционного движения частиц газа. Если учесть, что пренебрежение взаимодействием частиц в модели идеального газа подразумевает $(\partial e / \partial p)_T = 0$ и $(\partial e / \partial V)_T = 0$, то станет очевидной зависимость внутренней энергии только от температуры (т. е. зависимость внутренней энергии от давления, которое возникает вследствие взаимодействия частиц, в модели идеального газа не учитывается).

Используем первый закон термодинамики

$$dQ = de + pdV$$

и определение удельной теплоемкости при постоянном объеме $c_v = (\partial e / \partial T)_V$. В предположении идеальности газа $[e = e(T)]$

$$c_v = \left. \frac{\partial e}{\partial T} \right|_V = \frac{de}{dT}$$

и

$$dQ = \frac{de}{dT} dT + pdV = c_v dT + pdV.$$

Из уравнения состояния $pV = NR T$ очевидно, что $pdV + Vdp = NRdT$. Следовательно, первый закон термодинамики для такого газа приобретает вид:

$$dQ = (c_v + NR) dT - Vdp,$$

или

$$dQ/dT = c_v + NR - Vdp/dT.$$

Удельная теплоемкость при постоянном давлении

$$c_p = \left. \frac{dQ}{dT} \right|_p = c_v + NR$$

также является функцией только температуры. С учетом этого получим и следующее соотношение:

$$dQ = c_p dT - Vdp.$$

Эти соотношения можно применить для описания адиабатического, обратимого (изоэнтропийного) сжатия идеального газа. Итак, в соответствии с первым законом термодинамики

$$dQ = c_v dT + p dV; \quad dQ = c_p dT - V dp.$$

По определению адиабатического процесса $dQ = 0$, так что

$$V dp = c_p dT; \quad p dV = -c_v dT.$$

Разделив обе части этих соотношений друг на друга, получим:

$$\frac{dp}{p} = - \frac{c_p}{c_v} \frac{dV}{V} = -\gamma \frac{dV}{V},$$

где параметр $\gamma = c_p/c_v$. Проинтегрировав обе части этого уравнения, найдем хорошо известное соотношение для адиабатического газа:

$$pV^\gamma = \text{const}. \quad (3.24)$$

Это уравнение и описывает ход адиабаты на $p - V$ -диаграмме, характеризующей изоэнтропийное сжатие идеального газа. Представим это соотношение в другом виде:

$$pp^{-\gamma} = \text{const}; \quad T\rho^{1-\gamma} = \text{const}.$$

Итак, для идеального газа удельная внутренняя энергия e и удельная энтальпия h равны соответственно:

$$e = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} = c_v T;$$

$$h = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} = c_p T.$$

Для одноатомного газа [3 степени свободы, каждой из которых соответствует энергия $(1/2)kT$] $\gamma = 5/3$.

Очевидно, что для получения максимальной конечной плотности сжатого топлива мишени ρ_F при заданном конечном давлении p_F необходимо использовать наименее адиабату с минимальным начальным давле-

нием ρ_0 для данной плотности ρ_0 , так как

$$\rho_F / \rho_0 = (\rho_F / \rho_0)^{1/\gamma}, \quad (3.25)$$

т. е. необходимо избегать предварительного нагрева топлива до сжатия.

При использовании этих результатов для анализа процессов импlosionи мишеней инерциального термоядерного синтеза следует помнить, что, поскольку при постоянной температуре плотность топлива все время возрастает, его поведение все более и более отклоняется от поведения идеального газа. Это необходимо учитывать при использовании полученных результатов.

Рассмотрим теперь влияние процессов ионизации и возбуждения атомов газа на его поведение. При написании модельных уравнений состояния необходимо правильно учитывать эффекты, связанные с ионизацией и возбуждением атомов. Обычно ионизация атомов начинается при температуре, значительно меньшей их потенциала ионизации. Для большинства веществ она составляет 7 — 15 эВ (для щелочных металлов всего несколько электрон-вольт) [4]. Начиная с этой температуры внутренняя энергия ионизированного газа будет включать в себя слагаемые, связанные не только с тепловой энергией частиц (ионов и электронов), но и с потенциальной энергией, обусловленной процессами ионизации.

При очень высокой температуре энергии и давление, связанные с тепловым излучением, становятся сопоставимыми с гидродинамической энергией и давлением газа. Если область излучения находится в тепловом равновесии с окружающим газом, то энергию и давление излучения можно просто добавить к энергии и давлению газа. Более подробно способы включения в гидродинамическое описание газа (плазмы) поля излучения рассмотрены в гл. 5.

При описании основных процессов, происходящих в веществе мишеней инерциального термоядерного синтеза, обычно предполагается, что ионизация происходит очень быстро и вещество мишени быстро переходит в состояние плазмы. Поэтому теперь необходимо исследовать особенности уравнений состояния таких кулоновских газов.

3.7.2. Вырожденный электронный газ Ферми. Если плотность вещества становится достаточно большой, а его температура остается сравнительно низкой, то де-Бройлевская длина волны электронов становится сопоставимой с расстоянием между частицами, и при анализе уравнений состояния уже необходимо учитывать принцип Паули. При этом электронная компонента становится вырожденным электронным газом, который описывается уже не распределением Максвелла—Больцмана, а статистикой Ферми—Дирака [4, 6, 21]:

$$n(\epsilon) \sim \frac{1}{\exp[(\epsilon - \mu)/kT] + 1}.$$

Плотность сжатой электронной компоненты ограничена числом разрешенных квантовых состояний. При этом естественно, что если определенное состояние заполнено, то такой энергией не может обладать больше уже ни один электрон. Добавить к такой системе можно только электроны с более высокой энергией.

Если электронная плотность равна n_e , то наивысшее из заполненных состояний, обладающих максимальным импульсом, можно определить из выражения

$$n_e = \int_0^{p_F} \frac{8\pi p^2}{h^3} dp.$$

Соответствующее значение максимальной энергии — энергия Ферми, эВ

$$\epsilon_F = \frac{p_F^2}{2m_e} = \frac{1}{8} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{m_e} n_e^{2/3} = 2,19 \cdot 10^{-15} n_e^{2/3}, \quad (3.26)$$

а соответствующее давление, создаваемое вырожденным газом, Мбар,

$$p_F = \frac{1}{20} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{m_e} n_e^{5/3} = 3,3\rho^{5/3}. \quad (3.27)$$

(Следует отметить, что при увеличении плотности давление возрастает так же, как и для идеального газа.) Условия, характерные для возникновения вырождения газа, можно получить, сопоставляя тепловую энергию kT с энергией Ферми ϵ_F . Пусть, например, значение плотности соответствует плотности жидкого дейтерия $n_e = 4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, а энергия Ферми $\epsilon_F = 5$ эВ. Если тепловая энергия электронов составляет менее 5 эВ, то электроны будут вести себя как вырожденный газ Ферми. Такая ситуация, в частности, характерна для металлов.

Для сильно сжатой области термоядерной мишени при плотности $n_e \sim 10^{26} \text{ см}^{-3}$ $\epsilon_F \sim 500$ эВ. Следовательно, при нагреве до достаточно высокой температуры и иницировании реакций синтеза топливо мишени будет находиться в вырожденном состоянии. Зависимость энергии Ферми от плотности плазмы представлена на рис. 3.12.

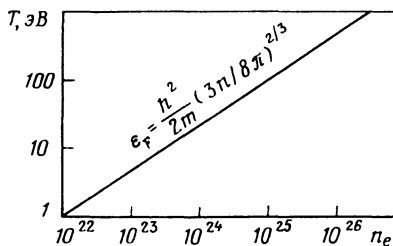


Рис. 3.12. Зависимость параметров области вырождения Ферми от плотности и температуры

Из более точной теории для электронного газа получены следующие соотношения, существующие между его давлением и плотностью.

Для слабо вырожденного газа:

$$p = nkT \left[1 + n \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} 2^{-7/2} + \dots \right]. \quad (3.28)$$

Для почти полностью вырожденного газа

$$p = \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{5m} n^{5/3} \left[1 + \frac{5\pi^2 m^2}{3h^4 \beta^2} n^{-4/3} + \dots \right]. \quad (3.29)$$

3.7.3. Модели Томаса—Ферми и Томаса—Ферми—Дирака [4, 40 — 42].

В модели вырожденного электронного газа силы кулоновского взаимодействия между ионами и электронами не учитываются. Однако для плотного топлива обычно $Ze^2/r_{ei} > \epsilon_F$, где r_{ei} — расстояние между

электроном и ионом, пропорциональное $\rho^{-1/3}$, и, следовательно, при анализе уравнений состояния энергию кулоновского взаимодействия также необходимо учитывать. Например, в D—T-топливе при плотности $n \sim 4,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $T = 5 \text{ эВ}$ и $Z = 1$ кулоновская энергия и энергия Ферми примерно равны и учитывать кулоновское взаимодействие совершенно необходимо.

Такой учет обычно производится в рамках модели Томаса—Ферми, согласно которой энергия электронов рассматривается как сумма кулоновской и кинетической энергий:

$$E_e = p_e^2/2m_e - e\Phi(r).$$

Затем для определения самосогласованных значений плотности $n_e(r)$ и потенциала $\Phi(r)$ электронов решается уравнение Пуассона. В частности, в рамках теории Томаса—Ферми модель плазмы термоядерных мишеней представляет собой классический газ из атомных ядер, свободно движущихся на фоне вырожденного электронного газа Ферми. Электроны в соответствующих квантовых состояниях, не являются связанными, но они находятся под влиянием потенциала ближайших к ним ядер, так что средняя плотность электронов зависит от локальной потенциальной энергии такого взаимодействия. Для учета обменных эффектов (т. е. эффективного взаимодействия электронов с параллельными и антипараллельными спинами — принцип Паули) можно провести дальнейшее усовершенствование данной модели. Такая более сложная теоретическая модель известна как модель Томаса—Ферми—Дирака.

3.7.4. Другие модели уравнения состояния. Для того чтобы сделать вывод о поведении уравнения состояния, можно воспользоваться определенными экспериментальными данными, полученными при исследовании поведения ударных волн в твердых телах. Однако чаще используются результаты прямых модельных расчетов микроскопического поведения плотного вещества, проведенных с помощью ЭВМ. Можно выделить два класса таких модельных расчетов: вычисления, основанные на статистическом моделировании или методах Монте-Карло, и вычисления, основанные на моделировании динамики частиц. В методах Монте-Карло [43] для построения совокупности характеристик, описывающих равновесное поведение плотной системы, обычно образуются случайным образом некоторое фазовое пространство частицы. В сущности, из всей совокупности частиц образуют определенные конфигурации, удовлетворяющие каноническому распределению. В методах микроскопического моделирования поведения частиц [44], проводят интегрирование уравнений движения, характеризующих поведение некоторого числа взаимодействующих частиц (порядка 500). Затем для определения макроскопических характеристик проводится усреднение их движения во времени.

Поскольку с течением времени происходит накопление экспериментальных данных, результатов теоретического рассмотрения и машинного моделирования, удобно проводить их обработку и представлять в виде протабулированных данных для уравнения состояния. Для плотного топлива термоядерных мишеней такие протабулированные данные по уравнениям состояния являются наиболее точными [45].

3.8. АБЛЯЦИОННОЕ СЖАТИЕ

Имплозия мишеней инерциального термоядерного синтеза происходит под действием сил, образующихся при абляции поверхности мишени. Энергия падающего на мишень пучка греющего излучения поглощается во внешних слоях мишени или в плазменном облаке, окружающем мишень. Затем эта энергия переносится во внутренние области мишени и нагревает их до очень высокой температуры, что приводит к испарению поверхности мишени. Возникающий на поверхности абляции фронт тепловой волны действует подобно гидравлическому поршню, который сжимает холодное топливо, находящееся перед ним, до высокой плотности, в то время как горячее вещество мишени, истекающее из области абляции, расширяется и разлетается.

В данном разделе детали механизмов поглощения и переноса энергии греющего излучения не рассматриваются, а все внимание сосредоточено на процессах абляционного сжатия. Особый интерес представляет изучение распределения поглощенной энергии греющего излучения на тепловую и кинетическую энергию слоя абляции и плотного топлива, сжимаемого перед фронтом абляции.

Ниже рассмотрена простая модель сферической имплозии, происходящей в результате протекания процесса абляции. Ее рассмотрение сопровождается анализом экспериментальных данных, которые характеризуют эффективность абляции мишеней, облучаемых лазерным излучением. Перечислены и различные методы абляционного ускорения вещества мишеней.

3.8.1. Простая модель сферического абляционного сжатия. Простая модель абляционного сжатия сферических оболочек с большим аспектным отношением, позволяющая исследовать эффективность преобразования энергии абляционного давления в кинетическую энергию сжимаемой оболочки, была развита в [46]. Согласно [46] имплозия оболочки происходит вследствие действия двух сил: реактивной силы испаряющегося вещества (ракетный эффект) и силы абляционного давления, связанной с поглощением и переносом энергии греющего излучения, которая прогревает поверхность абляции. При разработке модели использовано предположение, что оболочка с радиусом $R(t)$ имеет сколь угодно малую массу M_S . Плотность испаряющегося вещества ρ_a и скорость абляции v_a (относительно поверхности движущейся оболочки) считаются постоянными. Предполагается также, что внутри оболочки топлив сжимается адиабатически ($p_F V^\gamma = \text{const}$) и в конечном итоге сжимается до давления, которого достаточно, чтобы обратить движение сжимающейся оболочки.

Для такой модели закон Ньютона, описывающий движение оболочки, можно записать в следующем виде:

$$d/dt (M_S \dot{R}) = (\ddot{R} + v_a) \dot{M}_S + 4\pi R^2 (p_F - p_a).$$

В результате процесса абляции потеря массы оболочки происходит со скоростью

$$\dot{M}_S = -4\pi R^2 \rho_a v_a.$$

При анализе данной модели, проведенном в [46], было введено характерное время имплозии

$$\tau = \left(\frac{M_0}{4\pi R_0 \rho_a} \right)^{1/2} \frac{1}{c_a},$$

с учетом которого закон Ньютона можно переписать в безразмерном виде:

$$\eta \frac{d^2 \gamma}{dt^2} = -(M^2 + 1 - \beta \gamma^{-3\gamma}) \gamma^2,$$

где

$$\eta(t) = \frac{\dot{M}_S(t)}{M_0} = 1 - \int_0^t M \alpha \gamma^2 dt';$$

$$\gamma(t) = R(t)/R_0; \quad t' = t/\tau;$$

$$M_0 = 4\pi R_0^2 \delta \rho_{\text{Shell}} \quad (\text{первоначальная масса оболочки});$$

$$M = v_a/c_a \quad (\text{число Маха}); \quad c_a = (\rho_a/\rho_s)^{1/2};$$

$$\beta = \rho_0/\rho_a; \quad \alpha = \left(\frac{R_0}{\delta} \frac{\rho_a}{\rho_{\text{Solid}}} \right)^{1/2}; \quad \delta = \Delta R.$$

Интегрирование данного уравнения проводилось с помощью численных методов при начальных условиях $\eta(0) = 1$, $\gamma(0) = 1$, $\dot{\gamma}(0) = 0$ для различных выборок параметров M , α и β . Прежде чем приступить к анализу полученных решений, полезно определить значения энергии, характеризующие различные области и стадии существования мишени. Умножив обе части уравнения на \dot{R} и проинтегрировав, получим кинетическую энергию оболочки

$$E_{KE}^{\text{Shell}} = \frac{3}{2} E_0 \left(\frac{d\gamma}{dt'} \right)^2 \eta = \frac{1}{2} M_S \dot{R}^2;$$

кинетическую энергию испарившейся части оболочки

$$E_{KE}^a = \frac{1}{2} \int_0^t \dot{M}_S (\dot{R} + v_a)^2 dt = \frac{3}{2} E_0 \int_0^t \dot{\eta} \left(\dot{\gamma} + \frac{M_S}{\alpha} \right) dt';$$

механическую энергию, обусловленную абляционным давлением,

$$E_M = - \int_0^t 4\pi R^2 \rho_a \dot{R} dt = -3E_0 \int_0^t \gamma^2 \dot{\gamma} dt';$$

энергию реактивного ускорения

$$E_R = \frac{1}{2} \int_0^t \dot{M}_S v_a^2 dt = \frac{3}{2} E_0 \frac{M^2}{\alpha^2} \int_0^t \dot{\eta} dt'.$$

Здесь $E_0 = \frac{4}{3} \pi R_0^3 \rho_a$

— энергия, необходимая для того, чтобы заполнить первоначальный объем оболочки топливом при абляционном давлении. Баланс энергии имеет следующий вид:

$$\text{Падающая энергия} \rightarrow E_{KE}^{\text{Shell}} + E_{KE}^a = E_M + E_R \rightarrow \text{ожогие.}$$

Детальное исследование данной модели показывает, что эффективность преобразования энергии, подводимой в так называемом механическом виде (абляционное давление), в кинетическую энергию оболочки достаточно высока, т. е. та часть энергии греющего излучения, которая была превращена в давление на поверхности абляции, эффективно используется в процессе имплозии. Эффективность преобразования энергии определим следующим образом:

$$\epsilon = E_{KE}^{Shell} / (E_M + E_R).$$

Относительные вклады реактивной силы истечения вещества с поверхности мишени и силы абляционного давления, приводящих в движение сжимаемую оболочку, удобно характеризовать с помощью числа Маха M . Для процесса имплозии оболочек характерны небольшие значения M , т. е. преобладающей является сила абляционного давления.

Итак, рассмотренная простая модель сферического абляционного сжатия показывает, что именно абляционное давление оказывает наиболее сильное влияние на имплозию мишеней, а механизм передачи энергии оболочек, связанный с действием абляционного давления, является наиболее эффективным.

3.8.2. Эффективность абляционного сжатия. При определении эффективности преобразования энергии греющего излучения, вложенного в мишень, в энергию абляционного сжатия очень большую роль играет процесс теплопроводности из области поглощения энергии к фронту абляции, где и создается давление и температура, управляющие ходом процессов абляции и имплозии. Любой анализ процесса теплопроводности, в том числе и полное гидродинамическое моделирование с использованием ЭВМ, очень чувствителен даже к небольшим неточностям, неизбежным в любой модели. Поэтому более правильным представляется не рассматривать простые модели (такие, как, например, модель изотермического разлета, согласно которой максимальная эффективность процесса имплозии составляет 10%), а изучить экспериментальные результаты и использовать их для проведения соответствующего анализа, а также для создания простых теоретических представлений, с помощью которых можно объяснить экспериментальные данные. На рис. 3.13 представлены экспериментальные результаты, полученные при абляционном ускорении плоских мишеней, выполненных в виде тонких фольг, с помощью лазерного излучения неодимового лазера [47, 48]. Такие тонкие мишени были специально использованы для того, чтобы промоделировать абляционное ускорение оболочечных мишеней большого радиуса. На рисун-

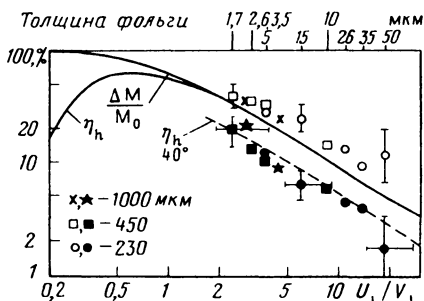


Рис. 3.13. Гидродинамическая эффективность и расход массы при абляции тонких фольг, облучаемых лазерным излучением [48] при различных диаметрах фокального пятна:

$\Delta M / M_0$ — доля испаренной массы;
 U_1 / V_1 — отношение скорости абляции к скорости мишени; η_h — гидродинамическая эффективность

ке представлена также зависимость гидродинамической эффективности от отношения скорости абляции к скорости движения мишени. Видно, что значение эффективности порядка 20% вполне достижимо. Отсюда можно сделать вывод, что оценка с помощью простой модели изотермического разлета приводит к ошибочному результату, заниженному в 2 раза. Для описания полученных экспериментальных данных в [48] была использована простая реактивная модель абляционного ускорения. Авторы работы предположили, что во время фазы ускорения мишень, обладающая массой M и скоростью v , ускоряется в результате постоянного разлета плазмы, испаряющейся с поверхности мишени с постоянной скоростью u . В этом случае, проинтегрировав выражение описывающее сохранение импульса

$$M dv/dt = -u dM/dt,$$

можно получить известное уравнение реактивного движения

$$v/u = \ln(M_0/M).$$

Гидродинамическая эффективность η_h определяется как отношение кинетической энергии ускоренной мишени к поглощенной энергии лазерного излучения:

$$\eta_h = \frac{1}{2} Mv^2/E_a.$$

Поскольку поглощенная энергия лазерного излучения должна быть сбалансирована с энергией абляции и кинетической энергией ускоренной мишени, данное выражение можно преобразовать к следующему виду:

$$\eta_h = (v/u)^2 [\exp(v/u) - 1]^{-1}.$$

Для случая малых потерь массы это выражение существенно упрощается

$$\eta_h \approx v/u \approx \Delta m/M_0.$$

Эта простая зависимость приведена на рис. 3.13 вместе с экспериментальными результатами (точки). Видно хорошее согласие результатов теории и эксперимента.

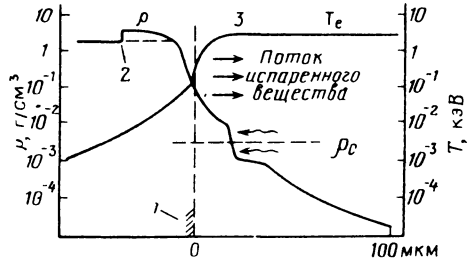
3.8.3. Определение абляционного давления [2, 47 – 49]. Основные физические процессы, связанные с абляционным сжатием, показаны на рис. 3.14. Поглощение энергии греющего излучения происходит во внешней области короны мишени. Эта энергия передается внутрь короны к поверхности мишени, нагревая ее до высокой температуры, в результате чего и происходит испарение мишени. В результате сильного нагрева и испарения поверхности мишени создается большое давление, которое приводит к образованию в мишени ударных волн, сжимающих топливо.

Можно выделить три типа давлений, создаваемых греющим излучением. *Абляционное давление*, связанное с испарением с поверхности мишени нагретой плазмы. При увеличении ρT_e абляционное давление p_d возрастает.

Давление, связанное с предварительным прогревом мишени надтепловыми электронами, которые образуются в области поглощения энергии греющего излучения, проникают затем внутрь мишени и оставляют там

Рис. 3.14. Профили плотности и температуры в плазме, нагреваемой лазерным излучением:

1 — начальное положение поверхности мишени; 2 — фронт ударной волны; 3 — фронт абляции



свою энергию. *Световое давление.* При использовании лазерного излучения действие светового потока может приводить к возникновению ponderomotive силы или создавать определенное давление в области с критической плотностью. Световое давление $W \cdot \text{Па} \cdot \text{см}^{-2}$ можно вычислить по формуле:

$$\rho_L = J/c \sim 3 \cdot 10^{-11} J.$$

Световое давление может изменить форму профиля плотности разлетающейся плазмы, но прямого влияния на процесс сжатия мишени оно не оказывает.

Анализ процесса формирования фронта абляции можно провести с помощью рассмотрения, аналогичного проведенному выше при изучении ударной волны, т. е. абляционный фронт можно интерпретировать как скачок характеристик плазмы [4]. Если при таком рассмотрении перейти к системе координат, зафиксированной в области фронта абляции (рис. 3.15), то можно снова воспользоваться соотношениями Рэнкина—Гюгионо:

$$\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1; \quad \rho_0 + \rho_0 u_0^2 = \rho_1 + \rho_1 u_1^2;$$

$$h_0 + \frac{1}{2} u_0^2 + \frac{W}{\rho_0 u_0} = h_1 + \frac{1}{2} u_1^2 + \frac{W}{\rho_1 u_1} \quad (3.30)$$

Для учета источника теплоты, обусловленного электронной теплопроводностью из области поглощения энергии, в последнее уравнение, характеризующее баланс энергии, введен член W . Процесс абляции характеризуется скоростью распространения тепловой волны $v_T \sim W/\rho_0 h_1$ (это выражение получается из сравнения поглощенной энергии с потоком энтальпии, аналогичным проведенному в § 2.6) и скоростью распростра-

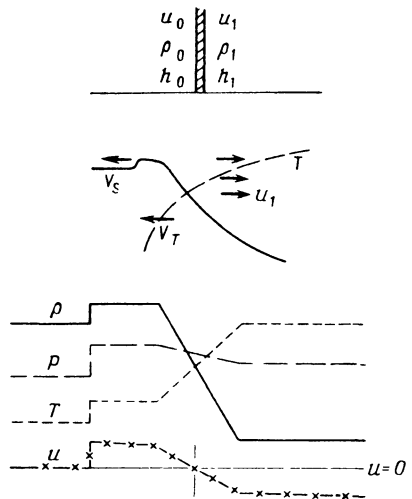


Рис. 3.15. Профили гидродинамических параметров на фронте волны абляции

нения ударной волны $v_S \sim (\rho_1/\rho_0)^{1/2}$. Комбинируя различные соотношения между этими скоростями, выделим следующие случаи:

1. Если скорость распространения ударной волны v_S больше скорости тепловой волны v_T , то в процессе абляции происходит быстрое проникновение ударной волны в плотные слои мишени (см. рис. 3.15). Сжимающее давление при этом равно $p_1 + \rho_1 u_1^2$. Этот случай известен, как дозвуковое горение (дефлаграция) [4].

2. Если $v_T > v_S$, тепловая волна движется внутрь мишени, опережая ударную волну. Из-за прогрева вещества мишени тепловой волной максимальная степень сжатия его ударной волной значительно снижается. Такой процесс известен как сверхзвуковое распространение волны теплопроводности. Более подробно он рассмотрен в следующей главе.

3. Если $v_T = v_S$, имеет место дефлаграция Чэпмена—Жуге. Если охарактеризовать данное вещество некоторым уравнением состояния, например, в рамках модели идеального газа с $h = (\gamma/\gamma - 1) (p/\rho)$, то при использовании соотношений Рэнкина—Гюгонио можно получить четыре уравнения с пятью неизвестными: u_0 , u_1 , ρ_1 , h_1 и p_1 , в которые входят и заданные значения ρ_0 , h_0 и W . Для того чтобы записать полную систему уравнений, необходимо еще одно уравнение, связывающее энергию греющего излучения и параметры абляции. Оно характеризует закон нагрева плазмы и может быть получено из рассмотрения физических процессов, происходящих при взаимодействии греющего излучения с плазмой. Такую систему уравнений можно решить с помощью соотношений параметров фронта абляции так же, как и уравнения для ударной волны. Соответствующий анализ показывает [49], что давление, 10^5 Па, в точке Чэпмена—Жуге характеризуется следующей зависимостью:

$$p_1 \sim 2\rho_1^{1/3} (J/4)^{2/3},$$

где J — интенсивность падающего на мишень греющего излучения, ТВт/см^2 . В случае использования неодимового лазера можно положить ρ_1 примерно равным критической плотности. Тогда зависимость, характеризующая абляционное давление, приобретает вид: $p_1 \sim (0,6) J^{2/3}$. Давление перед фронтом дефлаграции при этом $p_0 \sim 2p_1$.

3.8.4. Особенности процесса абляции при использовании для нагрева мишеней электронных и ионных пучков. Проведенное рассмотрение процесса абляции при использовании лазерного излучения показывает, что его особенностью является экранирование падающего на мишень лазерного излучения от поверхности абляции облаком разлетающейся плазмы. Поглощение энергии лазерного излучения происходит в плазменной короне вблизи области с критической плотностью, а затем в результате процессов переноса она передается к области абляции.

При использовании драйверов на основе электронных и ионных пучков процесс абляции происходит иначе. Частицы падающего на мишень пучка электронов или ионов проникают значительно глубже внутрь мишени. Никакой аналогии области с критической плотностью, куда частицы пучка проникнуть не могут, здесь нет. Следовательно, и абляция мишени под действием пучков электронов или ионов происходит иначе, чем для лазерного излучения. Подробнее механизмы поглощения энергии для пучков заряженных частиц рассмотрены в гл. 5.

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ПЛАЗМЕ, ПОЛУЧАЕМОЙ ПРИ ИНЕРЦИАЛЬНОМ ТЕРМОЯДЕРНОМ СИНТЕЗЕ

Как уже отмечалось, в концепции инерциального термоядерного синтеза энергия лазерного излучения или пучков заряженных частиц, поглощенная в топливной мишени, используется для сжатия мишени до таких значений плотности и температуры, которых достаточно для инициирования термоядерных реакций в центре сжатой области с последующим эффективным термоядерным горением всей сжатой мишени. Выше были рассмотрены различные процессы, связанные с протеканием термоядерных реакций в плазме с инерциальным удержанием. Большое внимание было уделено гидродинамическим процессам, связанным с имплозией мишени, таким как абляционное давление, распространение ударной волны, изоэнтропийное сжатие. В настоящей главе рассмотрены различные механизмы, благодаря которым происходит передача энергии из области поглощения греющего излучения к поверхности абляции мишени.

Для большинства схем инерциального синтеза характерно экранирование значительной части падающего греющего излучения от поверхности мишени облаком плазмы или короной из испаряемого вещества разлетающейся мишени. Например, падающий пучок лазерного излучения не может распространяться в плазме, плотность которой выше критической (при которой плазменная частота становится равной частоте падающего света). Так как критическая плотность сравнительно невелика (10^{21} электронов/см³ для длины волны света 1,06 мкм и 10^{19} электронов/см³ для 10,6 мкм), то большая часть энергии греющего лазерного излучения поглощается в области плазменной короны мишени, вдали от поверхности абляции. При использовании пучков легких и тяжелых ионов также происходит их частичное экранирование от поверхности мишени разлетающейся плазмой.

Поэтому для реализации концепции инерциального термоядерного синтеза особенности протекания процессов передачи энергии, поглощен-

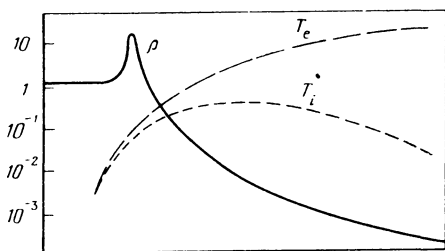
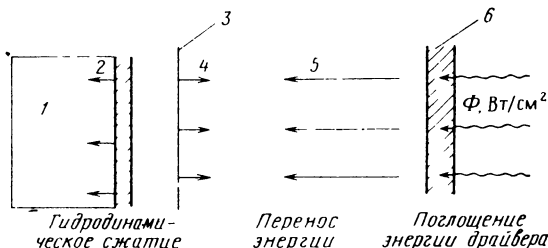


Рис. 4.1. Механизмы переноса энергии в мишенях инерциального термоядерного синтеза:

- 1 — холодное топливо;
- 2 — ударная волна;
- 3 — поверхность абляции;
- 4 — направление абляции;
- 5 — направление абляции;
- 6 — область с критической плотностью



ной во внешних областях плазменной короны, в область абляции мишени имеют очень большое значение (рис. 4.1). Ниже рассмотрены три основных механизма передачи энергии: классическая электронная теплопроводность, перенос горячих (надтепловых) электронов и перенос излучения.

4.1. ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

Одним из наиболее важных механизмов передачи энергии в высокотемпературной плазме является электронная теплопроводность. Поскольку масса электрона мала, а температура плазменной короны мишени, представляющей собой разлетающееся облако плазмы, достаточно высока, то и теплопроводность плазмы оказывается достаточно большой. Хотя процесс обычной теплопроводности в плазме исследован достаточно хорошо; в плазме, получаемой при инерциальном синтезе, происходят новые явления, которые приводят к существенному усложнению процесса теплопроводности. Из-за сильной температурной зависимости процесс электронной теплопроводности становится сильно нелинейным. При поглощении энергии греющего излучения в плазме происходит образование некоторого числа электронов с очень большими энергиями (так называемых надтепловых электронов, которые не подчиняются обычному температурному описанию, принятому в гидродинамической модели плазмы). Эти электроны могут достаточно глубоко проникать в область холодного плотного топлива мишени и прогревать его до сжатия абляционной ударной волной. Из-за наличия как горячих, так и холодных электронов может возникать неустойчивость плазмы, которая приводит к образованию турбулентных течений в плазменной короне и замедлению процесса теплопроводности. Наличие градиентов плотности и температуры может привести к спонтанному возникновению локальных магнитных полей с высокой напряженностью, которые также способствуют замедлению процесса теплопроводности. Поэтому очевидно, что процесс переноса энергии за счет теплопроводности в плазме, получаемой при инерциальном термоядерном синтезе, достаточно сложен.

4.1.1. Электронная теплопроводность в классической теории. Распространение теплового потока в классической теории электронной теплопроводности описывается законом Фурье [1]:

$$q = -\kappa \nabla T, \quad (4.1)$$

где κ — коэффициент теплопроводности. Процесс распространения теплоты определяется в основном распространением быстро движущихся электронов; вкладом медленного движения ионов в первом приближении можно пренебречь. Спитцер провел расчет теплопроводности в модели, характеризующейся диффузией невзаимодействующих электронов сквозь фоновую структуру фиксированных ионов (модель газа Лоренца) [2]; получено следующее выражение:

$$\kappa = \frac{5n_e k^2 T_e}{m_e \nu_{ei}} = 20 (2/\pi)^{3/2} \frac{(k T_e)^{5/2} k}{m_e^{1/2} e^2 Z \ln \Lambda}. \quad (4.2)$$

Из кинетической теории газов следует, что тепловой поток может существовать только при наличии асимметричной или искаженной функции распределения частиц. Это означает, что поток горячих электронов должен быть скомпенсирован соответствующим обратным током холод-

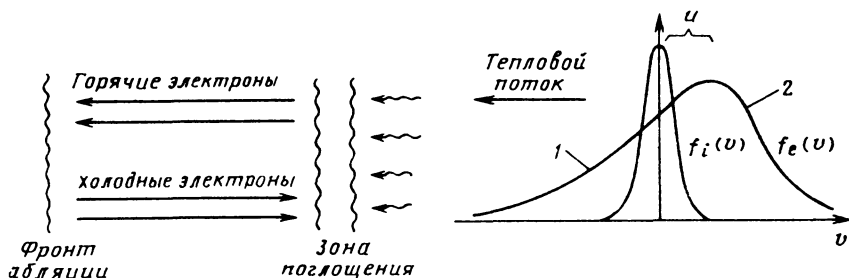


Рис. 4.2. Асимметричная функция распределения, характеризующая процесс электронного теплопроводности:

1 — область переноса теплоты электронами; 2 — обратный ток электронов, необходимый для поддержания $J = 0$

ных электронов (рис. 4.2). Электрическое поле, образующееся в результате такого движения электронов, также дает определенный вклад в тепловой поток. Этот вклад можно учесть следующим образом:

$$\mathbf{q} = -\kappa \nabla T - \beta \mathbf{E},$$

где β — коэффициент Пельтье, характеризующий термоэлектрический вклад в тепловой поток. Связь электрического поля с градиентом температуры можно получить из условия равенства нулю суммарной плотности тока:

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\eta} \mathbf{E} + \alpha \nabla T = 0.$$

Здесь α — коэффициент Сибека; η — удельное сопротивление плазмы. Решение этого уравнения имеет вид:

$$\mathbf{E} = -\alpha \eta \nabla T.$$

С учетом этого выражение для потока теплоты можно переписать следующим образом:

$$\mathbf{q} = -(\kappa - \beta \alpha \eta) \nabla T = -\kappa_{ef} \nabla T,$$

где введено понятие эффективной теплопроводности κ_{ef} , учитывающее вклад наведенного электрического поля:

$$\kappa_{ef} = \kappa - \beta \alpha \eta = \left(1 - \frac{\beta \alpha \eta}{\kappa} \right) \kappa = \delta(T, Z) \kappa.$$

Масштабный параметр $\delta(T, Z)$, являющийся функцией температуры и заряда, протабулирован Спитцером. Для реальных условий в плазменной короне мишени, представляющих наибольший интерес, можно воспользоваться следующей аппроксимацией:

$$\delta = \frac{0,095(Z + 0,24)}{1 + 0,24Z}$$

Теперь запишем выражения для теплопроводности в общем виде:

$$\kappa_e = \delta_e(T, Z) 20 (2/\pi)^{3/2} \frac{k (kT_e)^{5/2}}{m_e^{1/2} e^4 Z \ln \Lambda_{ej}} ;$$

$$\kappa_j = \delta_j (T, Z) 20 (2/\pi)^{3/2} \frac{k (k T_j)^{5/2}}{m_j^{1/2} e^4 Z^4 \ln \Lambda_{jj}} \quad (4.3)$$

и выражение для эффективной электрон-ионной частоты столкновений:

$$\omega_{ei} = \frac{8 (2\pi)^{1/2} n_e Z^2 e^4 \ln \Lambda_{ei}}{3 m_e m_i k^{3/2}} \left[\frac{T_e}{m_e} + \frac{T_i}{m_i} \right]^{-3/2} \quad (4.4)$$

Следует отметить, что из-за сильной зависимости всех коэффициентов от температуры тепловые процессы в плазме являются существенно нелинейными.

4.1.2. Классическая теория теплопроводности плазмы [3]. Локальное поглощение энергии приводит и к локальному изменению характеристик поглощающей среды — плотности, давления и температуры. Затем происходит распространение этих локальных возмущений в другие области данной среды. В большинстве сред перенос энергии происходит в результате двух основных механизмов: гидродинамического движения (звуковых или ударных волн) и теплопроводности. Для некоторых высокотемпературных явлений довольно важным может быть и излучательный перенос энергии.

Скорости переноса энергии из-за теплопроводности обычно значительно меньше скоростей, характерных для распространения гидродинамических возмущений (например, звуковых волн). Поэтому в большинстве сред распространение возмущений давления, а также их затухание происходит значительно быстрее, чем распространение температурных возмущений. Это позволяет достаточно эффективно разделить процессы теплопроводности и гидродинамического движения и считать, что перенос энергии происходит только в результате теплопроводности в соответствии с уравнением:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \mathbf{q} + W,$$

где вектор потока теплоты $\mathbf{q}(r, t)$ задается законом Фурье:

$$\mathbf{q} = -\kappa \nabla T.$$

Обычно при классическом рассмотрении процесса теплопроводности предполагается, что теплопроводность остается постоянной. С учетом этого уравнение теплопроводности легко преобразуется к виду

$$\rho c_p \partial T / \partial t = \kappa \nabla^2 T + W. \quad (4.5)$$

Если обе части этого уравнения разделить на ρc_p , то можно получить обычное уравнение диффузии

$$\partial T / \partial t = D_T \nabla^2 T + Q,$$

где $D_T = \kappa / \rho c_p$ — коэффициент тепловой диффузии; $Q = W / \rho c_p$ — нормированный источник теплоты. Хотя коэффициент тепловой диффузии характеризует перенос энергии, а не перенос частиц, для газа справедлива следующая оценка:

$$D_T \sim D \sim \frac{\lambda}{3} v_T,$$

где λ — средняя длина свободного пробега; v_T — скорость теплового движения частиц (например, в воздухе при нормальных условиях $D_T \sim 2,05 \cdot 10^{-1} \text{ см}^2/\text{с}$, в воде $D_T \sim 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$).

Когда же теплопроводность сильно зависит от температуры, что характерно для плазменной короны, то уравнение теплопроводности становится нелинейным:

$$\rho c_p \partial T / \partial t = \nabla \kappa(T) \nabla T + W. \quad (4.6)$$

При этом возникает множество новых явлений, таких, например, как сверхзвуковое распространение волны теплопроводности. Температурная зависимость теплопроводности характерна и для некоторых других явлений. Уже отмечалось, что для плазмы $\kappa \sim T^{5/2}$. При рассмотрении излучательного переноса иногда вводится эффективная теплопроводность $\kappa \sim T^3$.

Общая теория таких процессов нелинейной теплопроводности подробно проанализирована в [3]. Коэффициент диффузии при этом рассматривался в общем виде:

$$D_T = \kappa / \rho c_p = a T^n. \quad (4.7)$$

Ниже приведена краткая сводка полученных в [3] результатов применительно к особенностям процесса теплопроводности в плазме.

Линейная теплопроводность. Рассмотрим классическую задачу распространения теплового потока от импульсного источника теплоты, расположенного на границе бесконечной среды, теплопроводность которой постоянна. Такой процесс описывается уравнением

$$\partial T / \partial t = D_T \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Q \delta(x) \delta(t). \quad (4.8)$$

Его решение имеет классический гауссов вид (рис. 4.3)

$$T(x, t) = \frac{Q}{(4\pi D_T t)^{1/2}} \exp(-x^2 / 4D_T t).$$

Площадь, ограничиваемая данным гауссианом, постоянна:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dx T(x, t) = Q.$$

Это обычное решение представляет собой функцию Грина для нестационарного уравнения диффузии. Видно, что оно не описывает волновой

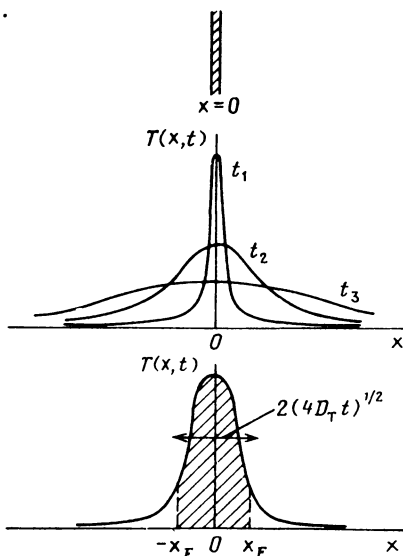


Рис. 4.3. Иллюстрация процесса диффузии теплоты от импульсного источника в рамках модели линейной теплопроводности

процесс, так как предполагает неограниченную скорость распространения теплоты, т. е. для любого момента времени $t > 0$ имеется некоторое решение $T(x, t)$ независимо от того, насколько далеко от источника расположена точка x . Следовательно, $T(x, t)$ не может описывать истинно волновой фронт.

Тем не менее можно определить скорость движения псевдодолнового фронта. Для этого необходимо учесть, что большая часть энергии источника локализована в области, находящейся от него на расстоянии

$$x_F \sim (4D_T t)^{1/2} \sim (D_T t)^{1/2}.$$

Если охарактеризовать такую псевдодолну фронт с координатой $x_F(t)$, то можно вычислить скорость его распространения:

$$v_p = \frac{dx_F}{dt} \sim \left(\frac{D_T}{t} \right)^{1/2} \sim \frac{D_T}{x_F} \sim \frac{\lambda}{x_F} v_T.$$

Этот результат является достаточно важным, поскольку он подразумевает, что после распространения тепловой волны на расстояние x_F , большее чем средняя длина свободного пробега λ , ее скорость распространения становится меньше тепловой скорости v_T . Так как v_T по порядку величины равна скорости звука c_S , то полученный результат свидетельствует о том, что, как только тепловая волна распространится на расстояние, большее, чем длина свободного пробега, волна станет двигаться значительно медленнее скорости звука:

$$v_p \sim \lambda v_T / x_F \ll v_T \sim c_S$$

(фактически это свидетельствует о том, что решение уравнения диффузии справедливо только для расстояний от источника, больших средней длины свободного пробега).

Таким образом, можно сделать заключение, что диффузионная волна, характеризующая процесс линейной теплопроводности, всегда распространяется значительно медленнее, чем гидродинамическое возмущение (звуковая или ударная волна). Следовательно, можно считать, что процесс теплопроводности не связан с гидродинамическим движением.

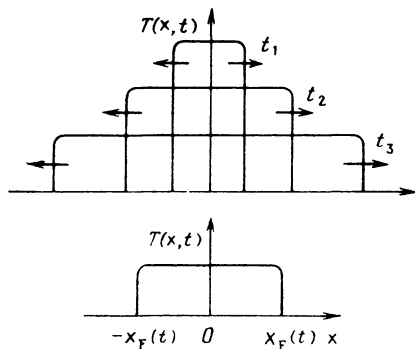
Нелинейная теплопроводность. Ситуация изменяется коренным образом, если коэффициент теплопроводности зависит от температуры. Пусть, например, $\kappa \sim T^n$. Если теперь снова записать уравнение теплопроводности

$$q = -\kappa \partial T / \partial x \sim -T^n \partial T / \partial x$$

и предположить, что перед возмущением теплового потока температура равна нулю, то легко прийти к выводу о невозможности существования какого-либо теплового потока до момента возмущения: $T \sim 0 \rightarrow \kappa \sim 0 \rightarrow q \sim 0$, т. е. обнаруживается наличие резко выраженного волнового фронта для теплового возмущения — тепловой волны (рис. 4.4). (В случае же линейной теплопроводности при исчезновении температуры теплопроводность не исчезает и тепловой поток не равен нулю при любых значениях x .)

Конфигурацию фронта тепловой волны можно определить, предполагая следующее поведение волны [3]:

Рис. 4.4. Распространение тепловой волны от импульсного источника в рамках модели нелинейной теплопроводности



$$T(x, t) = T(x - v_p t),$$

где v_p — скорость распространения тепловой волны. Если это предполагаемое решение подставим в уравнение нелинейной диффузии

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} a T^n \frac{\partial T}{\partial x},$$

то получим

$$-v \frac{dT}{dx} = a \frac{d}{dx} T^n \frac{dT}{dx}.$$

Проводя двукратное интегрирование по x и используя граничное условие $T = 0$ для фронта волны при $x = x_F(t)$, получаем следующее решение этого уравнения:

$$T(x, t) = \left[\frac{nv_p}{a} |x_F(t) - x| \right]^{1/n} \quad (4.9)$$

где $x_F(t)$ и $v_p = dx_F/dt$ пока еще не определены. Точное определение этих величин требует детального решения уравнения нелинейной теплопроводности. Грубую их оценку можно получить, исходя из соображений размерности:

$$x_F(t) \sim (aQ^n t)^{1/(n+2)} = (aQ^n)^{1/(n+2)} t^{1/(n+2)};$$

$$v_p(t) = \frac{dx_F}{dt} \sim (aQ^n)^{1/(n+2)} t^{1/(n+2)-1} \sim \frac{x_F}{t} \sim \frac{aQ^n}{x_F^{n+1}}.$$

Полученные результаты наводят на мысль, что по мере удаления от источника происходит замедление тепловой волны. Чем сильнее зависимость теплопроводности от температуры, тем быстрее происходит замедление.

Авторами [3] было получено точное самосогласованное решение уравнения нелинейной теплопроводности с импульсным источником теплоты в начале координат. Для плазмы, когда $\kappa \sim T^{5/2}$, это решение принимает следующий вид:

$$T(x, t) = T_c(t) \left[1 - \frac{x^2}{x_F^2(t)} \right]^{2/5},$$

где

$$T_c(t) = \frac{Q}{2x_F(t)} \frac{2\pi^{1/2}\Gamma(0,4)}{9\Gamma(0,9)};$$

$$x_F(t) = \xi_0 (aQ^{5/2} t)^{2/9};$$

$$\xi_0 = \left[\frac{(9/2)^{7/2} 2^{-3/2}}{(5/2) \pi^{5/4}} \right]^{2/9} \left[\frac{\Gamma(9/10)}{\Gamma(2/5)} \right]^{5/9}.$$

Это позволяет определить и скорость распространения волны теплопроводности:

$$v_p(t) = dx_F/dt = \xi_0 (aQ^{5/2})^{2/9} t^{-7/9}. \quad (4.10)$$

Структуру такой волны можно сопоставить теперь с полученной ранее структурой для случая линейной теплопроводности (см. рис. 4.3 и 4.4).

С точки зрения проблемы инерциального термоядерного синтеза большой интерес представляет задача для полупространства, на границу которого падает постоянный поток теплоты S_0 . Для ее решения рассмотрим следующее уравнение нелинейной теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial}{\partial x} T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial x}$$

с граничным условием

$$S_0 = -\kappa \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_0 = -c_V \rho a T^{5/2} \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_0.$$

И для этой задачи авторами [3] также было получено самосогласованное решение. Однако для проводящегося здесь упрощенного анализа вполне достаточно использовать лишь оценки порядков величин основных параметров. Оценку средней температуры в области волны можно получить из баланса

$$S_0 \sim c_V \rho a T^{5/2+1}/x_F.$$

С учетом того, что $T/t \sim S_0/x_F$, оценим:

$$x_F(t) \sim \left(\frac{S_0^2}{c_V \rho a} \right)^{2/9} t^{7/2};$$

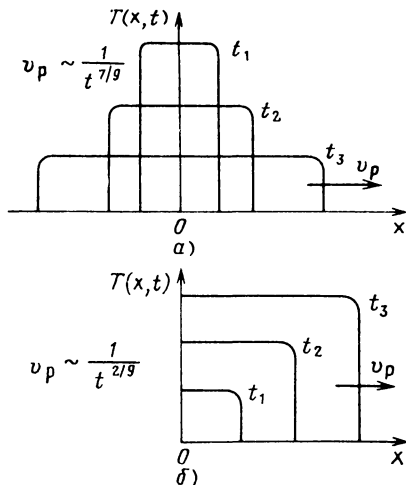
$$v_p(t) \sim \frac{7}{9} (c_V \rho a S_0^{5/2})^{2/9} \frac{1}{t^{2/9}}. \quad (4.11)$$

Сравнение структуры волны теплопроводности для задачи с постоянным источником теплоты на границе с соответствующей структурой волны для импульсного источника теплоты приведено на рис. 4.5. Из рисунка видно, что хотя в первом из рассмотренных случаев скорость распространения тепловой волны затухает очень медленно, на ранней стадии существования тепловой волны скорость ее распространения достаточно велика. Действительно, если мощность теплового источника очень велика, то волна теплопроводности распространяется со сверхзвуковой скоростью

$$v_p > v_c \geq c_s.$$

Иначе говоря, у среды в данном случае просто не будет времени, чтобы сдвинуться с места до прихода тепловой волны, нагревающей ее до вы-

Рис. 4.5. Сравнение процессов распространения тепловой волны от импульсного (а) и постоянного (б) источников теплоты



сокой температуры при очень больших временах. Однако при обстоятельствах, описанных выше, происходит замедление движения волны до скорости звука и ниже (дозвуковое распространение волны).

Интересно рассмотреть случай, когда тепловой поток или температура на границе среды нарастает во времени, что приводит к связи скоростей распространения тепловой и ударной волн, т.е. выполняются условия Чэпмена-Жуге. Например, предположим, что температура на границе области растет согласно закону

$$T_0(t) = Ct^q.$$

Тогда расстояние, на которое происходит перенос теплоты в данной среде, зависит от времени

$$x_F \sim (D_T t)^{1/2} \sim T^{n/2} t^{1/2} \sim t^{(nq+1)/2}.$$

Следовательно, скорость тепловой волны с течением времени изменяется:

$$v_p = dx_F/dt \sim x_F/t \sim t^{(nq-1)/2}.$$

Распространение ударной волны в среде происходит со скоростью

$$v_c \sim c_S \sim T^{1/2} \sim t^{q/2}.$$

Это означает, что скорости распространения тепловой и ударной волн имеют подобные временные зависимости, если

$$(nq - 1)/2 = q/2,$$

или

$$q = 1/(n - 1).$$

Для теплопроводности в плазме $n = 5/2$ и, следовательно, соответствующая температурная зависимость имеет вид:

$$T_0(t) = Ct^{2/3}.$$

Если предположить, что вся энергия греющего излучения поглощается в среде при $x = 0$, т.е.

$$\rho c_v \left. \frac{dT}{dt} \right|_{x=0} = Q(t),$$

то необходимый профиль импульса греющего излучения можно представить в виде

$$Q(t) \sim \frac{d}{dt} (t^{2/3}) \sim \frac{1}{t^{1/3}}.$$

Проведенный анализ позволяет сделать важный вывод: если скорость поглощения энергии очень велика, то тепловая волна будет распространяться в мишени со сверхзвуковой скоростью, опережая сжатие топлива ударной волной. Например, скорость теплового движения электрона с энергией 1 кэВ составляет $v_T \sim 2,3 \cdot 10^9$ см/с = 23 мкм/пс — это действительно очень высокая скорость. Кроме того, как уже отмечалось выше, такие нелинейные тепловые волны играют очень важную роль в формировании структуры ударной волны в плазме, даже при $v_p > v_c$ (см. рис. 3.10).

4.1.3. Экранирование ядра от короны. Взаимосвязь между тепловой энергией короны и ядра мишени проанализирована авторами [4] (в предположении классического поглощения энергии греющего излучения в результате столкновительных процессов). Проведенный анализ показывает, что процессы поглощения в короне и переноса энергии внутрь мишени из-за теплопроводности характеризуются различными временными масштабами:

время нарастания импульса греющего излучения пропорционально скорости, с которой происходит накачка энергии в плазменную корону мишени;

время теплопроводности характеризует скорость, с которой происходит передача энергии внутрь области абляции;

время электрон-ионных и электрон-электронных столкновений (на фронте абляции) определяется скоростью, с которой электроны могут передавать энергию внутрь ядра мишени.

Для анализа влияния этих временных масштабов на процессы передачи энергии из области ее поглощения в короне к ядру мишени можно использовать достаточно простую модель. Будем характеризовать корону и ядро некоторой средней температурой и запишем следующие уравнения теплового баланса:

$$\frac{dT}{dt_{\text{corona}}} = Q(t) - \frac{\lambda_0}{T_{\text{corona}}^{3/2}} (T_{\text{corona}} - T_{\text{core}});$$

$$\frac{dT}{dt_{\text{core}}} = \frac{\lambda_0}{T_{\text{corona}}^{3/2}} (T_{\text{corona}} - T_{\text{core}}),$$

где $Q(t)$ — эффективный источник теплоты, действующий на корону, равный произведению скорости поглощения энергии греющего излучения на вероятность передачи теплоты в область ядра.

Предположим теперь, что поглощение энергии греющего излучения происходит в результате классических столкновительных процессов (например, для лазерного излучения поглощение происходит в результате обратного тормозного эффекта). В этом случае эффективный источник теплоты из соображений размерности можно записать так:

$$Q(t) = -\frac{Q_0(t)}{T_{\text{corona}}^{3/2}} P(T_{\text{corona}}).$$

При этом сделано предположение, что вероятность переноса теплоты P является спадающей функцией температуры короны.

Решение этих уравнений показывает, что если возрастание энергии греющего излучения происходит слишком быстро, то температуры ядра и короны перестают быть взаимосвязанными. Иными словами, если нагрев короны происходит очень быстро, то она стремится теплоизолироваться от ядра мишени, и тогда дальнейшее поглощение энергии приведет лишь к нагреву короны до очень высокой температуры, а температура ядра останется неизменной. Особенно заметно этот эффект проявляется при больших длинах волн используемого лазерного излучения, поскольку критическая область, в которой происходит основное поглощение, имеет меньшую плотность и, следовательно, характеризуется меньшей частотой столкновений.

4.1.4. Ограничения теплового потока. Итак, распространение теплового потока в среде описывается законом Фурье:

$$q_e = -\kappa_e \nabla T_e.$$

Но, как уже отмечалось, для плазмы зависимость теплопроводности от температуры имеет вид: $\kappa_e \sim T_e^{5/2}$. Следовательно, при высокой температуре теплопроводность становится очень большой и согласно закону Фурье в этом случае должен иметь место очень большой тепловой поток.

Фактически при таких условиях происходит нарушение закона Фурье, так как средняя длина свободного пробега электронов становится больше характерного размера градиента температуры (T_e , кэВ; n_e , см⁻³):

$$\frac{T}{|\nabla T|} \sim \lambda \sim 3,81 \cdot 10^{12} \frac{T_e^3}{n_e}.$$

В табл. 4.1 показана зависимость длины свободного пробега электронов от плотности и температуры, характерных для плазмы мишеней инерциального термоядерного синтеза. Эти данные можно сравнить с оценками масштабов температурных градиентов, полученными по результатам численных модельных расчетов динамики мишени в области ее короны:

$$n_e \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}, \quad T_e \sim 5 \text{ кэВ: } \lambda \sim 25 \text{ мкм}, \quad |T/\nabla T| \sim 10 \text{ мкм};$$

$$n_e \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}, \quad T_e \sim 5 \text{ кэВ: } \lambda \sim 250 \text{ мкм}, \quad |T/\nabla T| \sim 100 \text{ мкм}.$$

Легко убедиться, что для рассматриваемых областей параметров плазмы закон Фурье явно неприменим [5 – 10]. Об этом необходимо помнить при проведении модельных гидродинамических расчетов, проводимых

Таблица 4.1. Зависимость средней длины свободного пробега электронов, мкм, от n_e и T_e

T_e , эВ	n_e , см ⁻³			
	10^{19}	10^{21}	10^{23}	10^{25}
10^2	10	1	—	—
10^3	1000	10	0,1	—
10^4	10^5	1000	10	0,1

с помощью ЭВМ, поскольку нереально высокие значения тепловых потоков приводят к получению результатов, не имеющих физического смысла (например, скорость распространения теплоты может получиться больше скорости света). Чтобы этого избежать, максимальный тепловой поток обычно искусственно ограничивают значением, соответствующим потоку свободных частиц [5 – 8], т. е. тепловой поток выбирают интерполяцией между значениями, определяемыми законом Фурье и приближением потока свободных частиц:

$$q = \left[\frac{1}{q_{FL}} + \frac{1}{q_{Stream}} \right]^{-1}. \quad (4.12)$$

Для вычисления теплового потока свободных частиц можно определить число частиц, проходящих через единицу площади, а затем умножить полученное значение на среднюю кинетическую энергию, приходящуюся на одну частицу (в предположении изоэнтропийного распределения частиц):

$$q_{Stream} = \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) \frac{1}{4} n_e \bar{v} = \left(\frac{3}{2} k T_e \right) \frac{1}{4} \left(\frac{k T_e}{m} \right)^{1/2} n_e.$$

Обычно при проведении большинства численных расчетов ограниченный тепловой поток задают в следующем виде:

$$q_e = \left[\frac{1}{\kappa_e |\nabla T_e|} + \left(\frac{1}{2} m v^2 n_e \bar{v} \right)^{-1} \right]^{-1}. \quad (4.13)$$

(Эта интерполяция уже давно используется в газодинамике, где она известна как универсальное соотношение Шермана. В рамках задачи для линейного потока теплоты это соотношение можно вывести и более строго на основе кинетической теории.)

4.1.5. Ограниченная теплопроводность. До сих пор в качестве механизма переноса энергии из области ее поглощения внутрь области абляции рассматривалась только электронная теплопроводность. Однако экспериментальные исследования процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом, проведенные в течение 70-х годов, привели к весьма существенному выводу о наличии таких процессов, как перенос быстрых электронов, генерация спонтанных магнитных полей [11 – 13] и плазменных турбулентностей, которые могут оказать сильное влияние на перенос энергии в области плазменной короны мишени.

Например, в результате проведения многочисленных экспериментальных измерений (включая и результаты, полученные с помощью рентгеновской диагностики плазмы) было установлено, что в ходе процесса поглощения лазерного излучения в области с критической плотностью происходит образование высокоэнергетичных или так называемых над-тепловых электронов [14 – 16]. Оказывается, что при высокой интенсивности светового потока (10^{15} Вт/см²) на их образование уходит заметная часть поглощенной энергии лазерного излучения. Если условно характеризовать такие горячие электроны некоторой эффективной температурой T_h , то из экспериментальных измерений спектров рентгеновского излучения и быстрых ионов можно сделать вывод, что эта температура в 10–20 раз превышает температуру основной части плазмы (1–10 кэВ).

Наличие таких надтепловых электронов — факт немаловажный, так как из-за большой средней длины свободного пробега они могут проникнуть в глубь мишени и создать ее предварительный прогрев, значительно снизив тем самым эффективность сжатия. Более детальное рассмотрение этих процессов проведено ниже.

Другим довольно важным процессом является замедление электронной теплопроводности. При проведении экспериментальных измерений было обнаружено, что реальное значение теплового потока в области короны почти на порядок величины меньше, чем предсказываемое на основе классических представлений (законом Фурье) [15]. Было выдвинуто предположение, что этот эффект может быть связан с генерацией в области короны ионных турбулентностей или с образованием спонтанных магнитных полей в областях, которые характеризуются наличием градиентов плотности и температуры. Ниже эти процессы тоже рассмотрены более детально.

Впервые наличие такого замедления было обнаружено при проведении экспериментов по лазерному облучению фольги, выполненных в Лос-Аламосской научной лаборатории [14, 15]. Облучение фольги проводилось только с одной стороны. Толщину фольги подбирали очень малой, чтобы перенос энергии сквозь нее в результате теплопроводности происходил достаточно быстро и результирующий разлет ионов по обе стороны фольги был симметричным. Однако на самом деле наблюдалась сильная асимметрия в разлете ионов, которую можно было объяснить лишь замедлением (ослаблением) теплового потока (примерно в 30 раз).

В многочисленных последующих экспериментах наличие замедления теплопроводности в лазерных мишенях было полностью подтверждено. Например, измерения линейчатого спектра рентгеновского излучения, испускаемого плоской мишенью, составленной из тонких слоев Al и SiO₂, проведенные для определения глубины проникновения волны теплопроводности [17], показали, что тепловой поток в результате теплопроводности ослабляется в 15 — 25 раз. Измерения радиальной скорости сжатия стеклянных микробаллонов, проведенные с помощью щелевой камеры—обскуры, также указывают на замедление теплового потока примерно в такое же число раз [18]. Некоторые другие эксперименты, проведенные для различных мишеней при различных интенсивностях и длительностях светового импульса, также подтвердили существование этого явления [19].

Итак, вся совокупность полученных экспериментальных данных указывает на наличие сильного замедления процесса теплопроводности в области плазменной короны мишени, которое можно оценить следующим образом:

$$q \sim \frac{1}{20} (-\kappa \nabla T), \quad \text{или} \quad \frac{1}{30} (n_e k T_e) v_e.$$

Замедление теплопроводности экспериментально проявлялось при использовании как коротких так и длинных импульсов лазерного излучения при облучении мишеней и с большим, и с малым атомным номером Z , в направлении вдоль и поперек распространения падающего на мишень лазерного излучения. Было также обнаружено, что надтепловые электроны не оказывают существенного влияния на процесс замедления теплопроводности [20, 21].

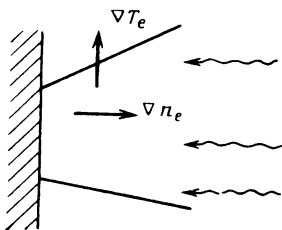


Рис. 4.6. Возникновение градиентов электронной плотности и температуры при облучении плоской мишени пучком лазерного излучения

Для объяснения полученных экспериментальных данных было предложено несколько механизмов замедления теплопроводности, включая возникновение сильных магнитных полей, связанных с градиентами плотности и температуры в области короны, возникновение ионной турбулентности, связанной с обратным током холодных электронов в плазме, из-за которого образуется двухпучковая неустойчивость плазмы, и даже неадекватное моделирование процесса переноса надтепловых электронов.

Наличие больших градиентов температуры и плотности в области плазменной короны может привести к генерации токов в плазме и, следовательно, к возникновению спонтанных магнитных полей соответствующей напряженности [11 – 13]. Если пренебречь эффектом Холла и термоэлектрическим эффектом, то для определения напряженности магнитного поля можно воспользоваться следующим уравнением:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left[\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \frac{c}{en_e} \nabla (n_e k T_e) \right]. \quad (4.14)$$

Если градиент электронной плотности и вектор скорости разлета плазмы параллельны направлению пучка падающего на мишень лазерного излучения (рис. 4.6), то для стационарного состояния короны имеем следующую оценку:

$$B \sim \frac{c}{e} \frac{k T_e}{v} \frac{1}{L},$$

где L — характерный размер градиента электронной температуры в направлении, перпендикулярном радиальному: $L \sim T_e |\nabla T_e|$. В качестве первого приближения можно использовать следующую грубую оценку:

$$B = 10^4 T_e / L.$$

Например, при $T_e = 1$ кэВ и $L = 20$ мкм магнитная индукция спонтанного магнитного поля может достигать 500 кГс.

Для определения влияния [22] магнитной индукции поля на теплопроводность можно воспользоваться формулой для коэффициента переноса в магнитном поле, полученной Брагинским:

$$\kappa_e = \frac{\kappa_e (B = 0)}{1 + (\Omega_{ce} / \nu_{ei})^2}, \quad (4.15)$$

где Ω_{ce} — электронная циклотронная частота. Оценить отношение частот, которое входит в знаменатель формулы (4.15), можно следующим образом:

$$\frac{\Omega_{ce}}{\nu_{ei}} \sim 20 \frac{B T_e^{3/2}}{Z n_e (10^{21})}.$$

Например, при $B \sim 1$ МГс и $Z = 30$, $n_e = 10^{22}$ см $^{-3}$ и $T_e = 1$ кэВ отношение частот $\Omega_{ce}/\nu_{ei} \sim 0,7$. Если же $n_e \sim 10^{21}$, а $T_e \sim 10$ кэВ, то отношение частот становится равным 210. Отсюда становится очевидным, что возникновение спонтанных магнитных полей может привести к замедлению потока теплоты в области короны с плотностью ниже критической. Что же касается областей короны с более высокой плотностью (от критической плотности до плотности, характеризующей область абляции), то для них сильное замедление теплопроводности из-за возникновения спонтанного магнитного поля кажется маловероятным [21].

Другим механизмом, с помощью которого можно объяснить замедление теплопроводности в области короны с достаточно большой плотностью, является рассеяние электронов на ионных акустических флуктуациях плотности (турбулентностях плазмы) [23 – 26]. Выше отмечалось, что поток горячих электронов уравнивается соответствующим противотоком холодных электронов, поскольку квазинейтральность плазмы должна сохраняться. В результате разлета плазмы с поверхности абляции происходит формирование определенного потока ионов. Так как распределение ионов в упомянутой области, движущейся вместе с разлетающейся плазмой, является равновесным (симметричным), а распределение электронов – асимметричным (из-за наличия теплового потока), то возникает некоторый сдвиг максимумов этих распределений (см. рис. 4.2). В результате создаются условия для возникновения двухпучковой неустойчивости (при $T_e \gg T_i$), которая приводит к образованию ионных турбулентностей. Рассеяние электронов на флуктуациях ионной плотности в области турбулентности приводит к эффективному увеличению частоты электрон-ионных столкновений ν_{ei} . Вычисления, проведенные в Лос-Аламосской лаборатории, показали, что такой процесс может быть промоделирован путем ограничения теплового потока, характеризующего течение свободных частиц, в 10 – 30 раз [23].

Хотя и было проведено несколько специальных дополнительных измерений, полного согласия в определении степени влияния ионной турбулентности на теплопроводность получить так и не удалось. Влияние турбулентности на процесс переноса в довольно грубом приближении можно промоделировать с помощью замены обычной частоты столкновений на некоторую эффективную, обусловленную рассеянием частиц на флуктуациях плотности, связанных с турбулентностями. Поскольку

$$\kappa_e \sim 5n_e k^2 T_e / m_e \nu_{ei},$$

то очевидно, что в рамках данной модели из-за наличия турбулентностей κ_e может быть ослаблен в ν_{ei}/ν_{ef} раз, т. е.

$$\kappa_e^{\text{turb}} \sim \left(\frac{\nu_{ei}}{\nu_{ef}} \right) \kappa_e. \quad (4.16)$$

Некоторые оценки показывают, что значения ν_{ef} могут колебаться в широких пределах, как и ионная плазменная частота ω_{pi} , и при этом ограничение будет достаточно сильным. Однако еще совсем неясно, насколько эффективно ионная турбулентность участвует в ограничении теплопроводности в области плазменной короны.

Еще одним из возможных процессов, приводящих к ограничению теплопроводности, является наличие неустойчивости, связанной с анизотропией функции распределения электронов, которая возникает из-за суще-

ствования теплового потока. Эта анизотропия может вызвать мелкомасштабные магнитные возмущения, характеризующиеся экспоненциальным ростом их значений [27]. В этом случае может происходить отражение электронов в результате их многочисленных малых столкновений с такими мелкомасштабными флуктуациями магнитного поля, которые характеризуются некоторой эффективной частотой столкновений:

$$\nu_{ef} \sim \frac{v_e}{L} \left(\frac{L \omega_{pe}}{c} \right)^{1/3},$$

где L — характерный масштаб изменения плотности.

Хотя влияние этого процесса на теплопроводность и не столь велико, как, например, максимально предсказываемое для ионной турбулентности ($\nu_{ef} < \nu_{ei}$), оно может проявляться в значительно более широком диапазоне температур и значений теплового потока.

Ослабление теплового потока может быть обусловлено и некоторыми классическими процессами. Например, механизмы, связанные с образованием короны и ядра мишени, могут привести к образованию горячих электронов со средней длиной свободного пробега, в несколько раз большей радиуса мишени [4]. Эти электроны до попадания в ядро мишени могут несколько раз пройти сквозь всю корону и отдать ей значительную часть своей энергии. Такое явление можно, конечно, рассматривать и как ограничение процесса переноса. Теплопроводность может замедляться и из-за наличия электрических полей, образованных потоками горячих и холодных электронов, движущихся в противоположных направлениях [28, 29]. Возможно также, что никакого ограничения теплопроводности нет вообще, а расхождение экспериментальных данных с расчетными может быть объяснено недостаточно корректными вычислениями, проведенными для случая, когда средняя длина свободного пробега электронов очень велика, т. е. $\lambda/L \sim 1/30$ [30].

Хотя механизм замедления переноса теплоты пока еще точно не установлен, экспериментальные данные, полученные для лазерных мишеней, определенно указывают на его наличие. Если учесть, что большинство механизмов ограничения потока, которые могли бы объяснить экспериментальные данные, характеризуются некоторой эффективной частотой столкновений ν_{ef} , то для наиболее существенных процессов ограничения теплопроводности должно выполняться условие: $\nu_{ef} > \nu_{ei}$. Так как ν_{ei} в области критической плотности изменяется обратно пропорционально квадрату длины волны падающего света: $\nu_{ei} \sim \lambda_L^{-2}$, то естественно предположить, что ограничение теплового потока, весьма умеренное при коротких длинах волн (0,2 мкм), становится очень большим при больших длинах волн (например, 10,6 мкм) и вызывает серьезные проблемы при использовании длинноволновых лазеров для имплозии термоядерных мишеней [25 — 27].

4.2. ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ НАДТЕПЛОВЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Процесс имплозии мишеней инерциального термоядерного синтеза до достижения условий эффективного термоядерного горения весьма чувствителен к механизмам переноса и преобразования энергии греющего излучения из области его поглощения в область абляции и последующей трансформации дошедшей энергии в абляционное давление. Большая часть энергии греющего излучения поглощается в результате

процессов нагрева электронов в области поглощения. Выше уже отмечалось, что имеются многочисленные данные, которые свидетельствуют о сильном ограничении процесса теплопроводности из области поглощения в область абляции (по сравнению с классической электронной теплопроводностью).

Возможно, еще более важным является экспериментально установленный факт, что значительная часть энергии лазерного излучения поглощается в результате образования высокоэнергетических, или надтепловых электронов, т. е. следствием некоторых механизмов поглощения лазерного излучения в плазме (резонансного поглощения или параметрических процессов) может быть образование так называемых высокоэнергетических хвостов в функции распределения электронов. Наличие таких быстрых электронов подтверждается как многочисленными экспериментальными данными, так и результатами модельных расчетов с помощью ЭВМ. Проникновение их в ядро мишени перед прохождением фронта абляции приводит к предварительному прогреву топлива и значительно снижает эффективность имплозии. Кроме того, генерация надтепловых электронов может привести к уменьшению абляционного давления при заданной энергии греющего излучения, так как при возрастании энергии горячих электронов диссипация их энергии, связанная с нагревом холодных электронов, уменьшается.

Образование надтепловых электронов в лазерной плазме подтверждено различными экспериментами, например, при анализе спектра рентгеновского излучения мишеней [11, 31 — 33]. Как будет показано в гл. 9, непрерывный спектр тормозного излучения этих мишеней можно использовать для определения их температуры. Детальные измерения формы энергетического спектра рентгеновского излучения показали, что оно не является чисто температурным [34]. К чисто температурному спектру в области малых энергий рентгеновских квантов добавляется некоторый хвост в области больших энергий квантов. Аппроксимация экспериментальных данных показывает, что температура горячей, или надтепловой, компоненты в 10—30 раз больше температуры основной компоненты.

Имеется возможность измерить число и энергию быстрых ионов, которые ускоряются в поле пространственного заряда, образованного в результате свободного расширения плазмы и ухода электронов из внешней области короны с малой плотностью [35 — 38]. В некоторых экспериментах были предприняты попытки непосредственно измерить температуру горячих электронов.

Для объяснения механизма образования надтепловых электронов при взаимодействии лазерного излучения с плазмой было выдвинуто несколько теорий [39, 40]. Возможно, что наиболее вероятное объяснение связано с процессом разрушения волн, вызванным резонансным поглощением света. Как будет показано в гл. 5, процесс резонансного поглощения связан с наклонным падением светового потока по отношению к градиенту плотности плазмы. Этот процесс приводит к возникновению электронных плазменных колебаний. Из-за наличия различных механизмов затухания (например, затухания Ландау) энергия плазменных колебаний затем диссипирует и частично переходит в кинетическую энергию нагретых за счет них электронов. Если интенсивность падающего светового потока достаточно велика, то плазменные волны становятся настолько интенсивными, что могут ускорять электроны до высокой энергии за один волновой период, т. е. можно считать, что происходит распад волны

с образованием ускоренных электронов, которые уже не подчиняются температурному распределению и являются надтепловыми. Детальный анализ процесса распада волны показывает, что его результатом является образование очень быстрых электронов, движущихся наружу из плотной области мишени. После того как несколько таких электронов покинет мишень, возникает электрическое поле пространственного заряда, которое тормозит и поворачивает эти горячие электроны обратно к ядру мишени, приводя к ускорению ионов при разлете плазмы. Теоретические расчеты [32] показывают, что тепловые электроны можно охарактеризовать некоторой эффективной температурой:

$$T_h \sim 8,5 [T_e]^{1/4} [J_L (10^{15}) \lambda_L (1,06)]^{0,39}.$$

Процесс переноса надтепловых электронов является особенно сложным из-за их очень большой средней длины свободного пробега. Для определения средней длины свободного пробега электронов в плазме воспользуемся формулой

$$\lambda \sim \frac{m_e^2}{4\pi e^4 \ln \Lambda} \frac{v^4}{n_e}.$$

Отсюда находим, что для плазмы с плотностью 10^{21} см^{-3} средняя длина свободного пробега электронов с энергией 100 кэВ составляет 10^7 мкм, для 10^{23} см^{-3} — 10^5 мкм, для 10^{25} см^{-3} — 10^3 мкм и для 10^{27} см^{-3} — 10 мкм. Следовательно, за исключением области сжатого ядра мишени с очень большой плотностью, вся плазма является для таких электронов практически прозрачной. Пройдя сквозь всю корону мишени несколько раз (напомним, что из-за возникновения пространственного заряда во внешней части плазменной короны происходит торможение и поворот вылетевших из нее быстрых электронов), горячий электрон затем попадает в сжатое ядро, вызывая его нагрев перед сжатием ударной волной (рис. 4.7) [41].

Точное описание этих процессов требует проведения анализа в рамках кинетической теории с использованием транспортного, или кинетического, уравнения для функции распределения электронов. Такая модель, основанная на использовании уравнения Фоккера—Планка [42], рассмотрена в гл. 6. Однако в большинстве гидродинамических моделей, используемых при проведении численного моделирования плазмы с по-

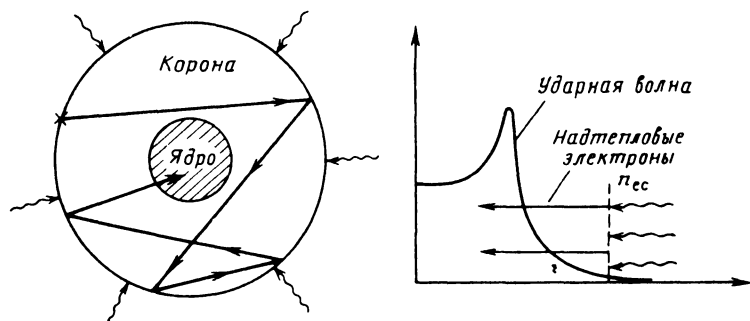


Рис. 4.7. Перенос надтепловых электронов в мишенях инерциального термоядерного синтеза. Ломаной линией показана траектория горячих электронов

мощью ЭВМ, влияние надтепловых электронов учитывается с использованием теории многогрупповой диффузии [8, 9]. Для учета большого значения среднего свободного пробега надтепловых электронов используется метод ограниченного потока.

Перенос надтепловых электронов усложняется некоторыми другими явлениями. Например, пространственно локализованная компонента горячих электронов может повлиять на образование двухпучковой неустойчивости и привести к потерям энергии на ленгмюровских турбулентностях, так как электроны движутся внутрь, к ядру мишени [39]. Направленное движение горячих электронов может привести к образованию обратного тока холодных электронов, что часто приводит к возбуждению ионно-звуковой турбулентности [40]. На процесс переноса надтепловых электронов может повлиять и магнитное поле, спонтанно возникающее в плазме [26].

Совершенно очевидно, что перенос надтепловых электронов играет очень важную роль в имплозии термоядерных мишеней. Он приводит не только к усложнению точного описания процессов переноса энергии из области ее поглощения в область абляции, но и к значительному предварительному прогреву топлива и ослаблению абляционного давления. Кроме того, беспокойство о затруднении процесса имплозии из-за образования надтепловых электронов стало одной из главных причин быстрого возрастания интереса к использованию для нагрева и сжатия мишени ионных пучков, для которых подобная проблема не возникает.

4.3. ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

Излучательные процессы и перенос излучения играют важную роль в изучении и реализации концепции инерциального термоядерного синтеза. Горячая плотная плазма, образованная при нагреве мишеней, излучает и поглощает длинноволновое рентгеновское излучение, которое играет важную роль в переносе энергии и может оказать сильное влияние на динамику сжатия и термоядерного горения мишени. В частности, горящее термоядерное топливо теряет часть своей энергии на излучение, и для правильного описания процессов, происходящих в мишени, а также предсказания условий инициирования термоядерного горения в центре мишени необходимо учитывать эти потери. Для удержания этого излучения в некоторых конструкциях мишеней предусматривается использование экранирующего переходного слоя из вещества с большим Z , окружающего топливо. В конструкциях мишеней с высоким коэффициентом усиления экранирующий слой располагается таким образом, чтобы эффективно поглощать излучение, образованное сгорающим топливом (при температуре порядка 100 кэВ).

Излучательный перенос энергии играет важную роль и в процессе имплозии мишени. Для достижения оптимальной кумуляции ударных волн процесс переноса энергии в область абляции должен быть тщательно запрограммирован с учетом всех механизмов, в том числе и излучательного. Даже небольшое изменение скорости переноса энергии по сравнению с оптимальной для данной мишени может привести к значительному снижению гидродинамической эффективности сжатия.

При проведении экспериментов по инерциальному термоядерному синтезу рентгеновское излучение мишени является также и важным средством диагностики плазмы. Результаты измерений пространственного и временного распределений рентгеновского излучения мишеней явля-

ются главным источником информации о процессах ее сжатия. Более того, детальное понимание процессов генерации и характеристик рентгеновского излучения термоядерных мишеней весьма существенно и для проектирования соответствующих взрывных камер при разработке концептуальных проектов реакторов инерциального синтеза.

Изучение излучательных процессов в мишенях инерциального синтеза усложняется тем, что модели, предназначенные для описания генерации, переноса и поглощения излучения, значительно изменяются при переходе от одной области мишени к другой. Например, в то время как для описания процессов переноса излучения в сжатых внутренних слоях экрана и топлива мишени вполне достаточно использование модели локального термодинамического равновесия (ЛТР), для расширяющейся области испаренного вещества мишени необходимо использовать корональные модели или даже модели полностью неравновесной плазмы. Здесь проведен обзор основных моделей, используемых для описания радиационных процессов в мишенях инерциального термоядерного синтеза.

4.3.1. Поле излучения. В широком смысле понятие излучательного переноса энергии включает в себя все явления, характеризующие распространение электромагнитного излучения и его взаимодействие с веществом. Аналогичные проблемы, связанные с лучистым переносом энергии, возникают также и в астрофизике, метеорологии, фотометрии, радиационной газодинамике, физике плазмы. При анализе переноса энергии обычно используется корпускулярное представление об электромагнитном излучении, — предполагается, что поле излучения представляет собой фотонный газ, и затем для его анализа применяются традиционные методы кинетической теории [43 — 49]. Например, плотность фазового пространства для фотонов или их функцию распределения, подобную используемой в кинетической теории газов (предполагаемое число фотонов с частотой ν в интервале частот $d\nu$ в элементе объема d^3r с координатой r , распространяющихся в направлении $\hat{\Omega}$ в пределах телесного угла $d\hat{\Omega}$ в момент времени t), можно ввести в виде

$$n(r, \hat{\Omega}, \nu, t) d\nu d^3r d\hat{\Omega}.$$

При исследованиях излучательного переноса энергии удобно использовать удельную интенсивность излучения или спектральную плотность излучения $J_\nu(r, \hat{\Omega}, t)$, причем

$$J_\nu(r, \hat{\Omega}, t) = h\nu cn(r, \hat{\Omega}, \nu, t).$$

Если учесть, что фотоны движутся со скоростью света (без учета рефракции), а их энергия $E = h\nu$, то $J_\nu(r, \hat{\Omega}, t) d\hat{\Omega}$ можно интерпретировать как лучистую энергию в спектральном интервале $d\nu$, проходящую через единицу площади в единицу времени в направлении $\hat{\Omega}$ в пределах телесного угла $d\hat{\Omega}$, т. е. спектральную плотность излучения $J_\nu(r, \hat{\Omega}, t)$ следует рассматривать именно как энергию потока фотонов, приходящуюся на единицу телесного угла $d\hat{\Omega}$. При этом спектральная плотность потока лучистой энергии

$$u_\nu(r, t) = \frac{1}{c} \int_{4\pi} J_\nu(r, \hat{\Omega}, t) d\hat{\Omega},$$

а вектор спектральной плотности потока энергии

$$S_\nu(r, t) = \int_{4\pi} \hat{\Omega} J_\nu(r, \hat{\Omega}, t) d\hat{\Omega}.$$

Используя эти представления, можно вывести уравнение для спектральной плотности, описывающее лучистый перенос энергии, приравнявая изменение J_ν из-за истечения фотонов или их ухода из потока, к изменению J_ν , возникающему в результате действия источника и стока (поглощения):

$$\frac{1}{c} \frac{\partial J_\nu}{\partial t} + \hat{\Omega} \nabla J_\nu = j_\nu(r, \hat{\Omega}, t) - k_\nu(r, t) J_\nu(r, \hat{\Omega}, t), \quad (4.17)$$

где члены, характеризующие излучение фотонов и их поглощение, обозначены j_ν (скорость испускания лучистой энергии из единицы объема фазового пространства) и $k_\nu J_\nu$ (массовый коэффициент ослабления фотонов) соответственно (при этом предполагается, что скорость поглощения линейно зависит от спектральной плотности излучения). В более общем виде эти члены можно выразить через коэффициенты испускания фотонов на единицу массы ϵ_ν :

$$j_\nu = \rho \epsilon_\nu, \quad k_\nu J_\nu = \rho k_\nu J_\nu,$$

где $\rho(r, t)$ — плотность массы основного вещества. В определение ϵ_ν и k_ν обычно включаются и процессы рассеяния фотонов, поскольку акт рассеяния можно рассматривать как поглощение, за которым вновь следует испускание фотона.

Перепишем теперь уравнение для излучательного переноса следующим образом:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial J_\nu}{\partial t} + \hat{\Omega} \nabla J_\nu = \rho(r, t) [-k_\nu(r, t) J_\nu(r, \hat{\Omega}, t) + \epsilon_\nu(r, t)]. \quad (4.18)$$

При написании этого уравнения предполагалось, что среда изотропна. Эффекты, связанные с поляризацией, дисперсией (зависимостью коэффициента преломления от ν) и коллективные, здесь не учитывались. Это позволяет рассматривать взаимодействие фотонов с веществом как последовательность независимых, изолированных событий. В это описание не включены и волновые процессы, такие, например, как отражение света.

Поскольку источник излучения по своей природе является изотропным, то коэффициент спонтанного излучения J_ν можно определить из соотношения

$$J_\nu d\hat{\Omega} = \frac{1}{4\pi} J_\nu d\hat{\Omega}.$$

Оптические характеристики вещества определяет коэффициент ослабления μ_ν , который включает в себя коэффициенты собственно поглощения и рассеяния:

$$\mu_\nu = \rho k_{\nu a} + \rho k_{\nu s}.$$

Ослабление потока фотонов описывается хорошо известным выражением:

$$J_\nu(x) = J_\nu(0) \exp \left[- \int_0^x \mu_\nu(x') dx' \right].$$

Оптическая толщина τ_ν слоя x вещества в зависимости от частоты фотона ν задается с помощью безразмерной величины:

$$\tau_\nu = \int_0^x \mu_\nu(x') dx'.$$

Для веществ, непрозрачных для света с частотой ν , $\tau_\nu \gg 1$, в то время как для прозрачных $\tau_\nu \ll 1$.

4.3.2. Излучательные процессы. Для вычисления коэффициентов поглощения k_ν и излучения ϵ_ν , используемых в уравнении лучистого переноса, необходимо рассмотреть возможные механизмы взаимодействия фотонов с веществом. В основе всех механизмов взаимодействия лежат процессы, связанные с переходами между различными энергетическими уровнями атомов (или ионов) основного вещества. Изменение их внутренней энергии при этом равно поглощенной или испущенной энергии излучения.

Среди множества таких процессов наибольший интерес для изучения плазмы инерциального термоядерного синтеза представляют связанно-связанные, свободно-связанные и свободно-свободные переходы электронов, в которых участвуют фотоны рентгеновского излучения [50, 51]. Когда атом переходит из более высокого энергетического состояния в более низкое, этот процесс сопровождается испусканием фотона с энергией (или частотой), равной разности энергий соответствующих уровней. И наоборот, связанный электрон может поглотить фотон и перейти на более высокий энергетический уровень. При достаточно высокой энергии фотона (или многофотонном взаимодействии) важную роль начинает играть процесс фотоионизации. Одним из наиболее важных процессов, приводящих к испусканию излучения, является и фото-рекомбинация. Свободно-свободные переходы электронов характеризуют процесс тормозного излучения, при котором электрон испускает фотон в результате торможения в поле иона, и обратный тормозной эффект, в ходе которого свободный электрон поглощает фотон в поле иона.

Коэффициент поглощения k_ν определяется процессами захвата и рассеяния. Эффективность источника фотонов описывается коэффициентом излучения ϵ_ν . Каждый из процессов захвата, который дает вклад в k_ν , имеет и обратный процесс, дающий вклад в ϵ_ν . Такие обратные процессы могут быть связаны и с предшествующим поглощением, и происходить самопроизвольно. В изотропной среде стимулированное излучение распространяется в том же направлении (в фазе), что и падающее излучение; поэтому обычно его исключают из рассмотрения, вводя следующие определения: k'_ν — захват — стимулированное излучение + рассеяние; ϵ'_ν — спонтанное излучение + рассеяние.

Детальные вычисления коэффициентов поглощения и излучения для связанно-связанных и свободно-связанных переходов весьма сложны и требуют проведения точных расчетов структуры уровней имеющихся атомов и ионов. Коэффициент поглощения для связанно-связанных переходов (линейчатого излучения) представляет собой функцию от частоты излучения с резким максимумом (при резонансной частоте, которая соответствует энергии перехода между i -м и j -м уровнями атома или иона, $h\nu = E_i - E_j$) и имеет очень большое значение. Коэффициент поглощения для свободно-связанных переходов в промежутках между значениями частот, соответствующих связанным электронным

состояниям, зависит от частоты излучения, как ν^{-3} , а при частотах, соответствующих энергиям квантов, равным значениям потенциалов ионизации связанных электронов, имеет резкие скачки.

Скорость взаимодействия фотонов с веществом непосредственно зависит от заселенности различных энергетических состояний атомов среды. Поэтому любое рассмотрение процессов переноса фотонов должно включать в себя уравнения, характеризующие скорости изменения плотностей заселенности различных состояний атомов N_i . Такие уравнения имеют следующий вид [52]:

$$\partial N_i / \partial t + \nabla (N_i \mathbf{u}) = \sum_{j=1}^n W_{ij} N_j, \quad i = 1, \dots, n. \quad (4.19)$$

Скоростные коэффициенты W_{ij} характеризуют в этих уравнениях относительные вклады различных других процессов, не связанных с поглощением и рассеянием фотонов. Наиболее важными среди них являются электронные столкновительные процессы, такие как возбуждение и де-возбуждение свободными электронами, ударная и трехчастичная ионизация. Взаимодействие электронов в процессе переноса излучения может быть очень сложным. Тем не менее во многих случаях его анализ можно значительно упростить, предполагая, что среда находится в термодинамическом равновесии (или, по крайней мере, в частичном равновесии).

4.3.3. Равновесные модели. В простейшей равновесной модели предполагается, что как среда, так и поле излучения находятся в термодинамическом равновесии при температуре T . Эта модель описывает излучение черного тела. При этом энергия излучения с частотой ν , испускаемого единицей объема среды в интервале частот $d\nu$, в точности равна энергии, поглощенной единицей объема среды в этом же интервале частот. Равновесное излучение изотропно и не зависит от свойств среды. Используя принцип детального равновесия [43, 46], можно показать, что плотность энергии равновесного излучения описывается выражением

$$u_{\nu}^p = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (4.20)$$

Эта функция распределения спектральной плотности энергии излучения хорошо известна как распределение Планка (оно характеризует излучение, находящееся в планковском равновесии). Следует отметить, что распределение Планка является функцией только частоты и температуры. Наиболее вероятной энергией для распределения Планка является $2,822kT$. Интегральная (по частоте) плотность энергии излучения задается выражением

$$U^p = \int_0^{\infty} u_{\nu}^p d\nu = \frac{4}{c} \sigma T^4 = 7,57 \cdot 10^{-5} T^4 \text{ эрг/см}^3,$$

где T измеряется в кельвинах; σ — постоянная Стефана—Больцмана; $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{K}^4)$. Следовательно, полная плотность лучистой энергии равновесного излучения пропорциональна четвертой степени температуры. Ясно, что при таких высоких значениях температуры, которые характерны для плазмы, получаемой при инерциальном термоядерном синтезе, плотность излучаемой энергии достаточно высока.

Для примера можно рассмотреть процесс термоядерного горения D—T-топлива с плотностью 200 г/см^3 при температуре 50 кэВ [53]. Тепловая энергия такой плазмы

$$E_T = (3/2) (1 + Z) nkT = 1,22 \cdot 10^{19} \text{ эрг/см}^3.$$

Соответствующая плотность лучистой энергии

$$U^P = (4/c) \sigma T^4 = 8,57 \cdot 10^{20} \text{ эрг/см}^3.$$

Следовательно, для условий, типичных для термоядерного горения, излучение дает значительно больший вклад в плотность энергии плазмы, чем ее тепловая энергия. Правда, этот пример не совсем корректен, так как фактически D—T-топливо прозрачно для излучения и его аппроксимация с помощью равновесной модели неправильна. Однако этот пример достаточно наглядно показывает, насколько важным может быть влияние излучения на процессы, происходящие в плазме.

Интегральный (по частоте) поток лучистой энергии задается выражением

$$S^P = \int_0^\infty S_\nu^P d\nu = \sigma T^4.$$

Для излучения, находящегося в состоянии планковского равновесия, коэффициенты излучения и поглощения легко вычисляются. Как уже отмечалось, для вычисления коэффициента излучения необходимо учитывать спонтанное и стимулированное излучения. Прделав эту процедуру, коэффициент излучения можно записать в виде:

$$j_\nu \left(1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} J_\nu \right).$$

Для равновесной модели излучения связь коэффициентов излучения и поглощения можно получить, исходя из принципа детального равновесия [43], т. е.

$$j_\nu/k_\nu = J_\nu/[1 + (c^2/2h\nu^3)J_\nu], \quad (4.21)$$

или для плотности лучистой энергии

$$J_\nu = 4\pi j_\nu = cu_\nu^P k_\nu [1 - \exp(-h\nu/kT)].$$

До сих пор при анализе процессов излучательного переноса предполагалось, что как поле излучения, так и вещество находятся в термодинамическом равновесии. Кроме этой модели разработаны и другие, более сложные модели, в которых на излучение и вещество накладываются существенные меньшие ограничения. В модели локального термодинамического равновесия (ЛТР) предполагается, что вещество находится в состоянии равновесия, а поле излучения — нет. При этом предполагается, что состояние локального термодинамического равновесия поддерживается электронными столкновительными процессами, т. е. интенсивность поля излучения такова, что интенсивность процессов ионизации и возбуждения при электронных столкновениях значительно больше, чем от поля излучения. Соответствующие равновесные условия характеризуются соотношением заселенности различных состояний, которое определяется

множителем Больцмана:

$$\frac{N_j}{N_i} \rightarrow \frac{g_j}{g_i} \exp(-h\nu_{ij}/kT).$$

Отсюда можно сделать вывод, что процесс испускания фотона не зависит от поля излучения и характеризуется распределением Планка:

$$\epsilon_{\nu}^{\prime}/k_{\nu}^{\prime} = 2h\nu^3/c^2 / [\exp(h\nu/kT) - 1]. \quad (4.22)$$

Это соотношение известно как закон Кирхгофа.

Предполагают, что как плотность свободных электронов, так и интенсивность поля излучения настолько малы, что возбужденные атомы могут спонтанно испускать фотоны, а ионизированные атомы могут прорекомбинировать в результате фоторекомбинации. В такой модели "коронального равновесия" не происходит столкновительного возбуждения или девозбуждения. Поэтому равновесие достигается в результате выравнивания скоростей процессов электронной ударной ионизации и фоторекомбинации.

Во многих случаях такие квазиравновесные модели не дают адекватного описания процессов излучательного переноса. Это вынуждает проводить вычисления для полностью неравновесной модели, которые включают в себя одновременное решение системы связанных уравнений для скоростей изменения плотностей заселенностей различных состояний и уравнений излучательного переноса (а возможно, и гидродинамических уравнений, характеризующих движение основного вещества) [52].

4.3.4. Модели излучательного переноса. Для среды, находящейся в состоянии локального термодинамического равновесия, уравнение переноса излучения можно преобразовать к следующему виду:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial J_{\nu}}{\partial t} + \hat{\Omega} \nabla J_{\nu} = k_{\nu}^{\prime} (J_{\nu}^p - J_{\nu}).$$

Поскольку это уравнение аналогично подобным уравнениям, описывающим другие процессы переноса (например, газодинамические или перенос нейтронов), то для его анализа можно применить хорошо известные методы [44 – 49].

Одним из наиболее часто применяемых методов такого анализа является метод угловых моментов уравнения переноса. Проинтегрировав данное уравнение по всему углу, легко получить следующее уравнение непрерывности для плотности лучистой энергии:

$$\partial u_{\nu} / \partial t + \nabla \mathbf{S}_{\nu} + ck_{\nu}^{\prime} u_{\nu} = ck_{\nu}^{\prime} u_{\nu}^p.$$

Если умножить обе части уравнения переноса на $\hat{\Omega}^n$, а затем снова проинтегрировать по всему телесному углу, то можно получить уравнения для моментов более высокого порядка [45]. Однако обычно такую "иерархию" моментов получают в предположении, что интенсивность лучевой энергии почти изотропна, так что плотность лучевой энергии можно связать с потоком энергии, используя диффузионное приближение:

$$\mathbf{S}_{\nu} = - \frac{c}{3k_{\nu}^{\prime}} \nabla u_{\nu}.$$

Это приводит к следующему диффузионному уравнению для спектральной плотности лучистой энергии:

$$\frac{\partial u_\nu}{\partial t} - \nabla D \nabla u_\nu + ck'_\nu u_\nu = J_\nu. \quad (4.23)$$

Такое уравнение можно решить с помощью любого из стандартных методов, применяемых для диффузионных задач. Одним из наиболее популярных методов является приближение многогрупповой диффузии ограниченного потока [9].

Однако здесь имеется важное отличие от задач, связанных с обычной диффузией, характерной, например, для процессов теплопроводности и переноса нейтронов. Дело в том, что коэффициенты излучения и поглощения, а также коэффициент диффузии сильно зависят от температуры плазмы [50, 51]. Поэтому уравнение диффузии для потока излучения является существенно нелинейным. Более того, в отличие от процессов диффузии других частиц, в которых частицы диффундируют сквозь некоторый фон, где происходит их рассеяние, и в результате этого функция распределения частиц становится более изотропной, диффузия фотонов представляет собой последовательность процессов поглощения и переизлучения. Диффузия излучения в холодную область среды приводит к повышению ее температуры, из-за чего изменяется характер диффузионного процесса. По этой причине уравнение диффузии излучения невозможно анализировать и решать изолированно от других уравнений. Для получения самосогласованного решения его необходимо рассматривать совместно с гидродинамическими уравнениями, описывающими движение среды. Наиболее часто это достигается с помощью включения в уравнения специальных членов, связывающих уравнения, описывающие диффузию излучения и изменение электронной температуры. Для уравнения диффузии излучения такой член имеет следующий вид:

$$J_\nu - ck'_\nu u_\nu,$$

а для уравнения, описывающего изменение электронной температуры, такими членами являются

$$- \int_0^\infty J_\nu d\nu + c \int_0^\infty k'_\nu u_\nu d\nu.$$

Поскольку частотная зависимость обычно рассматривается в многогрупповом приближении, то интегралы здесь обычно заменяются суммами.

Несколько более точная аппроксимация уравнения лучистого переноса связана с получением следующего уравнения для угловых моментов:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{S}_\nu}{\partial t} + \nabla \mathbf{P}_\nu + k'_\nu \mathbf{S}_\nu = 0,$$

где \mathbf{P}_ν — тензор давления излучения, определяемый следующим образом:

$$\mathbf{P}_\nu(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c} \int_{4\pi} \hat{\Omega} \hat{\Omega} J_\nu(\mathbf{r}, \hat{\Omega}, t) d\hat{\Omega}.$$

Для того чтобы сделать данную систему уравнений замкнутой, обычно вводят еще одно уравнение, известное как аппроксимация переменного множителя Эддингтона:

$$P_{\nu}(r, t) = f_{\nu}(r, t) u_{\nu}(r, t), \quad (4.24)$$

где $f_{\nu}(r, t)$ — множитель Эддингтона. Для его вычисления можно использовать множество различных методов [52, 53].

Несколько проще другое приближение, в котором предполагается наличие локального термодинамического равновесия, что позволяет заменить u_{ν} на U^{ρ} . Это приближение известно как приближение лучистой теплопроводности [43], поскольку оно приводит к уравнению теплопроводности для комбинированной среды плазма — излучение вида

$$\mathbf{S} = -\frac{lc}{3} \nabla U^{\rho} = -\frac{16\sigma T^3}{3} \nabla T, \quad (4.25)$$

где l — длина свободного пробега, усредненная по Росселанду, которая определяется следующим образом:

$$l = \int_0^{\infty} (k_{\nu})^{-1} (du_{\nu}^{\rho}/dT) dv / \int_0^{\infty} (du_{\nu}^{\rho}/dT) dv. \quad (4.26)$$

Это приближение хорошо для оптически толстых веществ, в которых градиенты температуры малы. Приведенное выше диффузионное приближение было связано с единственным допущением о том, что вещество является оптически толстым, так что градиенты u_{ν} малы. Это приближение является наиболее подходящим для мишеней инерциального термоядерного синтеза, в которых могут существовать большие градиенты температуры плазмы. Если используется более простая модель лучистой теплопроводности, то вновь придется столкнуться с нелинейным температурным уравнением, как и при электронной теплопроводности, рассмотренной в § 4.1. Однако в этом случае эффективная теплопроводность имеет новую температурную зависимость:

$$\kappa \sim l(T) T^3.$$

Для изучения такого уравнения нелинейной теплопроводности и его решения можно использовать некоторые аналитические методы, подобные упоминавшимся выше, а также результаты этих исследований (в том числе и моделей, дающих характер решения, подобный волновому, а не диффузионному) [3].

ГЛАВА 5

ПОГЛОЩЕНИЕ ЭНЕРГИИ ДРАЙВЕРА

Рассмотрим теперь поглощение падающего на мишень пучка излучения драйвера. Детальный механизм поглощения зависит от типа используемого драйвера. Поглощение энергии интенсивного лазерного излучения представляет собой множество сложных процессов, характеризующих взаимодействие света (электромагнитных волн) с плазмой. Для электронных и ионных пучков наиболее существенны процессы замедления высокоэнергетических заряженных частиц в плазме.

Классические механизмы поглощения энергии в плазме как для лазерного излучения, так и для пучков заряженных частиц связаны с процессами соударений заряженных частиц. Электрическое поле падающего лазерного излучения заставляет осциллировать электроны в плазме мишени. В результате столкновений электронов с ионами энергия этих осцилляций преобразуется в тепловую. Аналогично, в некотором смысле, высокоэнергетические заряженные частицы, падающие на мишень, замедляются из-за столкновений заряженных частиц с плазмой.

Однако поглощение энергии излучения драйвера в мишенях инерциального синтеза не сводится только к таким столкновительным процессам. В действительности, поскольку частота столкновений заряженных частиц быстро уменьшается при возрастании температуры, классические механизмы поглощения при термоядерных температурах могут стать весьма неэффективными. Представляющие наибольший интерес механизмы поглощения энергии скорее связаны с различными аномальными (или недостаточно точно проинтерпретированными) процессами, которые возникают вследствие большой интенсивности пучка или энергии падающих частиц. Например, падение на мишень лазерного излучения или пучка заряженных частиц может сопровождаться коллективными явлениями в плазменной короне мишени и приводить плазму в турбулентное состояние. Эта турбулентность может способствовать усилению поглощения, а также рассеянию падающего излучения или его отражению от мишени.

Ниже рассмотрены некоторые процессы, которые характеризуют взаимодействие пучков греющего излучения драйвера с мишенью и приводят к поглощению энергии излучения. Так как детальное изучение таких механизмов взаимодействия излучения с мишенью довольно сложно (особенно для таких процессов, как плазменная турбулентность и взаимодействие релятивистских пучков с плазмой), ограничимся в основном качественным обсуждением.

5.1. ПОГЛОЩЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ

Лазерное излучение может взаимодействовать с плазмой различными способами. Плазма может преломлять, отражать и (или) поглощать падающее на нее лазерное излучение. Простейшим механизмом поглощения энергии является обратный тормозной эффект или столкновительное поглощение света. Напомним, что тормозной эффект соответствует испусканию излучения (фотонов) при торможении заряженной частицы, например, когда электрон испускает фотон при столкновении с ионом. Обратный тормозной эффект имеет место, когда падающий фотон поглощается электроном в кулоновском поле иона.

Простым путем для понимания обратного тормозного эффекта является рассмотрение движения электрона в электрическом поле падающей электромагнитной волны (падающего пучка света). Поскольку электроны совершают колебательное движение в этом поле, они сталкиваются с ионами, при этом энергия колебаний преобразуется в энергию хаотического теплового движения. Другими словами, колебательное движение электронов соответствует индуцированию падающим пучком света в плазме тока, который затем приводит к джоулевому нагреву плазмы из-за столкновений заряженных частиц. Таким способом энергия падающего света преобразуется в возрастающую тепловую энергию электронов (температуру). Поскольку этот процесс зависит от электрон-ионных

столкновений, можно предположить, что коэффициент поглощения пропорционален частоте электрон-ионных столкновений ν_{ei} . Известно также, что ν_{ei} изменяется с температурой как $T_e^{-3/2}$. Следовательно, при возрастании температуры плазмы поглощение в результате столкновительных процессов или обратного тормозного эффекта становится менее эффективным. Например, длина поглощения света с $\lambda = 1,06$ мкм, распространяющегося в плазме с температурой $T_e \sim 1$ кэВ и эффективным зарядом $Z \sim 3$, составляет примерно 100 мкм. Увеличение температуры плазмы до 10 кэВ приводит к увеличению длины поглощения до 3000 мкм — плазма становится существенно прозрачной для падающего света. Более того, при высоких интенсивностях пучка света коэффициент поглощения может зависеть от интенсивности (так называемый *нелинейный тормозной эффект*) и уменьшаться пропорционально степени интенсивности пучка. Таким образом, при высокой температуре плазмы и высокой интенсивности лазерного излучения механизм поглощения вследствие обратного тормозного эффекта может стать достаточно неэффективным.

Но существуют и другие механизмы поглощения, которые приводят к преобразованию падающего света в плазменные волны. В частности, колебания электронов в электрическом поле падающего света в направлении, поперечном изменению плотности плазмы, приводят к флуктуациям плотности заряда. Если частота падающего света сравнима с частотой электронных колебаний плазмы, то такое взаимодействие может привести к резонансному образованию электронных волн в плазме. Имеется два главных источника образования градиента плотности плазмы, которые приводят к такому взаимодействию. Разлет плазмы в результате процесса абляции приводит к процессам поглощения, связанным с наклонным падением лазерного излучения, известным как резонансное поглощение. Флуктуации плотности, возникающие из-за таких плазменных волн, как ионные акустические волны, могут привести к параметрическому возбуждению неустойчивостей плазмы и, следовательно, к увеличению поглощения.

В ряде случаев взаимодействие лазерного излучения с плазмой, окружающей мишень, может стать достаточно сложным. Аномальные процессы могут привести не только к усилению поглощения, но также и к самофокусировке пучка в узких струях (филаментация) или к отражению пучка от мишени (стимулированное рассеяние). Преобразование энергии света в плазменные волны (как вследствие резонансного поглощения, так и в результате процессов параметрического возбуждения) может привести к возникновению высокоэнергетических, или надтепловых, электронов. Падающий свет может также приводить к возникновению пондеромоторной силы, которая изменяет профиль плотности разлетающейся плазмы, увеличивая его крутизну или пульсации на ее поверхности. Некоторые из механизмов, которые могут возникнуть при взаимодействии лазерного излучения с плазмой мишеней инерциального синтеза, схематически представлены на рис. 5.1.

Ниже мы рассмотрим столкновительные и коллективные процессы поглощения света в плазме. Однако начнем рассмотрение с краткого обсуждения различных возможностей взаимодействия интенсивного света с веществом.

5.1.1. Взаимодействие интенсивного лазерного излучения с веществом. Плотность электромагнитной энергии в области фокального пятна мощ-

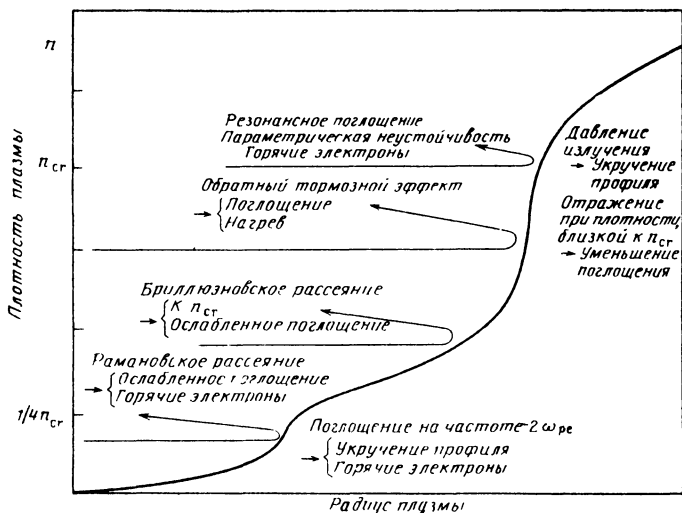


Рис 5.1. Механизмы взаимодействия лазерного излучения с плазмой, представляющие интерес с точки зрения проблемы лазерного термоядерного синтеза

ного импульсного лазера достигает огромного значения. Для ориентации читателя параметры, характеризующие фокальное пятно пучка излучения лазера на основе неодимового стекла мощностью 10 кДж, выделенного в импульсе длительностью 100 пс в области площадью 10^{-3} см^2 , приведены ниже:

Плотность мощности, Вт/см ²	10^{18}	E_{rms} , В/см	10^{10}
Плотность энергии, Дж/см ³	$3 \cdot 10^7$	ν_{rms} , МГц	50
Плотность фотонов, фотон/см ³	$3 \cdot 10^{25}$	Средняя кинетическая энергия электронов, осциллирующих в поле лазерного излучения, кэВ	5

Объемная плотность энергии в области фокального пятна $3 \times 10^7 \text{ Дж/см}^3$ значительно выше плотности энергии связанных электронов атомов $4 \cdot 10^5 \text{ Дж/см}^3$ (но все же значительно ниже плотности ядерной энергии, составляющей 10^{11} Дж/см^3).

Поэтому если такое высокоинтенсивное лазерное излучение фокусируется на твердую мишень, то на поверхности мишени происходят существенные изменения состояния вещества. Поверхность твердой мишени не только испаряется, но также ионизируется, образуя плазму высокой плотности, которая продолжает поглощать падающее лазерное излучение. Очень быстрое возрастание температуры на поверхности твердой мишени приводит к разлету или испарению плазмы, образованной лазерным излучением, в сторону лазерного пучка. Это, в свою очередь, способствует возникновению интенсивной гидродинамической ударной волны, направленной внутрь мишени [1].

Нагрев без изменения фазового состояния. При достаточно низкой интенсивности света ($J \leq 10^7 \text{ Вт/см}^2$) лазерное излучение только нагревает поверхность мишени, без ее расплавления или испарения. Падающий свет поглощается (или частично отражается) в приповерхностном слое

мишени. Поглощенная энергия затем передается во внутренние области мишени в результате теплопроводности.

Лазерное расплавление и испарение. При более высокой интенсивности ($J \approx 10^6 \div 10^9$ Вт/см²) энергия падающего лазерного излучения достаточно велика для расплавления или испарения поверхности твердой мишени. Обычно получается испарение (сублимация), а не плавление поверхности. Механизм испарения зависит от интенсивности лазерного излучения (длительности импульса).

При большой длительности импульса и малой интенсивности ($J \approx 10^6 \div 10^7$ Вт/см²) лазерное излучение образует на поверхности твердой мишени глубокие узкие отверстия. Реактивное давление продуктов испарения, образованных на поверхности мишени, в этом случае очень мало. Обычно импульс с энергией 10 Дж, высвобождающейся за 1 мс, образует кратер глубиной 1 мм.

При более высокой интенсивности и меньшей длительности импульса ($J \approx 10^9$ Вт/см²) испаряется только небольшое количество вещества мишени. Однако образованное облако продуктов испарения может взаимодействовать с падающим лазерным излучением, поглощая его и экранируя поверхность мишени. Так как более высокая интенсивность приводит к образованию более высокого давления, которое вызывает разлет продуктов испарения с большой скоростью с поверхности мишени, реактивная сила разлета образует сильную ударную волну, направленную внутрь твердой мишени. Например, импульс с энергией 10 Дж и длительностью 30 нс испаряет поверхностный слой вещества толщиной всего лишь от 1 до 3 мкм.

Лазерная ионизация и газовый пробой. Известно, что достаточно интенсивное лазерное излучение может ионизовать вещество. В частности, фокусирование излучения мощного импульсного лазера способно вызвать искру в воздухе, т. е. произвести пробой газа [2, 3]. Пороговое значение интенсивности для этого явления составляет $J \approx 10^{10}$ Вт/см².

По-видимому, явление пробоя связано с двумя процессами: образованием начальной ионизации и последующим ростом этой ионизации. Второй из этих процессов обычно считают обусловленным лавинным механизмом. Если в газе имеются свободные электроны, то электрическим полем падающего лазерного излучения они будут быстро ускорены до высоких энергий. Через очень короткий промежуток времени они приобретут энергию, достаточную для ионизации других атомов и образования большего числа свободных электронов, и так далее, увеличивая лавину в процессе каскадной ионизации.

Понять образование начальной, или первичной, ионизации значительно труднее, поскольку фотоны падающего лазерного излучения имеют энергию $h\nu$, значение которой во много раз меньше потенциалов ионизации большинства атомов. Например, потребовалось бы одновременное поглощение 43 фотонов излучения лазера на основе CO₂, чтобы ионизовать атом лития. Такая очень высокая упорядоченность многофотонных процессов маловероятна. Тем не менее при очень высокой плотности фотонов в области лазерного фокального пятна этот механизм может стать существенным. Другие объяснения начальной ионизации связаны с наличием примесей, а также с искажением энергетических уровней атомов в электрическом поле высокоинтенсивного лазерного излучения, которое эффективно понижает потенциал ионизации.

Вычисление пороговых параметров лазерного излучения, при которых происходит ионизация газа, и экспериментальная проверка сделанных

оценок весьма сложны. Но при очень больших интенсивностях, используемых в большинстве случаев (свыше 10^{12} Вт/см²), можно считать, что ионизация мишени происходит мгновенно независимо от конкретного механизма, вызывающего ее. (Следует напомнить, что кинетическая энергия свободного электрона, осциллирующего в электрическом поле падающего на мишень лазерного излучения, составляет обычно килоэлектрон-вольт и более.) Поэтому обычно рассматривают взаимодействие интенсивного лазерного излучения с мишенью инерциального синтеза, уже окруженной слоем плотной низкотемпературной ($T \sim 5$ эВ) плазмы.

5.1.2. Столкновительное (обратнотормозное) поглощение лазерного излучения в плазме. Классическим механизмом поглощения лазерного излучения в плазме является поглощение, возникающее из-за наличия обратного тормозного эффекта, или свободно-свободное поглощение, при котором фотон поглощается свободным электроном в поле иона. Однако качественное описание такого процесса позволяет выявить, что электрическое поле падающего на мишень лазерного излучения заставляет осциллировать свободные электроны. (Ионы также осциллируют, однако из-за значительно большей массы их движением можно пренебречь.) Эта энергия направленного движения электронов затем трансформируется в тепловую в результате взаимодействия электронов с ионами. Другими словами, электрическое поле лазерного излучения генерирует электронный ток, а электронное сопротивление плазмы, обусловленное электрон-ионными столкновениями, приводит к так называемому джоулевому нагреву плазмы.

Чтобы проанализировать этот процесс более подробно [4, 5], рассмотрим распространение в среде линейно поляризованной плоской электромагнитной волны, описываемое уравнениями Максвелла. Предположим, что вектор распространения волны направлен вдоль оси z , а вектор электрического поля — вдоль оси x (рис. 5.2), тогда уравнения Максвелла приобретают следующий вид:

$$\partial E / \partial z = \partial B / \partial t;$$

$$\partial B / \partial z = \mu J + (1/c^2) (\partial E / \partial t),$$

где J — ток, индуцированный электромагнитной волной в направлении оси x , значение которого можно вычислить, рассматривая уравнение движения электрона в электрическом поле вдоль оси x со скоростью u :

$$m du / dt + m \nu_e u = -eE.$$

Частота электрон-ионных столкновений вошла в это уравнение в слагаемом, описывающем трение. При этом плотность индуцированного тока оказывается связанной со скоростью u следующим соотношением:

$$J = n_e e u.$$

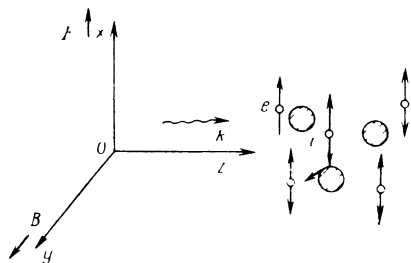
Решение этих уравнений будем искать для плоской волны в виде:

$$E = E \hat{e}_x \exp[i(\tilde{k}z + \omega t)].$$

Тогда можно получить следующие выражения для скорости электрона:

$$u = \frac{eE}{m} \left(\frac{i\omega - \nu_{ei}}{\omega^2 + \nu_{ei}^2} \right) \exp[i(\tilde{k}z + \omega t)]$$

Рис. 5.2. Система координат для рассмотрения процесса поглощения вследствие обратного тормозного эффекта



и плотности тока

$$J = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m} \right) \left(\frac{i \omega - \nu_{ei}}{\omega^2 + \nu_{ei}^2} \right) \epsilon_0 E \exp [i (\tilde{k} z + \omega t)],$$

где использовано следующее определение плазменной частоты ω_p :

$$\omega_p^2 \equiv e^2 n_e / \epsilon_0 m.$$

Подставив полученное выражение для плотности тока в уравнения Максвелла, приходим к соотношению между волновым числом \tilde{k} и частотой лазерного излучения ω , т. е. к дисперсионному соотношению для распространения лазерного излучения в плазме:

$$\left(\frac{\tilde{k} c}{\omega} \right)^2 = 1 - \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_{ei}^2} \right) \left(1 + i \frac{\nu_{ei}}{\omega} \right).$$

Поскольку \tilde{k} является обычно комплексной величиной, световой поток ослабляется по мере распространения в плазме. В частности, для коэффициента преломления n_i справедливо выражение

$$n_i \equiv \text{Re} \left\{ \frac{\tilde{k} c}{\omega} \right\} = \left[\frac{\beta}{2} + \frac{1}{2} \left[\beta^2 + (1 - \beta)^2 \left(\frac{\nu_{ei}}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2} \right]^{1/2},$$

в то время как для коэффициента поглощения энергии

$$k_\nu \equiv 2 \text{Im} \left\{ \tilde{k} \right\} = 2 \frac{\omega}{c} \left[- \frac{\beta}{2} + \frac{1}{2} \left[\beta^2 + (1 - \beta)^2 \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{\nu_{ei}}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2} \right],$$

где

$$\beta \equiv 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 + \nu_{ei}^2).$$

Распространение света в плазме. Прежде чем продолжить рассмотрение процессов поглощения, отметим, что при $\nu_{ei} \ll \omega$ выражение для показателя преломления упрощается:

$$n_i = \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

Если плазменная частота превышает частоту лазерного излучения $\omega_p > \omega$, то показатель преломления n_i становится мнимой величиной. Это означает, что свет не может распространяться в плазме при $\omega_p > \omega$.

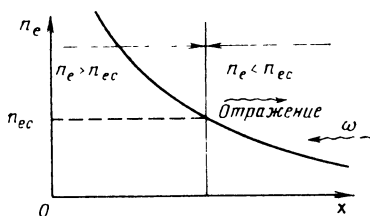


Рис. 5.3. Отражение лазерного излучения от границы области с критической плотностью

Разлет плазмы, типичный для мишеней инерциального синтеза, характеризуется градиентом плотности, подобным изображенному на рис. 5.3. Поскольку плазменная частота зависит от плотности: $\omega_p \sim n_e^{1/2}$, очевидно, что лазерное излучение, распространяющееся в плазме из области меньшей плотности в область большей плотности, может проникать в плазму только до такого значения плотности, при котором ω_p становится равной ω . Это граничное значение обычно называют *критической плотностью*, в более явном виде ее можно определить следующим образом:

$$n_{ec} \equiv \epsilon_0 m \omega_0^2 / e^2,$$

где ω_0 — частота падающего лазерного излучения. Очевидно, что область с критической плотностью будет отражать лазерное излучение. Более детальное рассмотрение показывает, что в области пониженной плотности, где частота лазерного излучения превышает плазменную частоту, инерции электронов достаточно, чтобы ток в веществе находился в фазе с индуцированным током. В области повышенной плотности, где частота лазерного излучения меньше плазменной частоты, направление тока в веществе становится противоположным индуцированному в поле лазерного излучения и распространение электромагнитной волны становится невозможным.

С этой точки зрения имеет смысл сделать еще несколько примечаний. Так как показатель преломления $n_i < 1$, свет отражается от области плазмы более высокой плотности. Ниже мы обсудим причины того, что основное поглощение лазерного излучения в плазме происходит в области ее критической плотности n_{ec} или в ближайшей окрестности этой области.

Другим важным параметром, характеризующим реакцию плазмы на падающее лазерное излучение, является так называемая колебательная скорость, с которой электроны осциллируют в электрическом поле световой волны:

$$u_0 = \frac{e}{m_e} E_n \left| \frac{i \omega - \nu_{ei}}{\omega^2 + \nu_{ei}^2} \right| \sim \frac{e E}{m_e \omega}.$$

Соответствующая кинетическая энергия осциллирующего электрона описывается выражением

$$\langle KE \rangle_{osc} = \frac{1}{2} m_e u_0^2 = \frac{\bar{J}}{2 n_i n_{ec}},$$

где \bar{J} — средняя интенсивность падающего светового потока. Значения критической плотности n_{ec} и некоторые другие параметры, характеризующие лазерное излучение с различными длинами волн, приведены в табл. 5.1.

Таблица 5.1. Параметры, характеризующие поглощение лазерного излучения с различными длинами волн в плазме

Тип лазера	λ_0 , мкм	$h\nu$, эВ	ρ_c , г/см ³	n_{ec} , см ⁻³
УФ Экимерный Nd (x 4)	0,25	5,4	$7,0 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{22}$
Nd (x 2)				
Nd	0,50	2,5	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$4,5 \cdot 10^{21}$
CO ₂	10,6	0,117	$3,3 \cdot 10^{-3}$	10^{21}
			$3,3 \cdot 10^{-5}$	10^{19}

Классическое поглощение. В области пониженной плотности разлетающейся плазмы, где происходит поглощение лазерного излучения, частота столкновений значительно меньше частоты падающего лазерного излучения: $\nu_{ei} \ll \omega_0$. Это позволяет упростить вид дисперсионного соотношения

$$\left(\frac{\tilde{k}c}{\omega_0} \right) \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \left(\frac{\nu_{ei}}{\omega_0} \right).$$

Решив его, получим выражение для $k_{\nu}(\omega_0)$:

$$k_{\nu} \approx \frac{\omega_0}{c} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \right)^{1/2} \left\{ 1 + i \left(\frac{\nu_{ei}}{2\omega_0} \right) \left(\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \right) \frac{1}{1 - (\omega_p^2/\omega_0^2)} \right\}.$$

Теперь найдем коэффициент поглощения:

$$k_{\nu} = 2\text{Im} \{ \tilde{k} \} \approx \left(\frac{\nu_{ei}}{c} \right) \left(\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \right) \frac{1}{[1 - (\omega_p^2/\omega_0^2)]^{1/2}}.$$

Если подставить в него зависимость частоты электрон-ионных столкновений ν_{ei} , то получим следующее выражение для коэффициента поглощения, возникающего из-за наличия обратного тормозного эффекта [4, 6]:

$$k_{\nu} = (2\pi)^{1/2} \left(\frac{16\pi}{3} \right) \frac{Z n_e^2 e^6 \ln \Lambda}{c (m_e k T_e)^{3/2} \omega_0^2 (1 - (\omega_p^2/\omega_0^2))^{1/2}},$$

где

$$\Lambda = \frac{\nu_{th}}{\omega_p \rho_{min}}; \quad \rho_{min} \equiv \max \left\{ \frac{Z e^2}{k T_e}, \frac{h}{(m_e k T_e)^{1/2}} \right\}.$$

Исследуем это выражение более детально [7]. При фиксированных плотности n_e и температуре T_e плазмы оказывается, что $k_{\nu} \sim 1/\omega_0^2 \sim \lambda_0^2$ и, следовательно, можно предположить, что излучение с большей длиной волны поглощается более эффективно. Однако на самом деле это не так, поскольку поглощение происходит в основном в области с критической плотностью n_{ec} , соответствующей плазменной частоте $\omega_p = \omega_0$. Перепишем выражение для коэффициента поглощения в другой форме:

$$k_{\nu} \approx \frac{\Phi^2}{(1 - \Phi)^{1/2}} k_{0c},$$

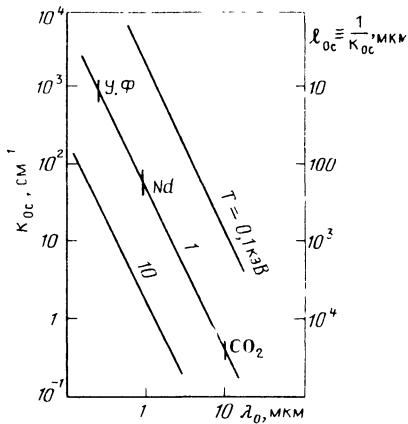


Рис. 5.4. Зависимость эффективной длины поглощения вследствие обратного тормозного эффекта от длины волны лазерного излучения и температуры плазмы

где $\Phi \equiv n_e/n_{ec}$; k_{0c} — коэффициент поглощения, характеризующий область с критической плотностью:

$$k_{0c} \equiv \frac{1}{c} \nu_{ei} (n_e = n_{ec}).$$

Фактически k_{0c} является наиболее удобной мерой эффективности по-

глощения для лазерного излучения заданной длины волны. Поскольку частота столкновений пропорциональна плотности: $\nu_{ei} \sim n_e$, очевидно, что $k_{0c} \sim \omega_0^2$. Следовательно, эффективная длина поглощения лазерного излучения быстро уменьшается при уменьшении длины волны излучения (рис. 5.4).

Влияние градиентов плотности плазмы. Облако разлетающейся плазмы, окружающей термоядерную мишень, характеризуется переменной плотностью $n_e(x)$ (здесь мишень рассматривается в плоской геометрии). Следовательно, эффективное поглощение падающего пучка должно учитывать изменение коэффициента поглощения $k_\nu(x)$, вызванное пространственным градиентом плотности [5, 8]. Конкретнее, поглощение можно связать с величиной $\exp[-\int k_\nu(x) dx]$, в которой

$$\int k_\nu(x) dx \sim k_{0c} \int \frac{[n_e(x)/n_{ec}]^2}{[1 - n_e(x)/n_{ec}]^{1/2}} dx.$$

Для линейного изменения плотности $n_e(x) = n_{ec}x/L$ это выражение дает следующую зависимость поглощения пучка (включая поглощение падающего и отраженного пучков): $1 - \exp(-\frac{32}{15} k_{0c}L)$.

Для экспоненциального профиля плотности $n(x) = \beta n_{ec} \exp(-x/L)$ численный коэффициент в полученном выражении для поглощения заменен на следующий:

$$\frac{32}{15} \rightarrow \frac{4}{3} \left[1 - \left(1 + \frac{\beta}{2} \right) (1 - \beta)^{1/2} \right] \text{ при } \beta < 1.$$

Очевидно, что поглощение существенно зависит от безразмерного параметра $k_{0c}L$, т.е. от отношения масштабного фактора L профиля плотности к длине поглощения при критической плотности k_{0c}^{-1} . Чтобы происходило значительное поглощение вследствие обратного тормозного эффекта, облако плазмы должно характеризоваться масштабным фактором, сравнимым по порядку величины с длиной поглощения для области критической плотности n_{ec} .

Нелинейный тормозной эффект. В рассмотренном простейшем случае поглощения лазерного излучения плазмой может возникнуть много других вариантов. При достаточно низкой температуре может происходить

поглощение в результате связанно-связанных и связанно-свободных переходов. При более высокой интенсивности сильное электрическое поле светового потока исказит распределение тепловых скоростей электронов, изменит частоту столкновений ν_{ej} и приведет к возникновению зависимости коэффициента поглощения k_ν от интенсивности светового потока J (отсюда и название этого явления — *нелинейный тормозной эффект*). Этот эффект проявляется при такой интенсивности светового потока, когда энергия осцилляций электронов в электрическом поле светового потока становится сравнимой с их тепловой энергией

$$\langle kE \rangle_{osc} \sim kT_e.$$

Хотя точное вычисление влияния интенсивности светового потока на вид функции распределения электронов весьма громоздко, можно обсудить некоторые качественные особенности этого явления. В простейшей модели предполагается, что функция распределения электронов $f_e(v)$ остается максвелловской, но частота электрон-ионных столкновений ν_{ej} изменяется, так как скорость электрона должна содержать теперь колебательную компоненту u_0 [9–15]. При этом коэффициент поглощения изменяется следующим образом:

$$k_\nu \rightarrow \frac{k_\nu}{1 + \frac{3}{2} (u_0/v_{th})^2}.$$

Так как $(u_0/v_{th})^2 = \langle kE \rangle_{osc}/kT$, то очевидно, что при большой интенсивности светового потока коэффициент поглощения будет уменьшаться пропорционально J^{-1} .

Более точный расчет [16, 17], в котором учитывается отклонение распределения $f_e(v)$ от максвелловского, приводит к следующему результату:

$$k_\nu \rightarrow k_\nu \exp(-v_w^2/2v_{th}^2),$$

где v_w^2 определяется из следующей формулы для соответствующей кинетической энергии, выраженной в электрон-вольтах:

$$\frac{1}{2} m_e v_w^2 \equiv 8 \left[\left(\frac{n_e}{n_{ec}} \right) \left(\frac{Z}{\lambda_0} \right) \left(\frac{\ln \Lambda}{10} \right) \right]^{2/3}.$$

Коэффициент поглощения, полученный в результате проведенных оценок, по крайней мере, на два порядка величины меньше, чем для обычного (линейного) поглощения, возникающего из-за присутствия обратного тормозного эффекта.

Почти нет сомнений в том, что этот процесс действительно может происходить, но прямые экспериментальные данные по его наблюдению весьма скудны, так как параллельно имеют место некоторые другие процессы (например, резонансное поглощение, стимулированное рассеяние), возникающие уже при меньших интенсивностях светового пучка.

5.1.3. Резонансное поглощение. При падении света на пространственно неоднородную плазму, когда световой поток имеет компоненту электрического поля E , направленную вдоль градиента плотности ∇n , происходит образование электростатических волн. В частности, когда плоскополяризованный свет (с направлением вектора электрического поля, параллельным плоскости падения) падает под некоторым углом к градиенту

плотности, то компонента его электрического поля, параллельная градиенту плотности, вызывает генерацию электронных плазменных волн (рис. 5.5). Вблизи области критической плотности электрическое поле становится настолько большим, что может резонансно возбуждать эти волны. В результате этого происходит преобразование энергии светового потока в энергию волн и в конце концов вследствие затухания волн в тепловую энергию электронов (Следует заметить, что если свет s -поляризован и вектор электрического поля E лежит вне плоскости падения, то образование плазменных волн не происходит.) Описанный процесс известен как резонансное поглощение [8–25]. Он является преобладающим механизмом поглощения лазерного излучения в мишенях инерциального синтеза.

Простая модель резонансного поглощения [22, 26]. Рассмотрим неоднородную плазму, на которую воздействует однородное электрическое поле напряженностью E_d и частотой ω_0 . Объединяя уравнения Максвелла

$$\nabla E = 4\pi\rho;$$

$$\partial\rho/\partial t + \nabla J = 0,$$

получаем

$$\nabla \left(4\pi J + \frac{\partial E}{\partial t} \right) = 0$$

или

$$\partial E/\partial t + 4\pi J = \langle \partial E/\partial t + 4\pi J \rangle,$$

где усреднение обозначает пространственную независимость выражения. Если пренебречь движением ионов и провести линеаризацию, то можно записать:

$$J = -en_0(z)u,$$

где u — скорость осцилляций. Продифференцируем это выражение по времени и используем линеаризованное уравнение движения. В результате получим

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \omega_p^2(z)E + v_{ei} \frac{\partial E}{\partial t} = -[\omega_p^2(z) - \langle \omega_p^2(z) \rangle] E_d \cos\omega_0 t.$$

Пусть поле $E \sim \exp(i\omega_0 t)$, тогда

$$E = \omega_p^2(z) E_d / (\omega_0^2 - \omega_p^2(z) + i v_{ei} \omega_0).$$

В предположении линейного изменения плотности $n(z) = n_{ec}(z/L)$ найдем поглощенную энергию лазерного излучения:

$$p_{abs} = \int \frac{v_{ei} |E|^2}{8\pi} dz = \frac{\omega_0 L E_d^2}{8}.$$

Следует отметить, что в этом выражении частота столкновений v_{ei} отсутствует, т.е. резонансное поглощение не зависит от особенностей механизма затухания волн в плазме.

Наклонное падение [26]. В более общем случае световой поток падает на поверхность плазмы под некоторым углом к градиенту плотности

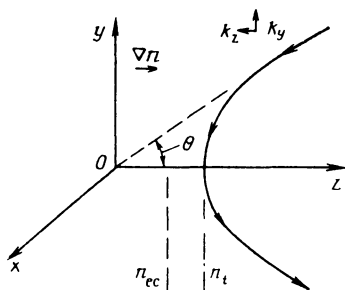
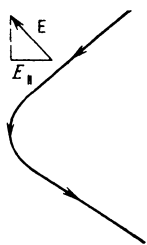
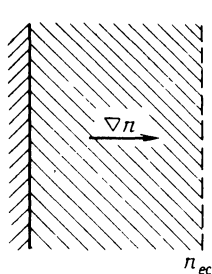


Рис. 5.5. Резонансное поглощение при наклонном по отношению к градиенту плотности падении света

Рис. 5.6. Система координат для рассмотрения резонансного поглощения

(рис. 5.6). Дисперсионное соотношение, описывающее световую волну, имеет следующий вид:

$$\omega_0^2 = \omega_p^2 + \omega_0^2 \sin^2 \theta + k_z^2 c^2.$$

Глубина проникновения светового потока в плазму достигает максимума при $k_z = 0$ или при $n_t = n_{ec} \cos^2 \theta$. В случае падения p -поляризованного света (в плоскости yz) имеется составляющая вектора электрического поля $E_{||}$, направленная вдоль градиента плотности. Для анализа данного случая необходимо вычислить эту составляющую и затем использовать ее в качестве E_d в выражении, полученном ранее при рассмотрении модели с линейным изменением плотности. В [22] показано, что компонента электрического поля, которая вызывает резонансное поглощение, описывается зависимостью:

$$E_d = E_{||} \sim \frac{E_0}{\left(\frac{\omega_0 L}{c}\right)^{1/16}} \sin \theta \exp \left[-\frac{2}{3} \left(\frac{\omega_0 L}{c}\right) \sin^3 \theta \right],$$

где L — масштабный фактор (в предположении линейного изменения плотности). Тогда долю поглощения можно вычислить следующим образом:

$$f = \frac{1}{2} \Phi^2(\tau),$$

где

$$\tau = (k_0 L)^{1/3} \sin \theta;$$

$$\Phi(\tau) = 2,31 \operatorname{texp} \left(-\frac{2}{3} \tau^3 \right).$$

Зависимость доли поглощения от угла падения приведена на рис. 5.7.

Чтобы происходило резонансное поглощение, электрическое поле падающей волны должно проникать из области отражения с плотностью $n_{ec} \cos^2 \theta$ в область с критической плотностью n_{ec} . Если угол падения θ очень большой, то свет будет отражаться на слишком большом расстоянии от области с критической плотностью. Если же угол θ очень мал, то и составляющая электрического поля $E_{||}$, параллельная градиенту плотности,

в области отражения также будет очень мала. В обоих случаях резонансное поглощение будет довольно слабым. Угол падения, при котором поглощение максимально, задается выражением

$$\sin\theta \approx 0,8 \left(\frac{c}{\omega_0 L} \right)^{1/3}.$$

Область углов $\Delta\theta$, в пределах которой происходит значительное поглощение, зависит от масштабного фактора L . Если масштабный фактор значительно больше длины волны лазерного излучения: $L \gg \lambda_0$, то поглощение происходит только в очень узком интервале углов падения $\Delta\theta$. Если масштабный фактор меньше ($L \lesssim 10\lambda_0$), то резонансное поглощение происходит в широком интервале углов $\Delta\theta$. Например, в токовых экспериментах на малых мишенях при $L = 1$ мкм и $\lambda_0 = 1,06$ мкм оптимальный угол падения составляет 20° . Для мишеней реакторного класса, для которых $L \approx 1000$ мкм, углы падения должны быть меньше 3° . При однородном облучении мишени обеспечить такие малые углы падения невозможно. Однако пондеромоторные силы при взаимодействии светового потока с мишенью изменяют профиль плотности разлетающейся плазмы, увеличивая его крутизну и уменьшая масштабный фактор, так что резонансное поглощение при этом возрастает. Но в любом случае доля падающего светового потока, которая может быть поглощена вследствие резонансного механизма, ограничена примерно 50%.

Нелинейные эффекты и образование горячих электронов. Хотя процесс резонансного поглощения по существу линейный, имеются и некоторые нелинейные эффекты, которые становятся особенно важными при высокой интенсивности светового потока. Результаты двумерного моделирования плазмы показывают, что поле резонансной волны возрастает настолько сильно, что его интенсивность становится вполне достаточной для ускорения электрона в течение одного периода колебаний. Это явление известно как распад волны. Оно приводит к захвату электрона локализованным осциллирующим полем и образованию электронов с очень большой энергией (надтепловых электронов) [27–30]. Более подробное обсуждение процессов, связанных с надтепловыми электронами, и их значения для динамики мишени приведены в § 4.2.

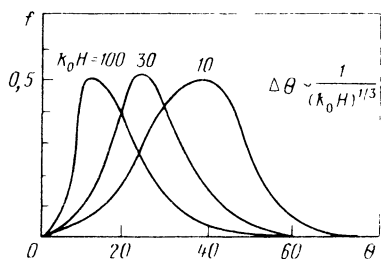


рис. 5.7. Зависимость доли поглощения для различных углов падения лазерного излучения и масштабных факторов

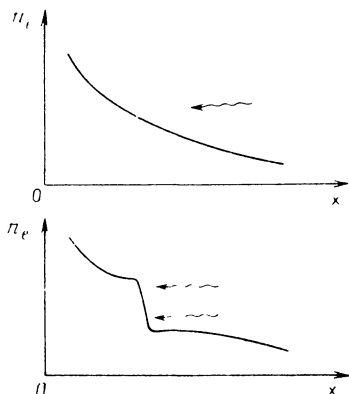


Рис 5.8. Изменение профиля градиента плотности пондеромоторной силой светового потока

Изменение профиля плотности. Вторым нелинейным эффектом является изменение градиента плотности плазмы под действием падающего света. Пондеромоторная сила светового потока (давление света) тормозит движение плазмы, приводя к повышению крутизны профиля плотности и уменьшению масштабного фактора [31–37] (рис. 5.8). Это явление может оказать существенное влияние на величину области углов падения, в пределах которой и происходит значительное резонансное поглощение. Более того, это приводит к уменьшению доли поглощенной энергии, идущей на образование надтепловых электронов.

Важное значение могут иметь и некоторые другие типы изменения профиля плотности. Например, результаты машинного моделирования показывают, что падающий световой поток может вызвать мелко-масштабные пульсации поверхности критической области. Это также приводит к расширению области углов падения, в пределах которой происходит значительное резонансное поглощение. Для этого типа изменения профиля плотности имеются некоторые экспериментальные данные, полученные в результате измерения обратного рассеяния света [38].

5.1.4. Акустическая турбулентность. К повышенному поглощению может привести и другой аномальный (неклассический) процесс, обусловленный наличием ионно-акустической турбулентности, возникающей при распространении теплового потока из области поглощения энергии в область абляции [37–42]. Общее представление об этом процессе следующее. Сильное поглощение в области плотности плазмы ниже критической, обусловленное, например, резонансным поглощением, приводит к образованию значительного теплового потока в направлении области мишени с более высокой плотностью. Тепловой поток может вызвать ионно-акустическую турбулентность (в результате двухпоточкового механизма, связанного с противоположно направленными потоками горячих и холодных электронов или потоков горячих электронов и разлетающихся ионов плазмы). Поскольку ионно-акустическая турбулентность приводит к увеличению эффективной частоты электрон-ионных столкновений ν_{ei} , поглощение падающего светового потока возрастает (аналогично столкновительному поглощению). Этот процесс может происходить только для таких значений плотности плазмы, которые заключены в следующих пределах: $0,3n_{ec} \leq n_e < n_{ec}$. Однако в этой области поглощение может сильно возрасти (примерно на 20%). Хотя данный механизм поглощения связан с образованием надтепловых электронов, их энергий значительно меньше энергии электронов, образующихся при резонансном поглощении.

5.1.5. Параметрические процессы в плазме инерциального синтеза. Падающее на мишень инерциального синтеза лазерное излучение может приводить к такому взаимодействию собственных коллективных колебаний или волн плазмы, которое делает их нестабильными [43–45]. Эти нестабильности затем нарастают вплоть до насыщения в турбулентном состоянии. При этом турбулентное состояние плазмы будет характеризоваться повышенными значениями транспортных коэффициентов, в том числе и характеризующих поглощение — тепло- и электропроводности и преобразования энергии электронов в энергию ионов.

Например, падающий свет может привести к такому взаимодействию электростатических мод — электронных плазменных и ионных акустических волн, которое усилит поглощение света вблизи критической поверхности. Может происходить и взаимодействие электромагнитных мод, а также возбуждение нестабильностей, которые приводят к повышению отражательной способности плазмы.

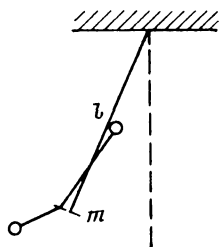
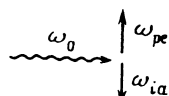


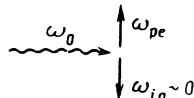
Рис. 5.9. Пример одномодового параметрического процесса: $d^2\theta/dt^2 + \Omega^2\theta = 0$; $\Omega^2 = (g/l)(1 + \epsilon\cos\omega t)$

Электростатические моды

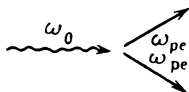
Распадная мода



Двухлучковые осцилляции

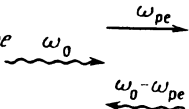


$2\omega_{pe}$



Электромагнитные моды

Стимулированное рамановское рассеяние



Стимулированное бриллюэновское рассеяние

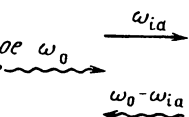
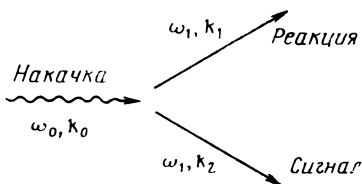


Рис. 5.10. Примеры трехволновых параметрических процессов взаимодействия лазерного излучения с плазмой

Рассмотренные явления представляют собой примеры процессов параметрического возбуждения [46–58]. Точнее, параметрическое возбуждение представляет собой усиление собственных колебаний некоторой системы, обусловленное периодической модуляцией одного из характеризующих ее параметров. Возможно, наиболее общий пример такого явления — ребенок на качелях. Естественная частота колебательного движения качелей определяется их массой и длиной (рис. 5.9). Но ребенок может повлиять на это движение, изменяя положение ног так, чтобы изменить положение центра массы, т.е. ребенок может периодически изменять эффективную длину качелей и, следовательно, период их колебаний. Если ребенок меняет свое положение с частотой, в 2 раза большей естественной частоты колебаний качелей, то он может усилить их движение. В этом случае параметрическое возбуждение происходит за счет модуляции параметра, задающего частоту колебаний.

В плазме присутствует множество различных мод собственных колебаний, таких как электронные плазменные или ионные акустические волны, зависящие от ее плотности и температуры. Поскольку эти параметры могут изменяться — модулироваться электромагнитным полем падающей световой волны, то нет ничего неожиданного в том, что параметрическое возбуждение может играть важную роль при взаимодействии лазерного излучения с плазмой. При этом может происходить целый ряд взаимосвязанных процессов, обусловленных электростатическими и электромагнитными модами. Эти процессы схематически представлены на рис. 5.10. Во всех таких процессах участвуют три волны. Могут происходить также четырехволновые процессы и процессы более высоких порядков, однако при взаимодействии лазерного излучения с плазмой они практически не проявляются.

Рис. 5.11. Схема трехволнового параметрического процесса



Наиболее общий тип трехволновых процессов параметрического взаимодействия схематически представлен на рис. 5.11. Для обозначений использована терминология, применяемая обычно при описании процесса параметрического усиления в электротехнике, причем движущая сила (например, падающая световая волна) обозначена как *накачка*, наименьшая частота собственных колебаний (например, ионной акустической волны) — как *реакция* и наибольшая частота собственных колебаний (например, электронной плазменной волны) — как *сигнал*. Такие параметрические процессы можно охарактеризовать следующими общими свойствами.

1. Условия согласования частот и волновых чисел (резонанса) должны подчиняться жестким ограничениям:

$$\omega_0 \sim \omega_1 + \omega_2; \quad k_0 \sim k_1 + k_2.$$

2. Поскольку все моды собственных колебаний являются затухающими, то для образования нестабильной моды амплитуда движущей силы, или накачки, должна превышать некоторое пороговое значение. Тогда в результате поглощения энергии накачки амплитуда этих мод будет возрастать с определенной скоростью.

3. Конечное значение частоты колебаний в результате такого усиления определяется частотой накачки, а не частотой собственных колебаний. Это явление аналогично *захвату частоты*, хорошо известному в радиотехнике.

При анализе параметрических процессов лазер-плазменного взаимодействия общим подходом является следующий. Вначале производят преобразование уравнений, характеризующих плазменные колебания, к такому виду, в котором параметрическое возбуждение записывается в явной форме. Затем анализируют эти уравнения в линейном приближении, чтобы определить пороговое значение амплитуды накачки, при котором происходит возникновение неустойчивостей, и скорости роста этих неустойчивостей. Более детальный анализ нелинейного развития параметрически образованных мод и их конечного насыщения в турбулентном состоянии требует использования методов численного моделирования плазмы.

Одномодовое рассмотрение. Для большей определенности рассмотрим такой одномодовый параметрический процесс, в котором сигнал и реакция являются одной и той же модой. Амплитуда колебаний $X(t)$ описывается уравнением

$$d^2X/dt^2 + 2\Gamma dX/dt + (\Omega^2 + \Gamma^2)X = 0,$$

где Ω — частота колебаний; Γ — коэффициент затухания. Введем параметрическое возбуждение как модуляцию частоты:

$$\Omega^2 = \Omega_0^2 (1 - 2\epsilon \cos \omega_0 t).$$

Здесь Ω_0 — частота собственных колебаний системы в отсутствие модуляции; ω_0 — частота накачки.

Используя замену переменных

$$X(t) = \exp(-\Gamma t) Y(t),$$

получаем

$$d^2 Y/dt^2 + \Omega_0^2 (1 - 2\epsilon \cos \omega_0 t) Y(t) = 0.$$

Это дифференциальное уравнение с периодически изменяющимися коэффициентами относится к частному случаю уравнений Хилла, известному как уравнение Матье. Согласно теореме Флоке его решение имеет следующий вид:

$$Y(t + 2\pi/\omega_0) = \exp(i\mu) Y(t).$$

Общий подход к анализу таких параметрических процессов связан с использованием теории возмущений. Предположим, что накачка мала: $\epsilon \ll 1$ (т.е. уравнение может быть линеаризовано) и затухание мало: $\Gamma/\Omega_0 \ll 1$, тогда анализ процессов можно существенно упростить. Проведем преобразование Фурье:

$$X(t) = \frac{1}{2\pi} \int \exp(-i\omega t) X(\omega) d\omega.$$

Затем дифференциальное уравнение преобразуем к виду

$$D(\omega) X(\omega) = \epsilon \Omega_0^2 [X(\omega - \omega_0) + X(\omega + \omega_0)],$$

где $D(\omega)$ — дисперсионное соотношение для собственных колебаний системы:

$$D(\omega) = -\omega^2 - 2i\Gamma\omega + (\Omega_0^2 + \Gamma^2).$$

Исследуем теперь два различных случая, предполагаемых теоремой Флоке.

Случай 1. Пусть $\omega_0 \approx 2\Omega_0$, где ω_0 — частота накачки.

Если проводить рассмотрение для частот $\omega \sim \Omega_0$, то разность частот $\omega - \omega_0 \sim -\Omega_0$ является резонансной по отношению к частоте собственных колебаний Ω_0 . В то же время сумма частот $\omega + \omega_0 \sim 3\Omega_0$ не является резонансной. Поэтому нерезонансным членом $X(\omega + \omega_0)$ можно пренебречь и рассматривать только зависимость $X(\omega)$ и $X(\omega - \omega_0)$

$$D(\omega) X(\omega) = \epsilon \Omega_0^2 X(\omega - \omega_0).$$

Аналогичным образом можно выяснить, что $X(\omega - \omega_0)$ удовлетворяет условию:

$$D(\omega - \omega_0) X(\omega - \omega_0) = \epsilon \Omega_0^2 X(\omega),$$

где нерезонансным членом $X(\omega - \omega_0) \sim X(-3\Omega_0)$ также можно пренебречь. Объединяя эти выражения, получаем следующее дисперсионное соотношение:

$$D(\omega) D(\omega - \omega_0) = \epsilon^2 \Omega_0^4.$$

Запишем дисперсионное соотношение для собственных колебаний

$$D(\omega) = -(\omega + \Omega_0 + i\Gamma)(\omega - \Omega_0 + i\Gamma)$$

и используем введенные ранее условия: $\omega \sim \Omega_0$ и $\Gamma/\Omega_0 \ll 1$. Теперь проведем ряд упрощений:

$$D(\omega) \sim -2\Omega_0(\omega - \Omega_0 + i\Gamma);$$

$$D(\omega - \omega_0) \sim 2\Omega_0(\omega - \omega_0 + \Omega_0 + i\Gamma),$$

в результате которых дисперсионное соотношение приобретает следующий вид:

$$(\omega - \Omega_0 + i\Gamma)(\omega - \Omega_0 - \Delta + i\Gamma) + \epsilon^2 \frac{\Omega_0^2}{4} = 0,$$

где рассогласование частоты

$$\Delta \equiv \omega_0 - 2\Omega_0.$$

Теперь рассмотрим частоту колебаний

$$\omega = (\Omega_0 + x) + iy$$

В этом выражении положительная величина y характеризуется неустойчивость колебаний. Если разделить действительную и мнимую части так, что

$$x(x - \Delta) - (y + \Gamma)^2 + \epsilon^2 \Omega_0^2 / 4 = 0;$$

$$(2x - \Delta)(y + \Gamma) = 0,$$

то можно получить два различных типа решений.

1. $y = -\Gamma$, что дает затухающие колебания с частотой

$$x = \frac{1}{2} [\Delta \pm [\Delta^2 - \epsilon^2 \Omega_0^2]^{1/2}].$$

Это решение имеет смысл только при выполнении условия $\Delta^2 > \epsilon^2 \Omega_0^2$. Но с учетом того, что $\Delta = \omega_0 - 2\Omega_0$, необходимо выполнение условия $(\omega_0 - 2\Omega_0^2) > \epsilon^2 \Omega_0^2$, т.е. ϵ должно быть достаточно мало или рассогласование частоты Δ — достаточно велико.

2. $x = \Delta/2$. Тогда $\text{Re}\{\omega\} = x + \Omega_0 = \omega_0/2$. Следует заметить, что при этом возникают условия для так называемого захвата частоты, поскольку исчезает зависимость от частоты собственных колебаний. Выражение, описывающее скорость роста, приобретает вид:

$$y = -\Gamma \pm \frac{1}{2} [\epsilon^2 \Omega_0^2 - \Delta^2]^{1/2}$$

для области $\epsilon^2 \Omega_0^2 > \Delta^2$ или $\epsilon^2 \Omega_0^2 > (\omega_0 - 2\Omega_0)^2$. Отсюда следует, что одна из мод затухает слабее собственных колебаний, а другая — сильнее. Слабозатухающая мода становится неустойчивой, когда

$$\epsilon^2 > (\Delta^2 + 4\Gamma^2) / \Omega_0^2.$$

Таким образом, получено условие для пороговой интенсивности накачки, при которой возникает неустойчивость. Отметим, что при нулевом рассогласовании частоты $\Delta = 0$ пороговое значение минимально: $\epsilon_{\min} = 2\Gamma/\Omega_0$. Скорость роста имеет максимальное значение также при $\Delta = 0$: $y_{\max} = -\Gamma + \epsilon/2\Omega_0$.

Случай 2. Пусть $\omega_0 \approx \Omega_0$. Если повторить всю процедуру рассмотрения, проведенного для случая 1, то можно получить еще два типа решения — одно из них затухающее и второе, аналогичное случаю захвата частоты, с частотой колебаний, слабо зависящей от собственной частоты, но при другом значении рассогласования частоты.

Параметрическое возбуждение связанных мод. Для изучения трехволновых процессов более интересным случаем является взаимодействие

двух мод собственных колебаний за счет моды накачки, описываемое следующей системой уравнений:

$$\frac{d^2 X}{dt^2} + 2\Gamma_1 \frac{dX}{dt} + (\omega_1^2 + \Gamma_1^2) X(t) = \lambda Z(t) Y(t);$$

$$\frac{d^2 Y}{dt^2} + 2\Gamma_2 \frac{dY}{dt} + (\omega_2^2 + \Gamma_2^2) Y(t) = \mu Z(t) X(t),$$

где накачка задана в виде

$$Z(t) = 2Z_0 \cos \omega_0 t.$$

Естественно предположить без ограничения общности рассмотрения, что $\omega_1 \ll \omega_2$.

Впервые рассмотрение колебаний связанных осцилляторов было проведено Нишикавой [37]. Оно было применено для анализа взаимодействия электромагнитных волн с плазмой. Анализ данной задачи с использованием метода малых возмущений во многом аналогичен анализу, проведенному для рассмотренных выше одномодовых колебаний, но весьма громоздкий. Поэтому здесь мы ограничимся обсуждением лишь конечных результатов. Если провести преобразование Фурье для приведенных выше уравнений колебаний связанных мод с учетом условия согласования частот

$$\omega_0 \sim \omega_1 + \omega_2,$$

то получим дисперсионное соотношение:

$$D_1(\omega) = \lambda \mu Z_0^2 \left[\frac{1}{D_2(\omega + \omega_0)} + \frac{1}{D_2(\omega - \omega_0)} \right],$$

где

$$D_s(\omega) = -\omega^2 - 2i\Gamma_s \omega + (\omega^2 + \Gamma_s^2), \quad s = 1, 2.$$

Анализ данного дисперсионного соотношения методом малых возмущений указывает на наличие двух типов его решения. В обоих случаях могут возникнуть неустойчивости, но один из них имеет неколебательное решение. Более детально этот случай будет исследован ниже при рассмотрении конкретного применения уравнений колебаний связанных мод к электростатическим волнам в плазме.

Электростатические волны в плазме [36, 58]. Для того чтобы применить полученные результаты к рассмотрению параметрического возбуждения в плазме падающим лазерным излучением электростатических волн, необходимо вначале преобразовать соответствующие уравнения, описывающие взаимодействие лазерного излучения с плазмой, к виду, характерному для связанных параметрических осцилляторов. Обычно полагают, что пучок лазерного излучения представлен однородным переменным электрическим полем с частотой, сравнимой с плазменной (но все-таки превышающей ее). Динамика плазмы описывается системой гидродинамических уравнений:

$$\frac{\partial n_\sigma}{\partial t} + u_\sigma \frac{\partial n_\sigma}{\partial r} + n_\sigma \frac{\partial u_\sigma}{\partial r} = 0;$$

$$n_{\sigma} \left[\frac{\partial u_{\sigma}}{\partial t} + u_{\sigma} \frac{\partial u_{\sigma}}{\partial r} \right] + \frac{1}{m_{\sigma}} \frac{\partial p_{\sigma}}{\partial r} = \frac{e_{\sigma}}{m_{\sigma}} n_{\sigma} E - \nu_{\sigma} n_{\sigma} u_{\sigma};$$

$$\frac{\partial}{\partial r} E = 4\pi \sum_{\sigma} e_{\sigma} n_{\sigma}, \quad \sigma = e, i.$$

Затем эти уравнения линеаризуют относительно их пространственно однородной части (колеблющейся в соответствии с приложенным полем) и усредняют по всему диапазону высокочастотных колебаний электронов, после чего они приобретают следующий вид:

$$\frac{\partial^2 n_e}{\partial t^2} + \nu_e \frac{\partial n_e}{\partial t} + \omega_{pe}^2 (\tilde{k}) n_e(t) = \frac{ie}{m_e} k E_0 n_i(t);$$

$$\frac{\partial^2 n_i}{\partial t^2} + \nu_i \frac{\partial n_i}{\partial t} + \omega_{ie}^2 (\tilde{k}) n_i(t) = -\frac{ie}{m_i} k E_0 n_e(t),$$

идентичный полученному ранее для связанных осцилляторов. Поэтому здесь можно прямо применить результаты рассмотрения этой задачи.

В частности, дисперсионное соотношение для трехволновых параметрических процессов, связанных с электростатическими волнами, преобразуется к виду

$$(\omega^2 + i\nu_i\omega - \omega_{ia}^2) = \frac{1}{4} \omega_{pi}^2 \omega_{pe}^2 \tilde{k}^2 d_0^2 \times$$

$$\times \left[\frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 - \omega_R^2 + i\nu_e(\omega - \omega_0)} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{(\omega + \omega_0)^2 - \omega_R^2 + i\nu_e(\omega + \omega_0)} \right],$$

где $d_0 \equiv eE_0/m\omega_0^2$ — амплитуда колебаний электронов; $\omega_R^2 \equiv \omega_{pe}^2 + \gamma_e k_B T_e \tilde{k}^2/m_e$ — частота электронной плазменной волны; $\omega_{ia} \equiv \equiv (k_B T_e/m_i)^{1/2} \tilde{k}$ — частота ионно-акустической волны.

При выведении данного дисперсионного соотношения использованы допущения слабой накачки ($kd_0 \ll 1$) и околоритической плотности ($\omega_0 \sim \omega_R$). Если ограничить рассмотрение низкочастотными модами $\omega \ll \omega_0$ и решить дисперсионное соотношение для частоты $\omega \equiv \equiv \omega_r + i\gamma$, то, полагая $\gamma = 0$, можно определить порог возникновения неустойчивости. Наибольший интерес представляют следующие два случая.

1. *Распадная неустойчивость.* Пусть $\omega_r \gg \nu_e$, $\omega_0 \sim \omega_r + \omega_R$. Тогда

$$\nu_i \omega_{ia} \nu_e \omega_R \sim \frac{1}{4} \omega_{pi}^2 \omega_{pe}^2 \tilde{k}^2 d_0^2.$$

Учитывая, что интенсивность света задается выражением

$$J = \frac{1}{2} c n_i \epsilon_0 E_0^2,$$

вычислим порог возникновения параметрической распадной моды:

$$J_{DM} = 4cn_i n_e (k_B T_e) \left(\frac{\nu_e}{\omega_{pe}} \right) \left(\frac{\nu_i}{\omega_{ia}} \right) = 2 \left(\frac{\nu_e}{\omega_{pe}} \right) \left(\frac{\nu_i}{\omega_{ia}} \right) J_{th},$$

где интенсивность лазерного излучения, при которой колебательная энергия равна тепловой, $J_{th} = 2n_i c n_e (k_B T_e)$.

2. *Осциллирующая двухпотоковая неустойчивость.* Пусть $\omega_r = 0$, $\gamma = 0$. Тогда

$$-\omega_{ia}^2 \approx \frac{1}{4} \omega_{pi}^2 \omega_{pe}^2 \tilde{k}^2 d_0^2 \left[\frac{2(\omega_0^2 - \omega_R^2)}{(\omega_0^2 - \omega_R^2)^2 + \nu_e^2 \omega_0^2} \right].$$

(Следует заметить, что при этом должно выполняться условие $\omega_0 < \omega_R$). Порог минимален при $\omega_0^2 - \omega_R^2 = \nu_e \omega_0$, откуда

$$J_{2s} = 2 \left(\frac{\nu_e}{\omega_{pe}} \right) J_{th}.$$

Пороги возникновения распадной моды и двухпучковой неустойчивости зависят от степени затухания волн. Для ионно-акустической волны можно записать:

$$\frac{\nu_i}{\omega_{ia}} \approx \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} + \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{1}{2} \frac{T_e}{T_i} \right),$$

тогда как для электронной плазменной волны

$$\frac{\nu_e}{\omega_{pe}} \approx \frac{\nu_{ei}}{\omega_{pe}} + \left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} (k_{max} \lambda_D)^{-3} \exp \left[- \frac{1}{2} (k_{max} \lambda_D)^{-2} \right].$$

Здесь k_{max} — волновое число наиболее быстро растущей ионно-акустической моды, которое приближенно описывается зависимостью

$$k_{max} \lambda_D \approx \left[\frac{2}{3} \left(\frac{\omega_0}{\omega_{pe}} - 1 \right) + \left(\frac{1,7}{3} \right)^2 \frac{m_e}{m_i} \right]^{1/2} - \left(\frac{1,7}{3} \right) \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2}.$$

В случае, когда электронная и ионная температуры плазмы равны $T_e = T_i$, для ионно-акустической волны $\nu_i / \omega_{ia} \sim 0,6$, так что пороги возникновения двухпучковой и распадной неустойчивостей становятся сравнимыми: $J_{2s} \sim J_{DM}$. Однако при $T_e \gg T_i$, когда $\nu_i / \omega_{ia} \sim (m_i / m_e)^{1/2} \gg 1$, что характерно для разлетающейся плазмы, порог возникновения двухпучковой неустойчивости значительно выше порога распадной моды: $J_{2s} \gg J_{DM}$.

Используя дисперсионное соотношение, можно вычислить скорости роста этих неустойчивостей для распадной и двухпучковой мод соответственно:

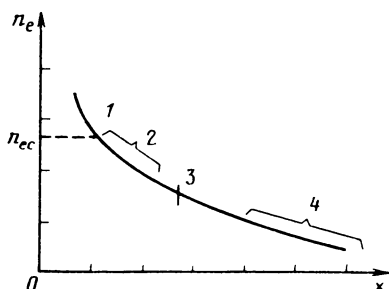
$$\gamma_{max} = \frac{3^{1/2}}{2} \omega_{pe} \left[\frac{1}{14} \frac{m_e}{m_i} (\tilde{k} d_0)^2 \right]^{1/3};$$

$$\gamma_{max} = \frac{1}{2} \omega_{pe} \left[\frac{m_e}{m_i} (\tilde{k} d_0)^2 \right]^{1/3}.$$

Следует заметить, что в обоих случаях $\gamma_{max} \sim J^{1/3}$.

Рис. 5.12. Диапазоны плотности, характерные для различных параметрических процессов:

1 — двухпучковый процесс; 2 — распадная мода; 3 — параметрическая электронная волна; 4 — стимулированное рамановское и бриллюэновское рассеяния



Полученные результаты позволяют сделать некоторые выводы. Рассмотрим особенности взаимодействия падающего лазерного излучения с учетом зависимости градиента плотности плазмы (рис. 5.12). Проведенный анализ показывает, что параметрическое образование электростатической волны неустойчивости может происходить только вблизи поверхности критической области. Порог возбуждения неустойчивостей имеет минимальное значение при $T_e \gg T_i$ и $n_e \sim n_{ec}$. В этом случае затухание имеет столкновительный характер, и оказывается, что минимальное значение порога возникновения распадной моды неустойчивости подчиняется зависимости $J_{DM} \sim n_{ec}^{3/2} / T_e^{1/2}$.

Процессы стимулированного рассеяния [58, 59]. Падающая световая волна может параметрически возбуждать в плазме электромагнитные волны, что приводит к стимулированному рассеянию света, т.е. к повышенному отражению. Например, стимулированное бриллюэновское рассеяние связано с параметрическим возбуждением падающей световой волной ионно-акустической волны и обратно рассеянной электромагнитной волны. Стимулированное рамановское рассеяние заключается в образовании падающей световой волной электронной плазменной волны и обратно рассеянной электромагнитной волны. Из условия согласования частот следует, что при достаточно большом росте размеров разлетающейся плазмы эти процессы могут происходить в области с подкритической плотностью.

Такие процессы стимулированного рассеяния могут привести к отражению лазерного излучения от плазмы мишени до того, как оно сможет проникнуть в область с критической плотностью, где происходит наиболее эффективное поглощение (резонансное или параметрическое). Большое значение имеет бриллюэновское рассеяние, так как условие согласования частот $\omega_0 \sim \omega_{scat} + \omega_{jB}$ допускает его проявление в широком диапазоне плотностей плазмы ниже критической. Результаты моделирования плазмы и экспериментальные данные показывают, что если выполняются соответствующие условия, то почти вся энергия падающего светового потока может быть преобразована в рассеянную волну.

Для предотвращения этого процесса было предложено несколько методов. Например, можно избежать образования обширной плазменной короны, окружающей мишень. Другой метод — модуляция частоты падающего света таким образом (например, в результате генерации произвольной частоты при пропускании света через фильтр до его фокусировки на мишень), чтобы увеличить эффективное значение пороговой интенсивности, при которой возникает процесс стимулированного бриллюэновского рассеяния [60–62].

5.2. ПОГЛОЩЕНИЕ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

При использовании для инерциального термоядерного синтеза электронных пучков, нагревающих мишень, их энергия поглощается электронной компонентой испаряющегося вещества мишени. Образованные горячие электроны затем приходят в тепловое равновесие с ионами мишени. Представляют интерес следующие механизмы поглощения энергии: столкновительное поглощение, преобразование энергии в результате воздействия магнитного поля электронного пучка и аномальное поглощение энергии в результате коллективных (пучково-плазменных) процессов.

5.2.1. Классическое (столкновительное) поглощение. При низкой температуре мишени и малом токе пучка потери энергии электронов происходят, главным образом, вследствие парных столкновений с электронами вещества мишени. Поскольку вещество мишени становится плазмой, необходимо учитывать изменения характера взаимодействия вследствие экранирования электронов соседними слоями плазмы и возбуждения плазменных волн (излучения Вавилова—Черенкова).

Более точно возможные виды взаимодействия с веществом пучков электронов с энергией $E \sim 1$ МэВ для мишеней из вещества с малым и с большим атомными номерами приведены в табл. 5.2. В ней проведена классификация различных механизмов поглощения энергии и представлены грубые оценки их относительных вкладов в полное поглощение энергии пучка.

Таблица 5.2. Механизмы поглощения энергии релятивистских электронных пучков

Тип поглощения	Относительный, вклад, %	
	мишени с малым Z	мишени с большим Z
Ионизация	90	20
Упругое рассеяние на ядрах атомов мишени	10	50
Неупругое рассеяние на электронах атомов мишени	10	10
Тормозное излучение	0	8

Столкновительные потери энергии определяются в основном потерями на ионизацию, рассеяние и тормозное излучение [63, 64]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{dE}{dx} \Big|_{\text{ion}} + \frac{dE}{dx} \Big|_{\text{sc}} + \frac{dE}{dx} \Big|_{\text{br}},$$

где

$$\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{ion}} = 4\pi r_0^2 \frac{m_0 c^2}{\beta} NZ \left[\ln \beta \left(\frac{E + m_0 c^2}{I} \right) \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right) - \frac{\beta^2}{2} \right];$$

$$\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{sc}} = 4\pi r_0^2 \frac{m_0 c^2}{\beta} NZ \left[\ln \left(\frac{m_0 c \lambda_D (\gamma - 1)}{2h} \right)^{1/2} + \frac{1}{4} \ln \left(\frac{\beta^2 m_0 c^2}{kT} \right) \right];$$

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{br} = 4\pi r_0^2 (E + m_0 c^2) 4Z^2 \left[\ln 2 \left(\frac{E + m_0 c^2}{m_0 c^2} \right) - \frac{1}{3} \right].$$

Здесь $m_0 c^2 = 0,511$ МэВ; $\beta = v/c$; $4\pi r_0^2 = 10^{-24}$ см². В частности, для релятивистских электронов, замедляющихся в плазме с $T = 1$ кэВ, имеем следующую приближенную оценку:

$$dE/dx \sim 2,5\rho Z/A.$$

При плотностях, характерных для твердого тела, $dE/dx \sim 1$ мэВ · см²/г. Поэтому длина пробега электрона с энергией 1 МэВ в твердом дейтерии или его смеси с тритием составляет несколько сантиметров. Поскольку типичные мишени имеют диаметр порядка 1 мм, то очевидно, что классического механизма поглощения недостаточно для обеспечения поглощения падающего на мишень электронного пучка.

5.2.2. Влияние магнитного поля и аномальное поглощение. Интенсивный пучок релятивистских электронов создает магнитное поле. Если это поле проникает внутрь мишени, то оно сможет повлиять на поглощение энергии [65, 66]. Например, значение ларморовского радиуса электрона в мегагауссном поле лежит в интервале от 0,01 до 0,1 мм. Траектория электрона превращается в спираль, и он может оказаться захваченным в слое толщиной порядка ларморовского радиуса. Но для этого магнитное поле падающего пучка должно проникнуть внутрь мишени. Расстояние, на которое магнитное поле сможет продиффундировать внутрь мишени за время τ , можно оценить из зависимости

$$\delta \sim 10^6 (\tau \ln \Lambda)^{1/2} T^{3/4}.$$

Например, если $\tau \sim 10^{-10}$ с, то глубина проникновения составляет всего 10^{-4} см, но этого недостаточно для того, чтобы привести к значительному поглощению.

При наличии аномальной резистивности (из-за турбулентности плазмы) глубина проникновения поля увеличивается. Возможно, что это связано с двухпучковой неустойчивостью, возникающей из-за наличия обратного тока в мишени. Этот процесс наблюдался экспериментально, однако кажется маловероятным, чтобы он оказывал достаточно сильное влияние на поглощение. На самом деле оказывается, что поглощение, связанное с падающим электронным пучком, всего в несколько раз сильнее классического.

Как и в случае взаимодействия лазерного излучения с плазмой, имеется некоторая вероятность того, что падающий пучок электронов возбудит плазменные волны, взаимодействие которых с электронами пучка приведет к увеличению эффективности поглощения энергии во внешних слоях мишени. К сожалению, еще не доказано, что такое взаимодействие пучка с плазмой может обеспечить достаточную для реальных мишеней инерциального термоядерного синтеза эффективность поглощения энергии.

5.2.3. Особенности поглощения для мишеней с большим Z . Одним из средств для решения проблемы поглощения энергии электронного пучка в мишени является использование тонкого слоя вещества с большим Z , например золота, позволяющего уменьшить глубину поглощения. Однако при этом возникает новая проблема, связанная с тем, что взаимодействие пучка релятивистских электронов с мишенью, покрытой слоем вещества с большим Z , сопровождается генерацией достаточно интенсив-

Таблица 5.3. Доля энергии релятивистского электронного пучка, преобразующаяся в тормозное излучение

Энергия электронов, МэВ	Z мишени			
	1	3	29	79
1	0,001	0,002	0,027	0,082
10	0,01	0,02	0,16	0,33

Таблица 5.4. Средняя длина свободного пробега фотонов тормозного излучения в веществе, см

Вещество	Энергия фотонов, МэВ	
	0,1	1
Al	2,2	6
Pb	0,17	1 25
D-T	35	96

ного тормозного излучения. В табл. 5.3 приведено сравнение доли энергии пучка, которая преобразуется в тормозное излучение, для мишеней из вещества с малым и большим Z . С увеличением энергии квантов излучения, когда их средняя длина свободного пробега в веществе достигает нескольких сантиметров и более, тормозное излучение уже может проникать внутрь оболочки мишени, прогревая топливо до сжатия (табл. 5.4).

Более подробные расчеты показывают, что в тормозное излучение может преобразоваться примерно 8% энергии пучка электронов с $E \sim 1$ МэВ. Для пучка электронов с $E \sim 10$ МэВ эта доля возрастает до 33%. Чтобы уменьшить прогрев мишени тормозным излучением, было предложено несколько модификаций ее конструкции. Предлагалось использовать оболочки из материалов с различным Z (например, из углерода, золота и т.д.). Разработаны и такие конструкции мишени, которые способствуют диффузии магнитного поля электронного пучка внутрь мишени, при этом глубина проникновения электронов уменьшается. Рассматривались также и возможности создания магнитного поля внутри мишени.

Таким образом, подводя некоторые итоги проведенного рассмотрения возможностей использования релятивистских электронных пучков для нагрева и сжатия мишеней инерциального термоядерного синтеза, можно сделать вывод о том, что обеспечение необходимых условий поглощения электронного пучка в мишени остается серьезной проблемой. Из-за большой глубины поглощения энергии электронов, по-видимому, придется использовать массивные мишени, и, следовательно, потребуется создание установок слишком большой мощности. Очень сложной является и проблема прогрева мишени тормозным излучением. Наличие всех этих проблем в сочетании с трудностями, связанными с транспортировкой и фокусированием релятивистских электронных пучков на поверхность термоядерной мишени, вызывает серьезные сомнения в осуществимости этого направления управляемого термоядерного синтеза.

5.3. ПОГЛОЩЕНИЕ ЭНЕРГИИ ИОННОГО ПУЧКА

Использование для нагрева мишени сфокусированных пучков ионов — весьма привлекательная альтернатива по сравнению с системами, в которых используются лазеры и релятивистские электронные пучки. Явным преимуществом ионных пучков является исключение процессов генерации надтепловых электронов и жесткого рентгеновского излучения, прогревающих мишень до сжатия. Механизм поглощения энергии ионов

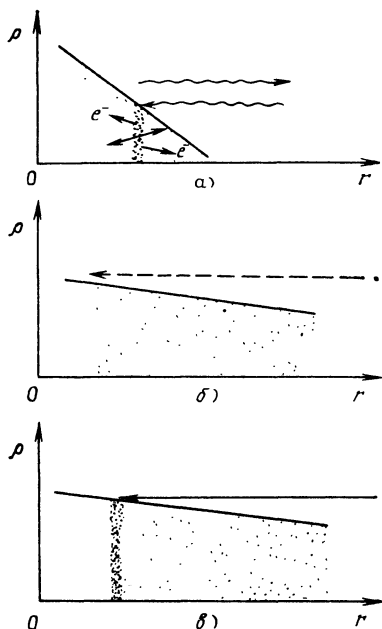


Рис. 5.13. Сравнение характеристик поглощения энергии лазерного излучения (а), электронных (б) и ионных (в) пучков в веществе мишени

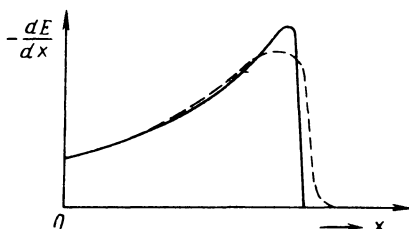


Рис. 5.14. Зависимость удельных потерь энергии от глубины проникновения ионов в вещество мишени для отдельной частицы (сплошная кривая) и для параллельного пучка (штриховая)

является классическим, т.е. он основан на хорошо известных столкновительных процессах [67]. В мишенях, облучаемых ионными пучками, не возникают плазменные явления (турбулентность, образование надтепловых электронов, замедление теплопроводности), которые существенно затрудняли бы реализацию концепции лазерного термоядерного синтеза. Это упрощает рассмотрение термоядерных систем с ионными пучками, так как позволяет проводить его в рамках классических представлений [68].

Еще одним преимуществом при использовании ионных пучков является отсутствие понятия критической плотности, связанного с распространением пучка или его поглощением в мишени. Ионы могут проникать в мишень практически на любую необходимую глубину и передавать свою энергию наиболее плотной области мишени, что способствует повышению эффективности процесса имплозии. Поскольку ионный пучок не отражается от мишени, эффективность поглощения энергии достигает 100%. В совокупности эти явления позволяют для систем с ионными пучками достигнуть значений полной эффективности имплозии вплоть до 15–20% по сравнению с эффективностью в 5–10%, характеризующей лазерные системы.

Преимуществом ионных пучков является и специфическая пространственная зависимость, характеризующая поглощение энергии ионов в мишени. На рис. 5.13 приведены характеристики процессов поглощения энергии для ионов, лазерного излучения и электронных пучков. Поглощение энергии ионного пучка характеризуется брэгговским возрастанием удельной ионизации частицы по мере ее торможения, что приводит к концентрации поглощенной энергии на глубине, примерно равной длине пробега иона в мишени (рис. 5.14). Поэтому внешние слои мишени фактически служат экраном для области, в которой происходит поглощение

энергии ионов. (В гл. 9 рассмотрена конструкция такой мишени.) В системах с лазерным нагревом мишеней, наоборот, ее внешний слой имеет плотность ниже критической (например, 10^{21} см^{-3}) и быстро разлетается, что не позволяет ему выполнять функции экрана. При использовании релятивистских электронных пучков поглощение энергии происходит приблизительно равномерно по всей длине их пробега в мишени.

Более благоприятные характеристики поглощения энергии ионных пучков дают им решающее преимущество по сравнению с более развитыми подходами к реализации концепции управляемого инерциального синтеза, в которых используются мощные лазеры или релятивистские электронные пучки. Ниже рассмотрены требования, предъявляемые к характеристикам ионных пучков, выполнение которых необходимо для осуществления имплозии мишеней. Затем проанализированы теоретические модели поглощения энергии в мишенях и характеристики пробег — энергия для ионов, которые целесообразно использовать при разработке установок инерциального термоядерного синтеза.

5.3.1. Требования к величине пробега иона. Для эффективной имплозии мишени инерциального синтеза в результате поглощения ионного пучка необходимо обеспечить такое удельное вложение энергии в мишень, чтобы скорость абляции составляла не менее 10^7 см/с . Тогда такая скорость абляции (см. § 3.6) приведет к скорости имплозии (из-за реактивного эффекта), равной $2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, достижение которой необходимо для инициирования реакций синтеза в мишени. Удельная кинетическая энергия, соответствующая скорости вещества мишени 10^7 см/с , составляет $5 \cdot 10^6 \text{ Дж/г}$. Если к этому значению прибавить еще и тепловую энергию аблятора, полная удельная энергия составит примерно $2 \cdot 10^7 \text{ Дж/г}$. Чтобы определить требуемую длину пробега иона, предположим, что поглощение энергии происходит в шаровом слое мишени, так что

$$\frac{E}{m} = \frac{E}{4\pi r^2 \Delta r \rho} = \frac{E}{4\pi r^2 R} = 2 \cdot 10^7 \text{ Дж/г},$$

где произведение $\rho \Delta r = R$ принято за длину пробега ионов. Для типичных мишеней с $r \sim 0,3 \text{ см}$ и энергии $E \sim (1 \div 5) \cdot 10^6 \text{ Дж}$ требуемая длина пробега ионов $R \approx 40 \div 200 \text{ мг/см}^2$.

На рис. 5.15 приведены зависимости пробегов различных ионов в холодных веществах от их энергии. Используя полученное ограничение на значение пробега ионов в мишени в качестве критерия, нетрудно определить приемлемый диапазон энергий для каждого из типов ионов. Для примера в табл. 5.5 приведены значения энергий ионов, соответствующие пробегу 100 мг/см^2 . С точки зрения разработки конструкции мишеней каждый из этих ионов с указанными значениями энергий имеет один и тот же пробег и можно считать их эквивалентными. Конечно, этот вывод не совсем точен, так как детальные профили поглощения энергии для

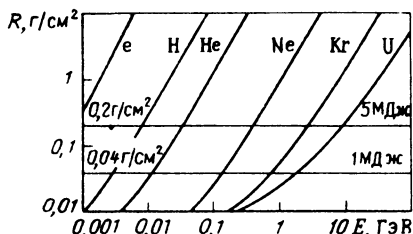


Рис. 5.15. Зависимость длины пробега различных ионов в холодном веществе от их энергии

Таблица 5.5. Энергия ионов с длиной пробега 100 мг/см²

Ион	Энергия, МэВ	Ион	Энергия, МэВ
H	4,8	Kr	1500
He	19	U	4400
Ne	240		

тяжелых (с большим Z) и легких (с малым Z) ионов различны и процесс имплозии может быть чувствителен к этому. Однако в первом приближении наиболее важным фактором для конструирования мишеней является все же пробег иона.

Следует отметить, что хотя ионы различного типа, имеющие различные энергии, но одинаковые пробеги, с точки зрения конструкции мишени можно рассматривать как эквивалентные, однако с точки зрения энергетической установки (драйвера) они сильно различаются. Использование ионов с высокими энергиями позволяет обеспечить необходимую интенсивность пучка при значительно меньшем значении тока по сравнению с ионами низких энергий. В гл. 8 показано, что от тока пучка весьма зависит возможность необходимой фокусировки пучка ионов на мишень.

5.3.2. Классическое торможение ионов в холодном веществе. Интерес к изучению процесса торможения ионов в твердых и газообразных веществах начал проявляться в начале XX в. [69]. Этой проблеме было посвящено большое число теоретических и экспериментальных работ [70]. Большая часть этих работ посвящена рассмотрению поглощения ионных пучков малой интенсивности в холодном веществе. При этом условие *малой интенсивности* означает, что ионы не взаимодействуют друг с другом и не изменяют свойств вещества (например, из-за нагрева). Большую часть этой информации можно использовать при рассмотрении торможения ионов в плотном веществе аблятора мишеней инерциального термоядерного синтеза. Чтобы учесть высокую температуру этого вещества (около 100 эВ) и соответствующее число свободных электронов, эти данные необходимо несколько модифицировать.

В основном механизм замедления связан с возбуждением и ионизацией атомов вещества в результате кулоновского взаимодействия с ионом. Процесс торможения иона описывается формулой Бете [71]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_B = \frac{4\pi N_0 (Z_{ef})^2 \rho e^4 Z_2}{m_e c^2 \beta^2 A_2} \times$$

$$\times \left[I_p \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \sum_i \frac{c_i}{Z_2} - \frac{\delta}{2} \right],$$

где Z_1 — атомный номер налетающего иона; Z_{ef} — эффективность налетающего иона; N_0 — число Авогадро; ρ — плотность тормозящего вещества; A_2 — относительная атомная масса тормозящего вещества; Z_2 — атомный номер тормозящего вещества; δ — корректирующий член, учитывающий эффект поляризации; I — средний потенциал ионизации;

$\sum_i \frac{c_i}{Z_2}$ — член, характеризующий сумму эффектов, связанных с коррекцией электронных оболочек; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$; $\beta = v/c$.

Существенно, что пробег ионов описывается зависимостью:

$$R \sim \frac{A}{Z^2} \left(\frac{E}{A} \right)^{1,8}.$$

Поэтому даже для высокоэнергетических ионов (с $E = 10^3$ МэВ) длина пробега не превышает 0,1 мм.

Очень важным параметром в формуле Бете является средний потенциал ионизации. Формально его можно определить так:

$$Z \ln \bar{I} = \sum_n f_n \ln E_n,$$

где E_n — число возможных электронных состояний; f_n — соответствующие значения силы дипольных осцилляторов тормозящего вещества. На самом деле, пользоваться этим формальным определением не очень удобно, и средний потенциал ионизации обычно измеряют экспериментально [72].

Формула Бете справедлива, пока средний потенциал ионизации $I < 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$. Однако при более высоких степенях ионизации, если не учтены эффекты поляризации среды и коррекция электронных оболочек атомов, результаты, полученные при расчете по этой формуле, расходятся с результатами эксперимента. Члены, связанные с коррекцией электронных оболочек, можно записать в следующем виде, где коэффициенты соответствуют имеющимся данным по торможению протонов [73]:

$$\sum_i \frac{c_i}{Z^2} = a_0 + a_1 \ln E + a_2 (\ln E)^2 + a_3 (\ln E)^3 + a_4 (\ln E)^4.$$

Такая коррекция электронных оболочек позволяет несколько усовершенствовать модель Бете для низких энергий ионов, однако для очень малых энергий ионов она остается непригодной. В этом случае обычно используют модель Линхарда [74]. В ней используется описание электронных состояний Томаса—Ферми, и к вкладу от упругого ядерного рассеяния налетающего иона добавляется энергия, затрачиваемая на ионизацию и возбуждение. Электронный вклад определяется выражением

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{LSS} = C_{LSS} E^{1/2},$$

где

$$C_{LSS} = K (E_L / 1,602 \cdot 10^{-9})^{1/2} / (R_L \cdot 10^4)$$

(здесь энергия выражена в килоэлектрон-вольтах, а длина пробега — в микрометрах);

$$E_L = (1 + A) Z_1 Z_2 e^2 / Aa; \quad a = 0,468c (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2} \cdot 10^{-8};$$

$$R_L = (1 + A)^2 / 4\pi A N a^2; \quad A = A_2 / A_1;$$

$$K = \frac{0,0793 Z_1^{2/3} Z_2^{2/3} (1 + A)^{3/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4} A_2^{1/2}};$$

N — значение плотности атомов мишени; A_1 — относительная атомная масса налетающего иона.

Область применимости этой формулы ограничена условием $Z_1^{1/3} \geq 137\beta$.

Вклад упругого ядерного рассеяния можно представить в следующем виде [75, 76]:

$$\left. \frac{dE}{dR} \right|_{\text{nucl}} = C_n \epsilon^{1/2} \exp[-45,2(C'_n \epsilon)^{0,277}]$$

(здесь энергия выражена в мегаэлектрон-вольтах, плотность — в граммах на 1 см^3 , длина пробега — в сантиметрах), где $R = \rho x$; $\epsilon = E/A_1$;

$$C_n = 4,14 \cdot 10^6 \left(\frac{A_1}{A_1 + A_2} \right)^{3/2} \left(\frac{Z_1 Z_2}{A_2} \right) (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-3/4};$$

$$C'_n = \frac{A_1 A_2}{(A_1 + A_2)} \frac{1}{Z_1 Z_2} (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}.$$

В этом случае потери энергии ионов в холодном веществе можно оценить следующим образом:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{bound}} = \min \left\{ \left. \frac{dE}{dx} \right|_B, \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{LSS}} \right\} + \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{nucl}}.$$

Определим теперь значение эффективного заряда быстрого иона Z_{ef} . Для этого предположим, что торможение ионов, за исключением протонов, пропорционально Z^2 . Однако измеренные значения эффективного заряда несколько отклоняются от данной зависимости. Это расхождение учитывается путем такого определения величины Z_{ef} , которое согласуется с экспериментальными результатами [76–79]. Удовлетворительное выражение было получено Брауном и Моуком [78]:

$$Z_{\text{ef}}/Z_1 = 1 - 1,034 \exp(-137,04\beta/Z_1^{0,69}).$$

Оно завершает проведенное обсуждение классического механизма торможения ионов в холодном веществе [80]. Рассмотрим теперь особенности взаимодействия ионов с плазмой мишени инерциального термоядерного синтеза.

5.3.3. Влияние высокой температуры вещества (плазмы) на торможение ионов. Модели Бете и Линхарда (и их варианты) дают адекватное описание процессов торможения ионов в холодном веществе [80]. Но в случае, когда дело идет о мишенях инерциального термоядерного синтеза, в них поглощается такое количество энергии, которого достаточно для нагрева вещества аблятора до температуры в несколько сот электрон-вольт. При такой температуре ионизация атомов вещества становится весьма значительной. Например, при температуре $T = 50 \text{ эВ}$ и плотности, составляющей 10% плотности твердого тела, ионы золота будут иметь $Z_{\text{ef}} \sim 10,3$. Образованные в результате ионизации вещества мишени свободные электроны дают значительный вклад в тормозную способность плазмы. Ионизация также изменяет свойства электронов, остающихся в связанном состоянии, и приводит к их экранированию от налетающего иона.

Влияние ионизации на средний потенциал ионизации атома приближенно можно оценить, заменяя потенциал ионизации ионизованного ато-

ма в соответствии с выражением, аналогичным полученному для двукратно ионизованного кислорода [81]:

$$I_{O^{2+}} = \left(\frac{Z_O}{Z_C} \right)^2 I_C.$$

В качестве основы при определении тормозной способности свободных электронов и ионов плазмы можно использовать простую теорию двойных столкновений при значениях параметров соударения, лежащих в пределах дебаевской длины, в сочетании с анализом возбуждения плазменной волны за пределами дебаевской длины. Соотношение, описывающее потери энергии в результате взаимодействия со свободными электронами, имеет вид [82]:

$$\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{free}} = \frac{\omega_p^2 (Z_{ef})^2 e^2}{c^2 \beta^2} G(y_e) \ln \Lambda,$$

где

$$G(\xi) = \operatorname{erf}(\xi^{1/2}) - 2 \frac{\xi^{1/2}}{\pi} \exp(-\xi);$$

$$y_e = \beta / \beta_e = \left(\frac{m_e c^2 \beta^2}{2kT_e} \right)^{1/2};$$

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi\rho \bar{Z}_2 e^2 N_0}{m_e A_2}; \quad \Lambda = \frac{0,764\beta c}{\rho_{\min} \omega_p};$$

$$\rho_{\min} = \max \left\{ \frac{e^2 Z_1}{\mu \bar{u}^2}, \frac{h}{2\mu \bar{u}} \right\}; \quad \mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2);$$

\bar{u} — средняя скорость относительного движения ионов и электронов плазмы мишени.

Подобное выражение можно записать и для ионной компоненты плазмы:

$$\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{ion}} = \frac{Z_{ef}^2 Z_2 e^2}{\beta^2 c^2 A_2} \left(\frac{m_e}{m_p} \right) \omega_p^2 G(y_i) \ln \Lambda_i,$$

где

$$y_i = A_2 E / A_i k T_i; \quad \Lambda_i = \rho_{\max} / \rho_{\min};$$

$$\rho_{\max} = \lambda_D - \text{дебаевская длина}$$

$$\rho_{\min} = \mu \beta_i^2 m_p c^2 / Z_1 Z_2 e^2; \quad \mu = A_1 A_2 / (A_1 + A_2).$$

Таким образом, торможение ионов в горячей плотной плазме мишени инерциального синтеза носит значительно более сложный характер, чем торможение в холодном веществе, причем в последнем случае имеется и такое важное преимущество, как наличие большого числа экспериментальных данных, позволяющих отнормировать результаты теоретического рассмотрения. В то же время для проверки предсказываемых высокотемпературных эффектов экспериментальных данных практически нет.

5.3.4. Торможение ионов (некоторые характерные результаты). Хорошей проверкой классической теории является, например, измерение торможения ионов углерода в твердой холодной мишени из золота. Расчетные данные по торможению ионов, полученные в рамках теории Бете с учетом коррекции электронных оболочек и по модели Линхарда, приведены на рис. 5.16. Видно, что модели Линхарда и Бете дают хорошую аппроксимацию для областей низкой и высокой энергий ионов соответственно. Комбинация этих аппроксимаций позволила Нортклиффу и Шиллингу [83] протабулировать ход зависимости удельных потерь энергии ионов.

Из рис. 5.17, на котором изображены данные по тормозной способности свободных и связанных электронов для золота при $T = 200$ эВ и плотности, составляющей 10% плотности твердого тела, видно, какое важное значение имеют свободные электроны в частично ионизированной плазме. На рис. 5.18 и 5.19 приведены профили поглощения энергии,

Рис. 5.16. Зависимость удельных потерь энергии ионов углерода при их торможении в холодной мишени из золота (данные лаборатории Сандиа):

— — поглощение по Бете; ... — поглощение по Линхарду; - - - - суммарное поглощение; - · - · - табличные данные

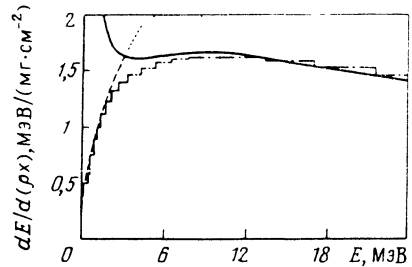


Рис. 5.17. Зависимость удельных потерь энергии ионов углерода в плазме мишени из золота при $T = 200$ эВ (данные лаборатории Сандиа):

— — потери на свободных электронах; ... — потери на связанных электронах; - - - - суммарные потери

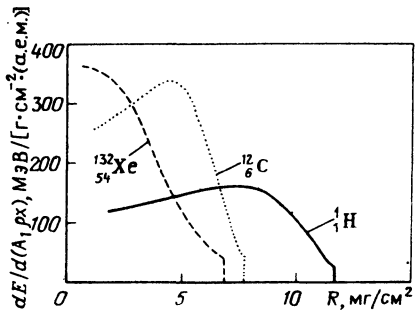
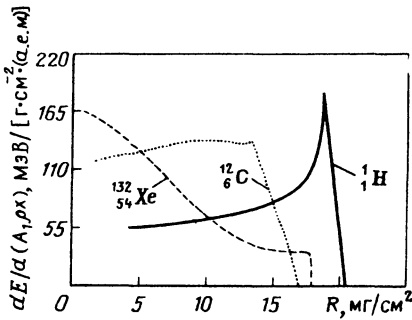
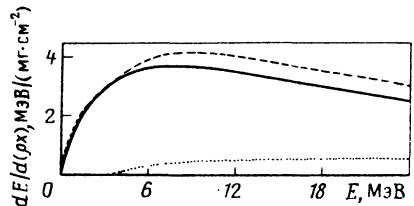
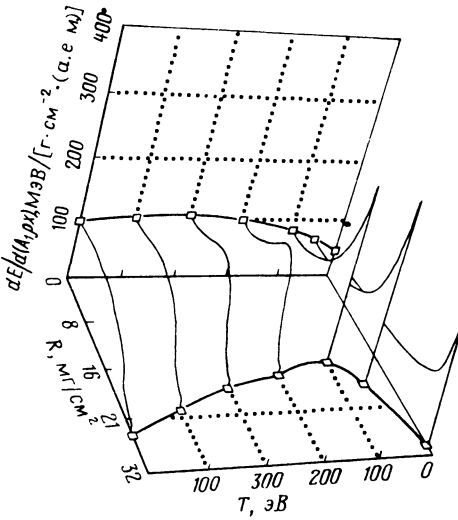


Рис. 5.18. Профили удельных потерь энергии, характеризующие торможение протонов, ионов углерода и ксенона в холодной мишени из золота (данные лаборатории Сандиа)

Рис. 5.19. Профиль ударных потерь энергии протонов, ионов углерода и ксенона в плазме мишени из золота с плотностью 0,01 плотности твердого состояния и $T = 200$ эВ (данные лаборатории Сандиа)

Рис. 5.20. Зависимость характеристик поглощения энергии протонов с $E = 2$ МэВ с золотой мишенью с плотностью $0,193 \text{ г/см}^3$ от температуры (данные лаборатории Сандиа)



температуры (см. рис. 5.18 и 5.19) изображено в виде трехмерной картины на рис. 5.20. Например, пробег протонов в золоте при $T = 100$ эВ почти в 2 раза меньше пробега в холодном золоте. Из-за увеличения влияния свободных электронов при высокой температуре брэгговский пик исчезает.

Для конструкторов мишеней эти детали достаточно важны, поскольку они определяют необходимую толщину аблятора и значение интенсивности пучка, требуемое для обеспечения удельного значения поглощенной энергии $2 \cdot 10^7$ Дж/г. Наиболее концентрированное поглощение энергии происходит при температуре от 50 до 100 эВ в области острого брэгговского пика. Однако этим значениям температуры соответствуют значения удельной внутренней энергии лишь от 5 до $10 \cdot 10^6$ Дж/г. Удельная энергия $2 \cdot 10^7$ Дж/г, необходимая для эффективного сжатия мишени, достигается при 200 эВ, когда брэгговский пик сглаживается.

5.3.5. Применимость теории, разработанной для малой интенсивности пучка, к инерциальному термоядерному синтезу. Теория электронных переходов, модели Бете и Линхарда, а также теория торможения ионов плазмой применимы лишь при рассмотрении процессов взаимодействия одиночной пробной частицы (для пучка ионов малой интенсивности). Но применимо ли такое рассмотрение для высокоинтенсивных ионных пучков, в частности при интенсивности порядка 100 ТВт?

Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим особенности взаимодействия пучка протонов с $E = 2$ МэВ и интенсивностью $I = 100 \text{ ТВт/см}^2$, падающего на мишень с электронной плотностью, характерной для твердого тела ($\rho = 10^{22} \div 10^{24} \text{ см}^{-3}$). Ионы в таком пучке будут находиться друг от друга на расстоянии $r \sim 10^{-6} \text{ см}$, а характерная длина экранирования кулоновского взаимодействия для вещества мишени $l \sim 10^{-8} \text{ см}$. Исходя из этого, легко сделать вывод, что расстояние между ионами в 100 раз больше длины экранирования. Следовательно, каждый ион пучка взаимодействует с мишенью независимо, и как только пучок ионов проникает в вещество мишени, коллективные явления в нем становятся маловероятными. Для более высокоэнергетичных ионов, например ионов урана с энергией 10 ГэВ, при той же интенсивности число ионов в пучке уменьшается пропорционально увеличению их энергии. В этом случае

характеризующие ионы различного типа: протоны, ионы углерода и ксенона, для золота при низкой и высокой температуре соответственно. Более наглядно уменьшение длины пробега ионов с ростом

среднее расстояние между ионами примерно в 17 раз больше, чем в рассмотренном примере для протонов, и превышает длину экранирования уже в 1700 раз. Видно, что после проникновения в вещество мишени в результате эффекта экранирования такие пучки уже не могут рассматриваться как высокоинтенсивные. Поэтому результаты, полученные в этой главе для процессов взаимодействия ионов с веществом, будут справедливы и для интенсивных ионных пучков, применяемых в системах инерциального термоядерного синтеза.

ГЛАВА 6

МЕТОДЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И МАШИННЫХ РАСЧЕТОВ

Динамика мишени инерциального термоядерного синтеза связана с множеством сложных гидродинамических процессов, процессов переноса, взаимодействия излучения драйвера с мишенью, кинетикой реакций синтеза. Хотя любой из этих процессов может быть выделен из всей совокупности и описан отдельно с использованием достаточно простых моделей, полное описание имплозии и сгорания мишени требует проведения модельных расчетов на ЭВМ по специально разработанным сложным программам, в которые включены все необходимые данные по физике этих явлений [1–11]. Для успешного осуществления имплозии термоядерных мишеней надо провести точное описание поглощения энергии излучения драйвера во внешних слоях мишени, передачи этой энергии внутрь области абляции в результате теплопроводности или переноса частиц и, наконец, преобразования этой тепловой энергии в гидродинамическое движение, которое приводит к изэнтропийному сжатию топлива до высокой плотности. Поскольку ударная волна, производящая имплозию, сходится к центру мишени со скоростью примерно $3 \cdot 10^7$ см/с, она производит ударный нагрев центральной области сжатого топлива до температуры $T = 4 \div 10$ кэВ и иницирование термоядерного горения. Это приводит к саморазогреву топлива в центральной области до $T \sim 20$ кэВ и распространению сверхзвуковой волны горения из центра мишени к ее периферии. В результате поглощения продуктов термоядерных реакций происходит нагрев основной массы холодного топлива мишени и доведение его до условий иницирования реакций синтеза.

Для обеспечения высокого коэффициента умножения энергии в мишени инерциального синтеза необходимо учитывать многочисленные особенности процессов имплозии и преобразования энергии. На рис. 6.1 представлена схема мишени в процессе имплозии. При ее рассмотрении удобно выделить три основные области, обозначенные на рисунке. Поглощение энергии излучения происходит в наиболее удаленной от центра области, и при рассмотрении ее динамики определяющими являются процессы поглощения и переноса энергии.

Рассмотрим для определенности лазерные системы инерциального синтеза. Область поглощения энергии лазерного излучения ограничена внешней кромкой плазмы мишени (короны) и поверхностью области с критической плотностью, в которой электронная плазменная частота равна частоте колебаний лазерного излучения (10^{21} см⁻³ для излучения с длиной волны 1,06 мкм и 10^{19} см⁻³ — для 10,6 мкм). В основном поглощение или отражение лазерного излучения происходит вблизи поверхности критической области. Моделирование поглощения лазерного излучения обычно проводят комбинацией классического (из-за обратного тормозного эффекта) и резонансного механизмов поглощения. Следует напомнить, что резонансное поглощение происходит вследствие резонанса электрического поля лазерного излучения и электронных плазменных волн [12, 13]. Для этого лазерное излучение должно падать под углом к направлению градиента электронной плотности в области короны вблизи критической плотности. Поскольку в области градиента электронной плотности происходит также и отражение света, должно существовать некоторое оптимальное значение угла падения, при котором резонансное поглоще-

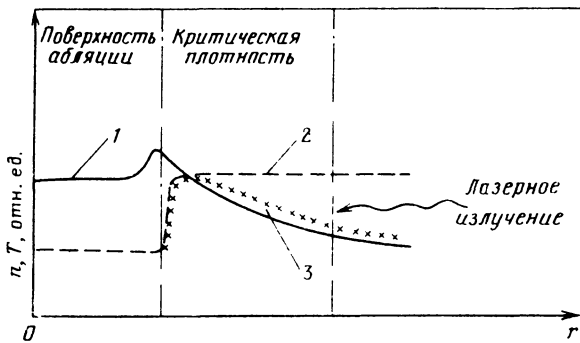


Рис. 6.1. Профили плотности плазмы (1), ее электронной (2) и ионной (3) температуры во время имплозии сферической мишени

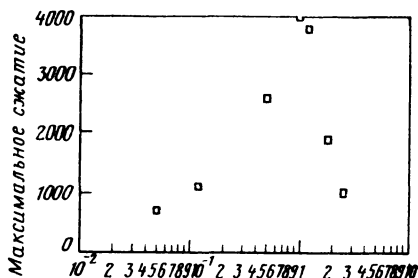
ние максимально [14, 15]. В рамках гидродинамических расчетов плазмы определить в самосогласованном виде влияние резонансного поглощения невозможно из-за того, что временной и пространственный масштабы вычислений слишком малы. Вместо этого для получения оценки количества энергии, поглощенной в результате резонансного механизма, используют результаты численного моделирования поведения плазмы в сочетании с экспериментальными данными [16].

В результате резонансного поглощения значительная часть энергии падающего света уходит на образование быстрых электронов [17–19]. Такие надтепловые электроны могут быть в 10–100 раз горячее плазмы и обладать средней длиной свободного пробега, в несколько раз большей характерных масштабов градиентов температуры плазмы мишени. Перенос надтепловых электронов в области короны приводит к возникновению эмиссии быстрых ионов, которая наблюдалась в некоторых экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с плазмой [20, 21]. Поток горячих электронов, направленный от поверхности области с критической плотностью внутрь мишени, может опережать движение фронта абляции и прогревать сжимаемое ядро мишени [22]. Это приводит к деградации процесса имплозии. Поэтому очень важно при проведении моделирования процессов в плазме правильно учитывать влияние надтепловых электронов.

Кроме такого негидродинамического преобразования энергии лазерного излучения в энергию электронной компоненты плазмы в формирование гидродинамического давления существенный вклад вносит наличие лазерного излучения вблизи поверхности области с критической плотностью. Это так называемая пондеромоторная сила [23, 24] возникает из-за наличия интенсивного электромагнитного поля лазерного излучения. Она может значительно изменить профиль градиента электронной плотности вблизи поверхности с критической плотностью и, таким образом, повлиять на процессы классического и резонансного поглощений. Это существенно затрудняет задачу адекватного моделирования взаимодействия лазерного излучения с плазмой. До сих пор еще ни одна программа численного моделирования гидродинамики плазмы, получаемой при инерциальном лазерном синтезе, не позволила правильно предсказать долю энергии лазерного излучения, которая поглощается в плазме. Обычно для определения поглощенной энергии используется следующая процедура. Проводят специальный эксперимент в условиях, для которых уже сделаны модельные расчеты, а затем с учетом полученных данных в тех же условиях выполняют дальнейшее моделирование реального эксперимента.

Вторая область, представляющая интерес с точки зрения моделирования процесса имплозии, ограничена снаружи слоем мишени, в котором происходит поглощение энергии (например, для лазерного инерциального синтеза — поверхностью области с критической плотностью), а внутри — фронтом абляции. Плазма мишени, находящаяся в этой области, движется в направлении от центра мишени. Однако в результате электронной теплопроводности, наличия потока надтепловых электронов и излучательного переноса преобладающее направление потока энергии — внутрь

Рис. 6.2. Результаты гидродинамического моделирования, показывающие зависимость максимального сжатия, достигаемого в ядре мишени, от отклонения электронной теплопроводности от ее номинального значения



мишени. Поэтому динамика данной области мишени определяется именно процессами переноса и преобразования энергии. Следует подчеркнуть, что в этом случае классические гидродинамические расчеты, в которых доминирующим процессом является перенос массы, для моделирования плазмы, получаемой в системах инерциального синтеза, не пригодны. Кроме переноса массы в модельных расчетах необходимо учитывать процессы переноса энергии, в том числе и нетепловые — перенос надтепловых электронов и излучения. Ниже показано, что использование стандартной процедуры расчета гидродинамических коэффициентов без учета этих процессов приводит к ошибочным результатам, если не делать специальных пробных расчетов для подгонки параметров

Чувствительность моделируемого процесса имплозии к неопределенности значения электронной теплопроводности показана на рис. 6.2, где теплопроводность измеряется в единицах ее номинального значения, а все остальные параметры, включая форму импульса лазерного излучения, фиксированы [25]. Представленные результаты получены для случая облучения сферической мишени из твердой смеси дейтерия с тритием импульсом лазерного излучения, имеющего оптимальную форму, с энергией 6Q кДж. Видно, что неопределенность в выборе теплопроводности может привести к разбросу значений максимального сжатия ядра мишени более чем на порядок его величины.

Значительное ослабление теплопроводности k_e (так называемое *торможение теплового потока*) может происходить из-за возникновения неустойчивостей плазмы [26] и генерации локальных интенсивных магнитных полей [27]. Вследствие взаимодействия потока электронов теплопроводности, направленного внутрь мишени, с обратным током холодных электронов, возникающим из-за сохранения зарядовой нейтральности плазмы, и фоновым движением ионов в направлении разлета плазмы возможно образование ионно-акустических неустойчивостей. Это может привести к увеличению эффективной частоты электрон-ионных столкновений и тем самым ослабить теплопроводность. Кроме того, вычислить эффективные значения коэффициентов переноса в рамках самосогласованного гидродинамического описания из-за этого становится невозможным. Однако в некоторых случаях их значения можно аппроксимировать с учетом соотношения между электронной и ионной температурами плазмы и электронного теплового потока [28]. Генерация магнитного поля связана с возникновением в неоднородной плазме термоэлектрических токов [29]. Одной из типичных ситуаций является непараллельность градиентов плотности и температуры, возникающая в процессе имплозии из-за неравномерности освещения мишени лазерным излучением и (или) развития двумерного потока. Возникновение двумерного потока может происходить из-за несимметричности мишени или вследствие развития неустойчивостей в ходе симметричного сжатия. В обоих случаях коэффициент теплопроводности, характеризующий теплопроводность в направлении, поперечном направлению силовых линий магнитного поля, ослабляется в $(1 + \Omega^2 \tau^2)^{-1}$ раз, где Ω — циклотронная частота электронов; τ^{-1} — частота электрон-ионных столкновений. Для предсказания значения этого эффекта необходимо провести двумерное гидродинамическое описание даже в случае симметричного сжатия. Влияние этого процесса очень существенно из-за очень высокой стоимости двумерных расчетов. Стоимость вычислений по двумерной гидродина-

мической модели с учетом процессов переноса может достигнуть такой величины, которая нереальна даже для крупнейших лабораторий.

Третья из рассматриваемых областей представляет собой ту часть мишени, которая заключена в пределах поверхности абляции. Для этой области, состоящей из плотной холодной плазмы, гидродинамическое моделирование позволяет получить достаточно точные результаты. Однако составление и анализ системы уравнений состояния плазмы надо проводить достаточно осторожно. При высоком сжатии плазмы электронной компонента ведет себя как вырожденный газ Ферми и ее свойства необходимо учитывать соответствующим образом. Кроме того, необходимо учитывать и гидродинамические эффекты, связанные с возникновением неустойчивостей. Условия в области фронта абляции могут соответствовать режиму возникновения неустойчивости Рэлея-Тэйлора, и ее скорость роста может быть достаточно большой, чтобы разрушить симметричное сжатие. Кроме того, точное описание этого явления требует использования многомерных моделей. Для его изучения используются аппарат теории возмущений [30], а также полные двумерные расчеты [31].

Для всех трех областей необходимо также учитывать процессы испускания, переноса и поглощения излучения [32]. Образованные в области поглощения лазерного излучения кванты с большой энергией могут проникать внутрь мишени и прогревать сжатое ядро так же, как и надтепловые электроны. Весьма важно и то, что в токовых экспериментах излучение является одним из основных средств диагностики. Измерение спектра излучения позволяет определить электронную температуру плазмы, температуру горячих электронов и их число [33]. Измерение пространственного распределения рентгеновского излучения позволяет исследовать сжатие мишеней различного типа. Для диагностики горячих электронов, прогревающих сжатое топливо, можно использовать измерения линейчатого рентгеновского излучения.

Кроме рассмотрения физических процессов, происходящих в трех перечисленных выше пространственных областях мишени, необходимо также провести анализ конечной стадии процессов инерциального синтеза, которая связана с горением сжатого топлива. Инициирование термоядерных реакций синтеза в центральной сильно нагретой области ядра мишени приводит к возникновению процесса термоядерного горения, скорость распространения которого гораздо выше скорости сжатия. Этот процесс также связан с переносом нетепловых частиц. В данном случае такими частицами являются заряженные ядра — продукты реакций синтеза и быстрые нейтроны [1, 34]. Эти частицы замедляются в плотном ядре мишени, затрачивая свою энергию на нагрев ядра до оптимальной температуры термоядерного горения. В современных экспериментах по лазерному синтезу (при относительно низкой энергии) было обнаружено, что в D-T-топливе перепоглощается пренебрежимо малая энергия заряженных частиц. Большинство частиц выходит из плазмы, и это можно использовать как средство диагностики, позволяющее определить температуру сгорающего топлива. Для практического применения такого метода диагностики необходима разработка адекватной модели процессов переноса заряженных частиц, позволяющей предсказать значение потерянной в плазме энергии и вид энергетического спектра, трансформирующийся в результате взаимодействия частиц с плотными слоями плазмы, чтобы по результатам экспериментальных измерений можно было восстановить ионную температуру сгорающего D-T-топлива. Необходима также разработка соответствующей модели процессов переноса нейтронов в плотном ядре мишени.

Ниже представлен итог предварительного обсуждения, в котором перечислены наиболее важные физические процессы, характерные для каждой из трех выделенных пространственных областей мишени.

Область поглощения энергии	Область переноса энергии	Область сжатого ядра
Гидродинамические процессы	Гидродинамические процессы	Гидродинамические процессы
Поглощение энергии драйвера	Электронная теплопроводность	Гидродинамические неустойчивости

Область поглощения энергии	Область переноса энергии	Область сжатого ядра
Взаимодействие лазерного излучения с плазмой:	Перенос надтепловых электронов	Прогрев электронами и ионами холодного топлива
резонансное поглощение стимулированное рассеяние изменение профиля плотности	Перенос фотонов Неустойчивости плазмы Генерация спонтанных магнитных полей	Изоэнтропийное сжатие Ферми-вырождение Кумуляция и профилирование ударной волны
Образование надтепловых электронов		Нагрев центра ядра ударной волны
Перенос надтепловых электронов		Скорость термоядерных реакций
Образование быстрых ионов		Перенос продуктов реакций синтеза
Образование плазменной короны		Распространение волны термоядерного горения Разлет мишени

Из представленных данных видно, что классическая гидродинамическая модель плазмы не дает адекватного описания в условиях, характерных для инерциального термоядерного синтеза. Даже с учетом процессов переноса частиц и влияния магнитного поля имеющиеся программы модельных расчетов на ЭВМ еще не обеспечивают получение правильных результатов, так как все многообразие физических процессов, характеризующих такую плазму, включить в модель практически невозможно.

6.1. МЕТОДЫ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ

При гидродинамических расчетах плазмы, получаемой в системах инерциального термоядерного синтеза, в основном используют однокомпонентную двухтемпературную модель. В этой модели предполагается, что электроны и ионы плазмы движутся как единая среда и разделения зарядов нет (по крайней мере, для масштабов длин, представляющих интерес). Однако из-за слабой энергетической связи между собой каждая компонента имеет свою собственную характерную температуру. В рассматриваемую модель необходимо также включить и влияние излучения как в качестве третьего температурного уравнения, предполагая наличие локального распределения Планка [4, 35], так и для учета энергетической зависимости функции распределения фотонов [2]. Ниже обсуждаются только электронная и ионная компоненты, так как влияние излучения обычно учитывается при описании электронной компоненты введением членов, связанных с испусканием и поглощением фотонов. Основные уравнения для двухтемпературной однокомпонентной модели плазмы (без учета процессов, связанных с излучением) имеют следующий вид:

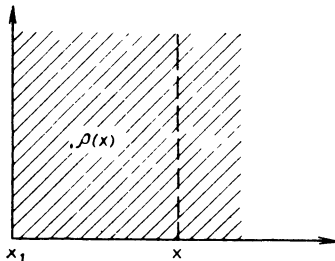
$$\left. \begin{aligned}
 \rho i \partial_t + \nabla \rho u &= 0; \\
 \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \nabla \right) u &= -\nabla p; \\
 \rho c_{ve} \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \nabla \right) T_e &= \nabla \kappa_e \nabla T_e - p_e (\nabla u) - \omega_{ei} (T_e - T_i) + S_e; \\
 \rho c_{vi} \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \nabla \right) T_i &= \nabla \kappa_i \nabla T_i - p_i (\nabla u) + \omega_{ei} (T_e - T_i) + S_i.
 \end{aligned} \right\} (6.1)$$

6.1.1. Координаты Лагранжа [36]. В гидродинамических уравнениях с переменными r и t используется описание Эйлера в фиксированной системе координат. Например, уравнения непрерывности и движения имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \partial \rho / \partial t + \nabla \rho u &= 0; \\ \partial u / \partial t + u \nabla u &= -(1/\rho) \nabla p. \end{aligned} \right\} \quad (6.2)$$

Однако, когда среда быстро расширяется или сжимается или в ней происходят определенные процессы взаимодействия, удобнее перейти к такой системе координат, которая движется со скоростью локального потока среды. Описание, проводимое с использованием такой системы координат, получило название описания Лагранжа.

Для примера рассмотрим плоский поток вдоль оси x и зафиксируем точку с координатой x_1 (рис. 6.3). Найдем массу среды (на единицу площади) между произвольной точкой x и точкой x_1 , зная ее плотность ρ :



$$m = \int_{x_1}^x \rho(x') dx'. \quad (6.3)$$

Рис. 6.3. Соотношение между пространственной и массовой координатами

(Отметим, что m непосредственно характеризует рассматриваемую материальную точку с координатой x — именно ту точку, между которой и точкой с координатой x_1 масса среды имеет данное значение m .) Поэтому m можно рассматривать как новую переменную, причем $dm = \rho dx$. Таким образом, масса среды m , отделяющая одну материальную точку среды от другой, вводится как соответствующая лагранжева переменная.

Для преобразования гидродинамических уравнений, описывающих поток, к лагранжеву виду. опишем его вначале в эйлеровом виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) &= \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \\ \text{или} \\ D\rho/Dt + \rho \partial u / \partial x &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (6.4)$$

где использовано понятие вещественной производной (в упомянутой ранее системе координат, движущейся вместе с потоком), имеющее следующий смысл:

$$D/Dt = \partial / \partial t + u \partial / \partial x.$$

Проведем теперь замену переменных $dm = \rho dx$, тогда уравнение непрерывности приобретает вид:

$$DV/Dt = \partial u / \partial m,$$

где удельный объем $V = 1/\rho$. Но в лагранжевой системе координат, движущейся вместе с потоком,

$$D/Dt \rightarrow \partial / \partial t.$$

Поэтому уравнение непрерывности в этой системе координат приобретает вид

$$\partial V / \partial t = \partial u / \partial m, \quad (6.5)$$

где m и t — независимые переменные, а $V(m, t)$ и $u(m, t)$ — зависимые переменные.

Таблица 6.1. Сравнение эйлеровой и лагранжевой систем координат для одномерного плоского потока

Вид уравнения	Эйлерова система координат	Лагранжева система координат
Уравнение непрерывности	$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \frac{\partial u}{\partial x}$	$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial m}$
Уравнение движения	$\frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$	$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial m}$

В табл. 6.1 проведено сопоставление эйлеровой и лагранжевой систем координат для одномерного плоского потока. Предположим, что решения для $V(m, t)$ и $u(m, t)$ получены. Тогда для того, чтобы вернуться к эйлеровым переменным $\rho(x, t)$ и $u(x, t)$, необходимо вначале проинтегрировать величину

$$dx = V(m, t)dm,$$

что дает

$$x(m, t) = \int_0^m V(m', t)dm' + x_1(t). \quad (6.6)$$

Затем можно использовать это выражение для определения

$$\rho(x, t) = [V(x, t)]^{-1} \text{ и } u(x, t).$$

Например, в сферической геометрии лагранжеву координату m можно определить следующим образом:

$$dm = \rho 4\pi r^2 dr.$$

Тогда в этих же координатах гидродинамические уравнения приобретают следующий вид:

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial m} (4\pi r^2 u); \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -4\pi r^2 \frac{\partial p}{\partial m}.$$

Часто множитель 4π опускают и зависимые переменные определяют на единицу телесного угла (стерадиан). В этом случае запись гидродинамических уравнений в сферической геометрии несколько видоизменяется:

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial m} (r^2 u); \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -r^2 \frac{\partial p}{\partial m}.$$

И, наконец, наиболее общей формой записи такой системы является следующая:

$$\partial V / \partial t = V \nabla \cdot \mathbf{u}; \quad \partial \mathbf{u} / \partial t = -V \nabla p.$$

Однако следует отметить, что лагранжевы координаты легко ввести лишь в одномерном случае. В двух- и трехмерном случаях возникают определенные сложности, связанные с введением такой структуры численной координатной сетки, которая позволила бы устранить особенности решения соответствующих уравнений, связанные с деформацией координатной сетки.

В общем виде система гидродинамических уравнений для лагранжевой системы координат при одномерной симметрии имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial m} (r^{\delta-1} u); \\ & \vdots \end{aligned} \right\} \quad (6.7)$$

$$\left. \frac{\partial u}{\partial t} = -r^{\delta-1} \frac{\partial p}{\partial m} \right\}$$

где при $\delta = 1$ эта система описывает плоский случай; при $\delta = 2$ — цилиндрический; при $\delta = 3$ — сферический.

Лагранжево описание для модели двухтемпературной однокомпонентной плазмы в общем виде дает следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \nabla p; \\ \rho c_{ve} \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \nabla \kappa_e \nabla T_e - p_e (\nabla \cdot u) - \omega_{ei} (T_e - T_i) + S_e; \\ \rho c_{vi} \frac{\partial T_i}{\partial t} &= \nabla \kappa_i \nabla T_i - p_i (\nabla \cdot u) + \omega_{ei} (T_e - T_i) + S_i. \end{aligned} \right\} \quad (6.8)$$

Главной особенностью данной системы координат и ключом к ее пониманию является то, что она движется вместе со средой. Простым примером такой системы является координатная сетка, нанесенная на резиновую пластину. Если такую пластину растянуть или изогнуть, то линии сетки искривятся в соответствии с деформацией пластины. При дискретизации гидродинамических уравнений для их численного решения масса (но не объем) элементарной ячейки лагранжевой системы координат остается постоянной.

6.1.2. Численное решение гидродинамических уравнений. Для определенности рассмотрим в лагранжевой форме при одномерной сферической геометрии гидродинамические уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial m} (r^2 u); \\ \frac{\partial u}{\partial t} &= -r^2 \frac{\partial p}{\partial m}. \end{aligned} \right\} \quad (6.9)$$

Так как эти уравнения являются гиперболическими, они имеют решения с характеристической скоростью распространения. Более того, эти уравнения (в отсутствие членов, связанных с диссипацией) допускают существование особенностей в их решении (ударных волн), которые могут вызвать трудности при реализации конечноразностной схемы численного решения. Поэтому при их численном решении возникает необходимость в использовании некоторых специальных приемов.

Искусственное введение вязкости (фон неймановское q). Манипулировать ударными волнами, описываемыми численными решениями гидродинамических уравнений среды, лишенной вязкости, достаточно трудно из-за возникновения ступенчатой разрывности решения. Хотя для некоторых частных случаев могут быть изобретены подходящие численные схемы решений, общий подход к моделированию сложных гидродинамических процессов в термоядерных мишенях требует более универсальных методов. В [37] фон Нейман предложил для описания распространения ударной волны в пределах нескольких элементарных ячеек численной пространственной сетки специально ввести "искусственную" вязкость, которую он обозначил символом q . Так как такая искусственная вязкость устанавливается равной нулю по обе стороны ударной волны, она не влияет на перенос потока через ударную волну, который, как ясно показано в уравнениях Рэнкина—Гюгонио, определяется законами сохранения.

Чтобы получить постоянную толщину для всех ударных волн, значение вязкости фон Неймана необходимо выбирать очень осторожно. Эта процедура требует введения квадратичного члена по градиентам скорости (это эквивалентно использованию для слабой ударной волны малой вязкости, а для сильной — большой). Например,

возможно следующее определение:

$$q = \frac{1}{V} \left[b \Delta m \frac{\partial u}{\partial m} \right]^2 \quad \text{при} \quad \frac{\partial V}{\partial t} < 0 \quad (\text{сжатие}); \quad (6.10)$$

$$q = 0 \quad \text{при} \quad \frac{\partial V}{\partial t} \geq 0 \quad (\text{расширение}),$$

где обычно выбирают $b = 2^{1/2}$.

Таким образом, искусственная вязкость вводится так, чтобы диссипация энергии ударной волны из-за нее происходила лишь в несколько окружающих слоев вещества небольших размеров, сохраняя соотношения Рэнкина—Гюгонио вдоль направления распространения ударной волны. Это сохранение является существенной характеристикой ударной волны, так как позволяет уменьшить градиенты ударной волны и использовать обычный конечно-разностный метод. (Для анализа данных гидродинамических расчетов бывает полезно выписать значения q в один ряд со значениями других гидродинамических переменных. Тогда можно легко определить те области, где образуется ударная волна, отметив, где q не равны нулю. По значению q можно определить и силу ударной волны.)

Недавние исследования процессов переноса с сохранением потока, проведенные с использованием численных методов моделирования, показали, что необходимость введения искусственной вязкости в значительной степени можно устранить [38]. Однако в большинстве гидродинамических расчетов плазмы, получаемой в различных системах инерциального термоядерного синтеза, этот старый метод продолжает использоваться.

Разностные схемы. Гидродинамические уравнения являются нелинейными связанными дифференциальными уравнениями в частных производных, поскольку коэффициенты переноса сильно зависят от температуры, например: $\kappa_e \sim T_e^{3/2}$, $\omega_{ej} \sim T_e^{-3/2}$. Такие уравнения чаще всего решают с использованием обычного конечно-разностного метода. Первое из уравнений (уравнение движения) является гиперболическим и имеет характерную скорость распространения. Оно также допускает существование особенностей решения (ударных волн), которые вызывают трудности при реализации обычного конечно-разностного метода. Из-за таких свойств это уравнение обычно решают с использованием метода конечных разностей в явной форме [39]:

$$\frac{u^{n+1/2} - u^{n-1/2}}{\Delta t^n} = - \frac{1}{\rho^n} \nabla (\rho^n + q^n), \quad (6.11)$$

где

$$q^n = q(t^n) \quad \text{для} \quad \dot{v} < 0 \quad (\text{сжатие});$$

$$q = 0 \quad \text{для} \quad \dot{v} > 0 \quad (\text{расширение}).$$

Здесь не определена пространственная разность, так как она зависит от числа измерений, для которого решается уравнение. Это уравнение требует выполнения следующего условия устойчивости [39]:

$$\frac{c_s \Delta t}{\Delta x} < 1, \quad (6.12)$$

где c_s — скорость звука в плазме. Это соотношение известно как условие Куранта. Оно связано с разбиением возмущения на конечное число временных шагов вдоль распространения ударной волны и позволяет подавить возмущение быстрее, чем через один временной шаг.

Для большей наглядности разностной схемы рассмотрим случай простой одномерной геометрии. Для этого разделим лагранжеву систему координат на j зон. Дискретизация переменной m показана на рис. 6.4. При этом удобно выбирать равные приращения m , т.е. проводить дискретизацию с равными шагами по m .

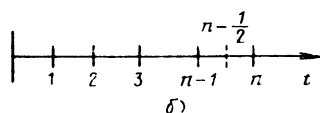
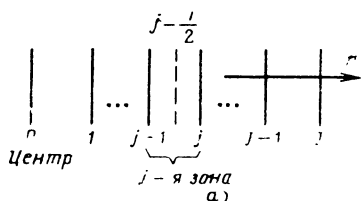


Рис. 6.4. Пространственная (а) и временная (б) структуры сетки разбиения

Отметим, что радиус каждой зоны $r_j(t)$ является явной функцией времени. В простом одномерном расчете число зон может быть выбрано от 30 до 100. Временная переменная также дискретизируется (рис. 6.4). Для удобства дальнейшего изложения введем следующее стандартное обозначение:

$$u(m_j, t_n) = u_j^n.$$

При использовании разностной схемы в явном виде можно записать

$$\frac{u_j^{n+1/2} - u_j^{n-1/2}}{\Delta t^n} = - (r_j^n)^2 \left[\frac{(p_{j+1/2}^n - p_{j-1/2}^n)}{\Delta m_j} + \frac{(q_{j+1/2}^n - q_{j-1/2}^n)}{\Delta m_j} \right],$$

где

$$\Delta t^n = \frac{1}{2} (\Delta t^{n+1/2} + \Delta t^{n-1/2});$$

$$\Delta m_j = \frac{1}{2} (\Delta m_{j+1/2} + \Delta m_{j-1/2});$$

$$q_{j-1/2} = \frac{1}{V_{j-1/2}'} \left[b \Delta m \left(\frac{u_j - u_{j-1}}{\Delta m} \right) \right]^2.$$

Для определения временной зависимости положения j -й зоны обычно используется равенство:

$$r_j^{n+1} - r_j^n = u_j^{n+1/2} \Delta t^{n+1/2}.$$

Тогда уравнение непрерывности можно решить обходным путем, проводя следующие вычисления:

$$V_{j-1/2}^{n+1} = \frac{\Delta r_{j-1/2}^{n+1}}{\Delta m_{j-1/2}} \left[r_j^{n+1} r_{j-1}^{n+1} + \frac{1}{3} (\Delta r_{j-1/2}^{n+1})^2 \right].$$

Необходимо также использовать соотношения

$$V_{j-1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{2} (V_{j-1/2}^{n+1} + V_{j-1/2}^n);$$

$$V_{j-1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta t^{n+1/2}} (V_{j-1/2}^{n+1} - V_{j-1/2}^n).$$

Температурные уравнения (уравнения теплопроводности). Уравнение, описывающее изменение температуры, является параболическим, и его решение характеризуется бесконечной скоростью распространения. Однако из-за нелинейности теплопроводности подобно решению волнового уравнения скорость распространения

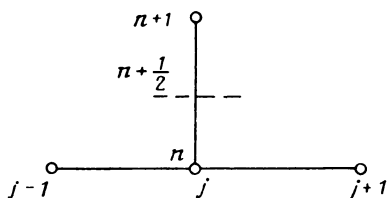
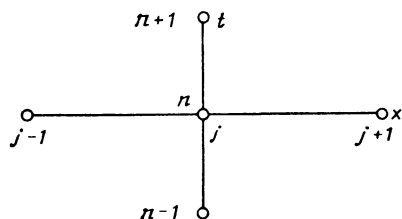


Рис. 6.5. Разностная схема для решения уравнений теплопроводности в явном виде

Рис. 6.6. Разностная схема Кранка—Никольсона

становится конечной (см. §4.1). Тем не менее обычно эти уравнения решают с использованием метода конечных разностей в неявном виде, поскольку характерный для них временной масштаб обычно значительно меньше, чем для уравнений движения, и, следовательно, применение метода в явном виде потребовало бы значительного уменьшения временного шага. Это оказывается возможным из-за достаточно слабой взаимосвязи уравнений, которая позволяет решать их не одновременно.

Для большей определенности рассмотрим простое линейное уравнение теплопроводности:

$$\partial T / \partial t = \kappa \partial^2 T / \partial x^2.$$

При использовании численного метода решения в явном виде это уравнение дискретизируется следующим образом:

$$\frac{T_j^{n+1} - T_j^n}{\Delta t} = \kappa \frac{T_{j+1}^n - 2T_j^n + T_{j-1}^n}{(\Delta x)^2}$$

(структура узловых точек сетки разбиения показана на рис. 6.5). Здесь же следует отметить, что производная по пространственной координате вычисляется на более раннем шаге по временной координате t_n . Поскольку все значения T^n становятся известными, то можно в явном виде получить решение для всех значений температуры T_j^{n+1} . Однако, если $\kappa \Delta t / (\Delta x)^2 > 1/2$, возникают проблемы устойчивости решения.

Другим, более удовлетворительным методом решения является использование разностной схемы Кранка—Никольсона (рис. 6.6) [39]:

$$\frac{T_j^{n+1} - T_j^n}{\Delta t} = \frac{\kappa}{2} \left[\left(\frac{T_{j+1}^n - 2T_j^n + T_{j-1}^n}{(\Delta x)^2} \right) + \left(\frac{T_{j+1}^{n+1} - 2T_j^{n+1} + T_{j-1}^{n+1}}{(\Delta x)^2} \right) \right]. \quad (6.13)$$

Эта разностная схема является безусловно устойчивой. Но значения T_{j+1}^{n+1} , T_j^{n+1} , T_{j-1}^{n+1} в правой части уравнения неизвестны. Следовательно, это уравнение необходимо решить в неявном виде. (Данный случай аналогичен тридиагональной линейной системе уравнений для T_j^{n+1} .)

Хотя для решения линейных задач эта схема является исчерпывающей, ее применение существенно усложняется, когда приходится решать, например, задачу нелинейной теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x}.$$

В этом случае необходимо использовать метод экстраполяции или итерации. Например, можно записать следующее соотношение:

$$\frac{T^{n+1} - T^n}{\Delta t^{n+1/2}} = \nabla \kappa^n \nabla [\theta T^n + (1 - \theta) T^{n+1}] + \dots,$$

где для упрощения системы обозначений, как и ранее, точная разностная схема по пространственной координате не использовалась. Значение параметра θ часто выбирают равным $1/2$, так как если бы это уравнение было линейным, то оно давало бы второй порядок точности для разностной схемы. При наличии небольшой нелинейности и переменного шага ячеек пространственно-временной сетки это решение уже становится корректным. Показано, что использование в уравнении теплопроводности аппроксимации вида

$$\kappa^n = \kappa [T^n(r)]$$

не способствует существенному облегчению двумерных расчетов нелинейной теплопроводности. При проведении одномерных расчетов существуют другие возможности. Можно, например, восстановить предшествующие значения температуры в каждой точке координатной сетки и использовать их для бременной экстраполяции, чтобы оценить значения κ для значений $n + 1/2$:

$$\tilde{\kappa}^{n+1/2} = \kappa(\tilde{T}^{n+1/2}), \quad \tilde{T}^{n+1/2} = F(T^{n-2}, T^{n-1}, T^n),$$

или путем последовательных переоценок нелинейных коэффициентов проводить итерации температурных уравнений до достижения локальной сходимости в нескольких температурных точках. Однако даже для одномерного случая каждый из этих методов имеет ряд недостатков. Опыт показывает, что ни один из них не является настолько устойчивым, как метод получения единственного точного решения, а при их использовании часто приходится накладывать более строгие условия на значения выбираемого временного шага, чем для точного решения. Кроме того, процессы в неинтересующей нас части плазмы часто приводят к необходимости дальнейшего уменьшения временного шага (например, область разлета плазмы вдали от критической плотности). В некоторых модельных расчетах плазмы, получаемых в системах лазерного инерциального синтеза, приходится учитывать возрастание электронной температуры, происходящее вследствие теплопроводности от источника теплоты. Этот процесс характерен и для рассмотренных выше обеих схем численного решения; однако часто приходится учитывать и уменьшение температуры, которое возникает, например, из-за расширения плазмы. Наличие высокой теплопроводности приводит к длительной подпитке областей затухания и способствует возникновению неустойчивостей.

Для линейного уравнения диффузии применение разностной схемы Крэнк—Никольсона ($\theta = 1/2$) обеспечивает безусловную устойчивость. Однако этот случай совсем не подходит для нелинейных уравнений, когда точных оценок условий устойчивости сделать нельзя. Опыт показывает, что выбор временного шага в соответствии с условием $\max(\Delta T/T) < 1/4$ часто позволяет получить устойчивое решение, однако для проведения каких-либо вычислений требуется оперировать с величинами порядка 10^{-1} . Достаточно часто это условие устойчивости позволяет выбрать необходимый временной шаг для гидродинамических расчетов, а не для условия Куранта.

Некоторые комментарии к двумерным численным расчетам в лагранжевых координатах. Наиболее громоздкими по своей природе являются двумерные гидродинамические расчеты в лагранжевых координатах (обычно в цилиндрической r - z -геометрии). Программы таких расчетов позволяют проводить численное моделирование несимметричного гидродинамического движения и процессов теплопроводности, связанных с неоднородным освещением мишени лазерным излучением [40—43].

Результаты двумерного модельного расчета для неоднородного освещения двумя пучками лазерного излучения симметричной мишени, полученные с помощью про-

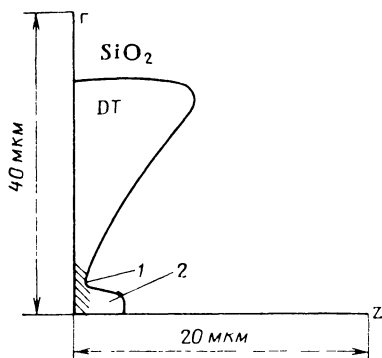


Рис. 6.7. Условия, предсказываемые программой LASNEX для момента времени максимального термоядерного горения (данные Ливерморской национальной лаборатории) при облучении стеклянной микрооболочки диаметром 80 мкм, при толщине стенки 0,6 мкм, наполненной D-T-газом ($\rho = 2 \text{ мг/см}^3$), двумя пучками лазерного излучения с энергией 13 – 15 Дж и длительностью 75 пс. В области интенсивного горения 1 ионная температура $\theta_i = 1,5 \text{ кэВ}$. В точке 2 скорость имплозии $v \leq 10^7 \text{ см/с}$

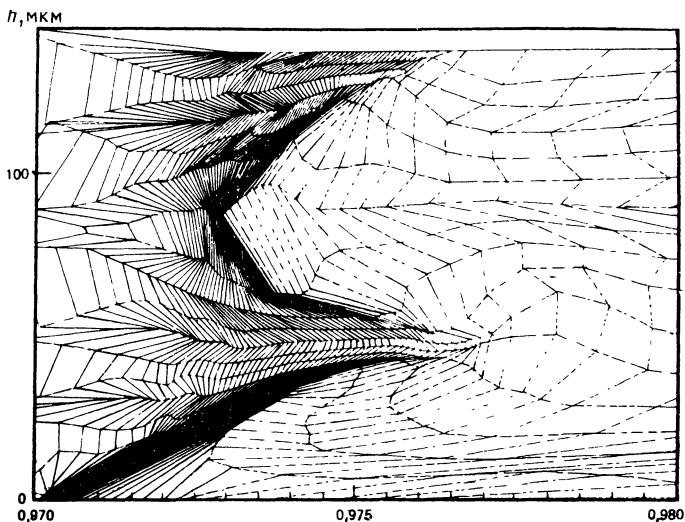


Рис. 6.8. Иллюстрация модельного расчета процесса имплозии бериллиевой оболочки диаметром 1 см, толщиной 10 мкм с помощью лазерного излучения мощностью 200 ТВт, указывающая на сильную асимметрию сжатия

граммы машинных расчетов LASNEX, предсказывающие конфигурацию границы раздела стекло – топливо в момент достижения пика термоядерного горения (вдоль контуров одинаковых температуры и плотности), представлены на рис. 6.7 [2]. На рис. 6.8 приведены результаты модельных расчетов неустойчивого сжатия, полученные с помощью программы LASNEX при разбиении координат на очень малые зоны [41].

Эти примеры ясно показывают, что для изучения процессов, имеющих практическое значение для лазерного термоядерного синтеза, одномерное моделирование подходит очень редко. Достоверность результатов, получаемых при одномерном моделировании, существенно зависит от симметрии изучаемой задачи и осторожности интерпретации получаемых данных. На самом деле, даже двумерные расчеты не позволяют полностью описать все многообразие данных процессов, которые по своей природе являются трехмерными. Некоторые важные явления, такие как возникновение неустойчивостей плазмы, генерация магнитного поля, которые по своей природе являются двумерными, моделировать с помощью одномерных расчетов вообще нельзя.

Двумерные расчеты являются очень дорогими и становятся возможными только при использовании самых быстродействующих ЭВМ. Но даже такие сложные и дорогостоящие расчеты часто представляют собой простую модификацию алгоритмов одномерных расчетов.

Для решения уравнений теплопереноса в неявном виде часто используется метод чередующихся направлений, в то время как для решения уравнений движения снова используются методы получения точного решения. Однако, если происходит деформация координатной сетки конечно-разностного разбиения (см. рис. 6.8), такая методика может привести к очень большим погрешностям получаемых результатов. Чтобы решить эти задачи, в программах расчетов на ЭВМ, подобных LASNEX, используются более громоздкие методы полного обращения матрицы, такие как, например, неполный метод парных градиентов Чолески [49]. Этот метод включает в себя схему полного матричного обращения в отличие от стандартного метода операторного разложения, который позволяет свести данную задачу к обращению тридиагональной матрицы.

При проведении многомерных расчетов в лагранжевых координатах искажение зон разбиения является серьезной проблемой, так как сетка разбиения обычно застревает в исследуемое вещество. Если описываемое движение имеет физический смысл, то учет такой деформации при двумерных расчетах может и не составить особой проблемы. Однако часто может развиваться сдвиговая деформация потока, и это уже может причинить серьезные затруднения [50]. При модельных расчетах в лагранжевых координатах практически невозможно учесть влияние вихревых течений. Проблема, связанная с деформацией элементарной ячейки разбиения при проведении численного моделирования, показана на рис. 6.9 с помощью простого примера: на угол четырехугольной ячейки в диагональном направлении действует довольно большая сила. Если другие координатные точки области зафиксированы, то ее граница прогибается внутрь и сама ячейка становится бананоподобной. Двумерное решение температурных уравнений обычно получают путем проведения двух разверток по сетке разбиения (операторного разложения): сначала вдоль линий с индексами k , а затем вдоль линий с индексами l , причем в поперечном направлении, фиксированном в течение каждой развертки (рис. 6.10), процесс диффузии искусственно задерживается. Проблемы, связанные с возникновением бананоподобных ячеек, становятся очевидными, если взглянуть на рис. 6.9, на котором показано, какой сложной становится траектория развертки в деформированной области. При возникновении таких сильно деформированных областей возникает также и необходимость использовать очень малые временные шаги разбиения для сохранения устойчивости решения.

Для корректировки деформации таких областей и сведения к минимуму их влияния на результаты моделирования было изобретено множество конкретных приемов. Чтобы уменьшить деформацию ячеек разбиения при сохранении основных свойств среды, иногда используют более громоздкие программы расчетов, в которые дополнительно вводят искусственную вязкость. В случаях, когда смещение потока известно заранее, может быть полезным применение метода *скользящих линий*. При этом (рис. 6.10) указанные линии k или l можно разделить и раздвинуть друг от друга. По своему замыслу этот метод достаточно прост; однако использовать его на практике чрезвычайно сложно. В некоторых других подходах к решению данной проблемы предусматривается контроль за деформацией ячеек разбиения, и как только деформация превысит определенное значение, вычисления останавливаются и перед их возобновлением производится новое разбиение координатной сетки. Для большинства сложных программ двумерных расчетов этот метод является общепринятым. В некоторых усложненных программах развиты машинно-графические методы, позволяющие автоматизированным образом переносить точки сетки разбиения с помощью светового пера. При этом также стараются, чтобы законы сохранения неизменно выполнялись. В некоторых случаях для уменьшения влияния деформации ячеек разбиения используется смешанный "эйлеров-лагранжев" метод решения гидродинамических уравнений.

Тем не менее преимуществом использования лагранжевых координат является то, что масса среды, которая первоначально находится в пределах определенной

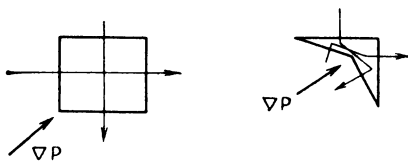


Рис. 6.9. Схематическое изображение искажения зон разбиения для конечно-разностного решения при проведении двумерного моделирования в лагранжевых координатах

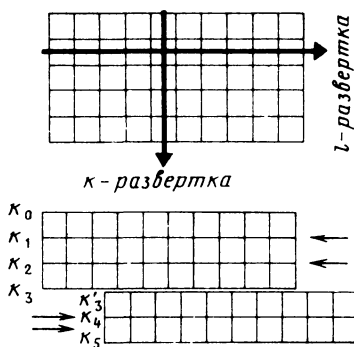


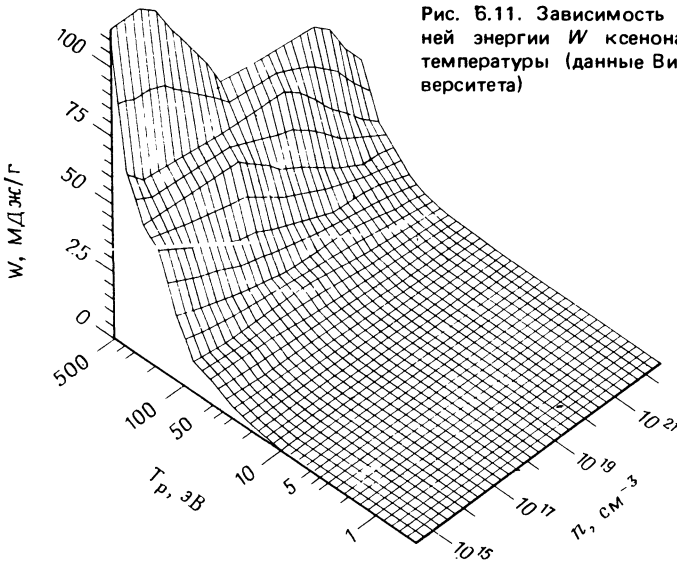
Рис. 6.10. Схема двумерного разбиения, иллюстрирующая использование скользящих линий

области, остается в этих пределах в течение всей процедуры вычислений. Это особенно важно для модельных расчетов неоднородных мишеней, например стеклянных микробаллонов, заполненных газообразной смесью дейтерия и трития, когда в контакте друг с другом находятся вещества с совершенно различными свойствами. При вычислениях в эйлеровых координатах сетка разбиения фиксируется и вещество движется сквозь нее так, что с течением времени в зонах разбиения, находящихся вблизи первоначального положения границы раздела D—T-топливо — стекло, оказывается как стекло, так и D—T-газ. Для обеспечения хорошего пространственного разрешения вблизи границы необходимо использовать достаточно детальное разбиение эйлеровых координат, однако при этом определить некоторые средние свойства смеси стекло — D—T-газ очень трудно. При использовании лагранжевых координат такого смешивания различных веществ не происходит и необходимости усреднять их свойства не возникает. Поскольку при вычислениях в лагранжевых координатах все точки сетки разбиения движутся вместе со средой, то в области, где градиенты плотности достаточно велики, будет больше точек разбиения, а для малых градиентов — меньше, т.е. условия для сохранения хорошей точности вычислений поддерживаются автоматически. Это важное преимущество данного метода очень часто перевешивает его недостатки, связанные с деформацией ячеек (зон) разбиения.

Размер временного шага. Еще одним важным фактором при проведении численного решения гидродинамических уравнений плазмы является выбор временного шага Δt . Ранее уже отмечалось, что сделать этот выбор часто вынуждают условия сохранения устойчивости (условие Куранта). В ходе проведения гидродинамических расчетов размер временного шага изменяется на несколько порядков величины. В то время как процесс имплозии происходит в рамках наносекундной временной шкалы, фаза термоядерного горения протекает за несколько пикосекунд. А для моделирования конечных стадий сжатия и термоядерного горения может потребоваться временной шаг порядка 10^{-14} с. Поэтому для определения оптимального значения временного шага в ходе проведения вычислений программа для машинных расчетов должна содержать соответствующую логическую схему.

Табличная интерполяция. Другой важной особенностью машинных программ для расчета различных мишеней инерциального термоядерного синтеза является необходимость проведения интерполяции уравнений состояния и высокая плотность данных в многомерных таблицах. Эти данные получают с использованием очень дорогих и сложных расчетов на ЭВМ по программам, позволяющим рассчитывать атомные свойства различных веществ при экстремально высоких давлениях и температурах. Для использования в гидродинамических расчетах эти данные обычно табулируют по координатной сетке плотность — температура. Для примера таких данных на рис. 6.11 представлены в соответствующих координатах результаты вычислений удельной внутренней энергии для ксенона. Вычисление производной удельной

Рис. 6.11. Зависимость удельной внутренней энергии W ксенона от плотности и температуры (данные Висконсинского университета)



ной энергии по температуре позволяет получить значения удельной теплоемкости, которая является ключевым параметром для гидродинамических расчетов $[c_v = (\partial e / \partial T)_\rho]$.

Сетка разбиения по температуре и плотности, а также значения получаемых данных охватывают область, размеры которой характеризуются несколькими порядками величины. Поэтому часто бывает удобно табулировать указанные величины в логарифмическом масштабе. Проведение их билинейной интерполяции с последующим потенцированием обеспечивает получение достаточно точных результатов. Другой метод получения таких данных связан с использованием аппроксимирующих аналитических функций и последующим хранением в памяти ЭВМ коэффициентов, характеризующих данные функции. Несмотря на то что последний метод требует гораздо большего объема памяти ЭВМ и является недостаточно эффективным с точки зрения стоимости проводимых расчетов, для многих мишеней он обеспечивает гораздо большую точность при вычислении производных от хранимых величин (как например, при определении удельной теплоемкости).

6.1.3. Программа WAZER для расчетов на ЭВМ гидродинамического поведения плазмы, получаемой в системах инерциального термоядерного синтеза. Одной из первых программ гидродинамических расчетов плазмы, разработанных для исследования особенностей физических процессов, связанных с инерциальным термоядерным синтезом, была программа WAZER, созданная в Ливерморской национальной лаборатории [3]. Ниже обобщены основные особенности данной программы, которые типичны для более сложных программ, используемых в настоящее время. Программа описывает гидродинамическое поведение однокомпонентной двухтемпературной плазмы в одномерной геометрии (в плоских, цилиндрических или сферических координатах). В нее включены следующие основные физические процессы.

1. Перенос теплоты вследствие термодиффузии.
2. Теплообмен между электронной и ионной компонентами.
3. Уменьшение температуры электронной компоненты в результате излучения
4. Влияние гидродинамики на процессы преобразования энергии.
5. Увеличение энергии в результате поглощения лазерного излучения.
6. Образование дополнительной энергии в результате протекания термоядерных реакций синтеза.
7. Увеличение или уменьшение энергии вследствие теплопроводности через границы плазмы или работа, проведенная над системой или произведенная самой системой (плазмой мишени) при изменении ее границ.

Гидродинамические уравнения. В программе использованы следующие гидродинамические уравнения в лагранжевых координатах (для одномерного случая в сферической геометрии) :

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial m} (r^2 u); \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -r^2 \frac{\partial p}{\partial m}.$$

Перенос теплоты. Используются следующие температурные уравнения для электронной и ионной компонент плазмы:

$$c_{vi} \frac{\partial T_i}{\partial t} + T_i \rho_{Ti} \frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial m} \left(\kappa_i r^2 \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) - \omega_{ei} (T_i - T_e) + S_i;$$

$$c_{ve} \frac{\partial T_e}{\partial t} + T_e \rho_{Te} \frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial m} \left(\kappa_e r^2 \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) - \omega_{ei} (T_e - T_i) + S_e - S_r,$$

где значения электронной и ионной теплопроводности задаются следующими выражениями:

$$\kappa_i = \frac{40(2/\pi)^{3/2} k (kT_i)^{5/2}}{m_i^{1/2} (Ze)^4 \ln \Lambda_i};$$

$$\kappa_e = \frac{40(2/\pi)^{3/2} k (kT_e)^{5/2}}{m_e^{1/2} e^4 \ln \Lambda (Z + 3,44 + 0,26 \ln Z)},$$

а коэффициент энергообмена между электронной и ионной компонентами — выражением

$$\omega_{ei} = \frac{(2\pi/k)^{1/2} (N_e Z e^2)^2 V \ln \Lambda}{m_i m_e [(T_e/m_e) + (T_i/m_i)]^{3/2}}$$

Излучение. Потери теплоты в результате тормозного излучения моделируются введением в уравнение для электронной температуры стокового члена в следующей форме:

$$S_r = 2\omega_r T_e$$

где

$$\omega_r = \left[\frac{2^5 N_i Z^3 e^6 V}{3 h m c^3} \right] \left(\frac{2\pi k}{m_e T_e} \right)^{1/2}.$$

Уравнение состояния. Возможно использование множества различных модельных уравнений состояния — от уравнений для идеального газа ($p = NkT$) до более сложных уравнений Томаса — Ферми — Дирака, а также протабулированных расчетных данных.

Поглощение лазерного излучения. В температурное уравнение для электронной компоненты плазмы вводится следующий член, характеризующий источник энергии, возникающий в результате поглощения энергии лазерного излучения:

$$S_e = k_\nu V \Phi,$$

где Φ — энергия падающего потока фотонов; k_ν — коэффициент поглощения лазерного излучения. Падающий световой поток можно разделить на две компоненты: ψ^- , направленную внутрь мишени, и ψ^+ , направленную наружу. Тогда

$$\Phi = \frac{1}{r^2} (\psi^- + \psi^+).$$

Световой поток, проникающий внутрь системы через ее границу, обозначим

$$\psi^-(r_{\max}) = \Psi(t),$$

где $\Psi(r)$ — заданная функция, характеризующая временную зависимость формы импульса падающего лазерного излучения. В этом случае прохождение светового потока сквозь плазму определяется следующим уравнением:

$$d\Psi^-/dr = k_y \Psi^-.$$

Когда световой поток достигает поверхности области с критической плотностью (или границы подкритической сферической плазмы), он отражается в обратном направлении и его распространение описывается уравнением

$$d\Psi^+/dr = -k_y \Psi^+.$$

Коэффициент поглощения лазерного излучения в плазме можно определить, исходя из нескольких моделей. При наличии только классического поглощения (вследствие обратного тормозного эффекта) можно получить следующее выражение:

$$k_K = AN_e N_i Z^2 \left(\frac{J_0}{h\omega} \right)^{7/2} \frac{F(h\omega/kT_e)}{[1 - (\omega_p/\omega)^2]^{1/2}}.$$

Однако более универсальным является моделирование поглощения с учетом таких аномальных процессов, как резонансное поглощение или параметрическое возбуждение колебаний, происходящих вблизи поверхности области с критической плотностью. Обычно просто предполагают, что определенная часть падающего на мишень лазерного излучения сбрасывается в ближайшей зоне разбегания с надкритической плотностью.

Термоядерные реакции. Динамика термоядерных реакций в дейтерий-тритиевой топливной смеси мишени описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\partial N_T}{\partial t} = - \langle \nu \sigma_{DT} \rangle N_T N_D + \frac{1}{4} \langle \nu \sigma_{DD} \rangle N_D^2;$$

$$\frac{\partial N_D}{\partial t} = - \langle \nu \sigma_{DD} \rangle N_D^2 - \langle \nu \sigma_{DT} \rangle N_T N_D.$$

Для описания процесса выделения энергии термоядерного синтеза имеется много различных возможностей. При очень небольшой плотности топлива можно просто считать, что энергия реакций синтеза уносится из плазмы нейтронами и α -частицами. Однако в плотном топливе α -частица теряет свою энергию. Этот процесс описывается выражением:

$$S_{DT} = (3,6) \langle \nu \sigma_{DT} \rangle N_D N_T V,$$

причем S_{DT} выражено в мегаэлектрон-вольтах в 1 с.

При разделении процессов поглощения энергии α -частиц для электронной и ионной компонент можно использовать следующую приближенную модель:

$$S_i = \frac{T_e S_{DT}}{32 + T_e} + \frac{T_e S_{DD}}{120 + T_e};$$

$$S_e = \frac{32 S_{DT}}{32 + T_e} + \frac{120 S_{DD}}{120 + T_e},$$

где температура выражается в килоэлектрон-вольтах.

Другие особенности программы. Большинство таких программ для проверки точности расчетов позволяет вычислить также полный баланс энергии. В программах обычно используется переменный временной шаг. На его значение накладывают ограничения условия Куранта, в соответствии с которыми отношение $\Delta x/\Delta t$ должно быть больше скорости гидродинамического распространения возмущения в среде. Они также накладывают ограничения и на изменения удельной плотности и темпе-

ратуры, требуя, чтобы для любой зоны разбиения при заданном значении временного шага изменение данных величин находилось в заданных пределах (например, в пределах 10%)

6.2. ПЕРЕНОС ЧАСТИЦ

Наряду с гидродинамикой плазмы процессы переноса частиц играют довольно важную роль в динамике мишеней инерциального термоядерного синтеза [51, 52]. Эти процессы включают перенос излучения, надтепловых электронов и заряженных продуктов реакций синтеза. Для мишеней с очень большими значениями ρR очень важным может стать и процесс переноса быстрых нейтронов [53]. Средняя длина свободного пробега для каждого из перечисленных типов частиц, как правило, значительно больше характерной для большинства областей мишени масштабной длины гидродинамических процессов плазмы. Это позволяет рассматривать процессы переноса частиц на фоне гидродинамического поведения плазмы.

Все эти частицы можно рассматривать как обособленные группы частиц в плазме. Их взаимодействие с самой плазмой обычно описывают введением в температурные уравнения членов *приращения* или *убыли* и в уравнения движения — членов, имеющих характер *мгновенного источника*. Кроме того, чтобы охарактеризовать образование или уничтожение определенных частиц в результате протекания термоядерных реакций, а также нагрев электронов вследствие поглощения энергии драйвера вплоть до образования надтеплого распределения электронов, в уравнения непрерывности также могут быть включены аналогичные члены приращения или убыли. Практически при использовании программ расчетов данных уравнений в лагранжевых координатах масса в каждой из зон разбиения сохраняется автоматически, так что учет такого приращения или убыли является на самом деле обычным вопросом организации вычислений.

За исключением некоторых отмеченных ранее стандартных методов решения уравнений переноса излучения, общие вопросы, связанные с переносом излучения, в данном разделе не рассматриваются (более подробно они были изучены в гл. 5). Если средняя длина свободного пробега фотонов излучения достаточно мала, то можно предположить, что распределение фотонов описывается локальным тепловым распределением Планка (локальным термодинамическим равновесием), и излучение можно охарактеризовать своей собственной температурой и соответствующим температурным уравнением диффузии [4]. Такой подход, соответствующий подходу к рассмотрению гидродинамических процессов в плазме, приводит к *трехтемпературной* модели плазмы (с различными температурами электронов, ионов и фотонов). Уравнение переноса фотонов может быть решено отдельно от других с использованием метода дискретной ординаты S_N [54] или с помощью метода Монте-Карло [55]. Однако для получения временной зависимости решения в такой модели эти методы слишком дороги, и обычно они используются только в некоторых специальных случаях. Чаще для получения приблизительно диффузионно-подобного уравнения уравнение переноса фотонов расширяют с использованием угловых моментов (применяя эддингтоново описание или эддингтоновы переменные) [32]. Чтобы свести задачу к многогрупповому диффузионному описанию, частотная зависимость разбивается на несколько групп. Полученная система уравнений модифицируется с использованием метода ограниченного потока, описанного ниже, позволяющего учесть большую длину свободного пробега фотонов.

Более характерным для плазмы инерциального термоядерного синтеза является перенос надтепловых электронов и заряженных частиц — продуктов реакций синтеза. Надтепловые электроны играют значительную роль в процессе имплозии мишени, так как они образуются при взаимодействии лазерного излучения с внешней частью мишени и движутся внутрь нее, перенося свою энергию в область плотного ядра. При энергии свыше 100 кэВ такие горячие электроны не тормозятся в области фронта абляции и движутся перед ним внутрь холодного сжатого топлива, нагревая его. В результате такого нагрева сжатие становится неизознтропийным и процесс имплозии деградирует. Для предотвращения этого в конструкции мишени используют слой вещества с большим Z , окружающий D-T-топливо. Этот

слой служит экраном для защиты ядра мишени от надтепловых электронов и жесткого рентгеновского излучения, а также поршнем, улучшающим процесс имплозии.

Заряженными частицами — продуктами D—T- и D—D-реакций синтеза являются α -частицы ${}^4_2\text{He}$, тритоны ${}^3_1\text{H}$, ядра гелия-3 ${}^3_2\text{He}$. Энергия этих частиц находится в диапазоне от 1 до 3 МэВ, а температура сгорающего D—T-топлива составляет обычно от 20 до 100 кэВ, поэтому данные частицы являются существенно нетепловыми.

6.2.1. Многогрупповая теория диффузии ограниченного потока. В настоящее время наибольшее распространение для описания процессов переноса таких надтепловых частиц в программах гидродинамических расчетов плазмы, получаемой в системах инерциального термоядерного синтеза, получила многогрупповая теория диффузии с ограничением потока [56—58]. Такое описание использовано, в частности, в двумерной программе гидродинамических расчетов в лагранжевых координатах LASNEX. В случае ограниченного потока используется уравнение диффузии, а для моделирования переноса частиц проводится коррекция диффузионных коэффициентов с учетом большой средней длины свободного пробега частицы. Процесс торможения частиц описывается введением следующего дискретного многогруппового спектра частиц по энергии:

$$\frac{\partial N_g}{\partial t} - \nabla D_g \nabla N_g + L_g N_g = S_g, \quad g = 1, \dots, G, \quad (6.14)$$

где $N_g(r, t)$ — плотность частиц с энергиями от E_g до E_{g-1} ; L_g — оператор торможения, который прибавляет или вычитает частицы в определенной энергетической группе g . Чтобы определить коэффициенты уравнения, рассмотрим уравнение Фоккера—Планка для функции распределения $f_\alpha(r, v, t)$, характеризующей частицы типа α :

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}_\alpha}{m} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} \right)_c, \quad (6.15)$$

где силовой член задан в виде

$$\mathbf{F} = q_\alpha (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}),$$

а столкновительный член

$$\left(\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} \right)_c = \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \left[\mathbf{K} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{v}} - \mathbf{L} f_\alpha \right].$$

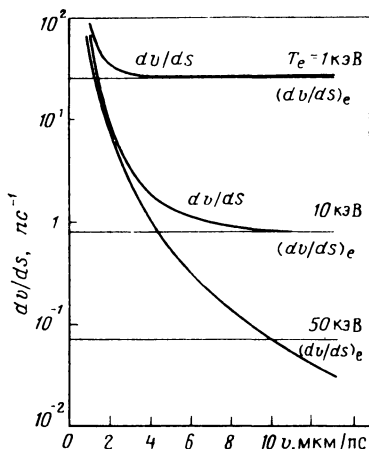
Здесь \mathbf{K} и \mathbf{L} — члены, характеризующие диффузию в пространстве скоростей и сопротивление среды соответственно. Из-за дальнего действующего характера кулоновского потенциала заряженные частицы тормозятся в результате многократного рассеяния на малые углы. Этот процесс учитывается с помощью столкновительного члена в уравнении Фоккера—Планка. Решение уравнения Фоккера—Планка для бесконечной среды дает несколько характерных времен переноса, значения которых представляют определенный интерес. Например, время, которое необходимо для того, чтобы заряженная частица отклонилась на угол 90° , определяется следующей формулой [59].

$$\tau_D = \frac{(m/2)^{1/2} E^{3/2}}{2\pi Z^2 e^4 \ln \Lambda_e \sum_i Z_i^2 N_i},$$

где m , E и Z — масса, энергия и заряд частицы соответственно; Z_i и N_i — заряд и плотность ионов i -го типа. С использованием полученного значения времени отклонения можно определить макроскопическое сечение взаимодействия, характеризующее процесс переноса:

$$\Sigma_{tr} = (v\tau_D)^{-1} = \lambda_{tr}^{-1},$$

Рис. 6.12. Зависимость dv/ds от скорости быстрых α -частиц, замедляющихся в D-T-плазме, для трех значений электронной температуры



а также коэффициент многогрупповой диффузии:

$$D_g = v_g / 3 \sum \text{tr} g.$$

Время отклонения τ_D было получено при рассмотрении K — члена уравнения Фоккера—Планка в столкновительной модели. Этот член трансформирует вид распределения, делая его более изотропным.

Процесс замедления частиц зависит не только от K , но и от L — члена уравнения Фоккера—Планка. Для ионов большой энергии член L преобладает, что является следствием преимущественного взаимодействия иона с электронной компонентой. По мере замедления быстрого иона начинает доминировать член K , так как торможение происходит вследствие его рассеяния тепловыми ионами на большие углы. На рис. 6.12 представлен вид зависимости dv/ds , характеризующей вклад тепловых электронов и ионов в процесс торможения частицы при изменении ее энергии. Из рисунка видно, что преобладает влияние электронной компоненты при высокой энергии и ионной компоненты при низкой энергии частицы.

Если принять, что

$$dv/dt = v dv/ds \text{ и}$$

$$\tau_g = v_g / \frac{dv_g}{dt}.$$

то замедляющий оператор можно определить следующим образом:

$$L_g N_g = N_g / \tau_g - N_{g-1} / \tau_{g-1}.$$

Тогда уравнение многогрупповой диффузии можно преобразовать к виду:

$$\frac{\partial N_g}{\partial t} - \nabla D_g \nabla N_g + \frac{1}{\tau_g} N_g - \frac{1}{\tau_{g-1}} N_{g-1} = S_g, \quad g = 1, \dots, G, \quad (6.16)$$

где предполагается, что при рассеянии частицы она переходит в группу g из следующей группы с более высокой энергией. Когда энергия частицы достигает тепловых значений, то частица добавляется к остальным частицам плазмы, поведение которых описывается гидродинамическими уравнениями.

К сожалению, для описания процесса переноса быстрых заряженных частиц теория диффузии не является достаточно хорошим приближением. Это приближение можно улучшить, используя процедуру ограничения потока [60]. Запишем еще раз уравнение диффузии, полученное из уравнения непрерывности потока частиц:

$$\partial N / \partial t + \nabla J + LN = S,$$

используя диффузионную аппроксимацию или аппроксимацию в соответствии с законом Фика, чтобы выразить ток частиц через градиент плотности:

$$J \approx -D \nabla N.$$

В тех случаях, когда $|N / \nabla N| < \lambda$ (режим переноса), при использовании диффузионного приближения сила тока частиц оказывается завышенной. Можно прове-

сти коррекцию этого значения, используя интерполяцию между значениями силы тока в диффузионном приближении и в предельном случае свободного течения (подробнее — см. гл. 5) :

$$J = \frac{-D\nabla N}{1 + |\tilde{D}\nabla N/J_{\max}|} = -\tilde{D}\nabla N, \quad (6.17)$$

где J_{\max} выбрано так, чтобы оно соответствовало силе тока в приближении свободного течения.

Выражение $\tilde{D}\nabla N$ означает, что оператор градиента не приводит разностные уравнения к явному виду. Его значение определяется в программе с учетом значений D и N для предыдущего временного шага, а затем уже вычисляется коэффициент диффузии ограниченного потока \tilde{D} . Полученное при данном рассмотрении соотношение для коэффициента диффузии обеспечивает физически непротиворечивое описание процесса переноса частиц в рамках теории диффузии. Действительно,

$$J \rightarrow -D\nabla N \text{ для } D\nabla N \ll J_{\max},$$

а когда средняя длина свободного пробега становится очень большой,

$$J \rightarrow J_{\max} \text{ для } D\nabla N \gg J_{\max}.$$

Точное описание процесса торможения заряженных частиц в рамках многогруппового метода является достаточно сложной задачей. Этот процесс характеризуется сильной зависимостью между энергетическими, пространственными и временными переменными, и для обеспечения требуемой точности необходимо провести множество численных расчетов процессов диффузии при числе групп не менее 100.

Многогрупповые уравнения позволяют получить точность вычислений по энергетической переменной и времени лишь первого порядка, так как для использования необходимого гидродинамического временного шага обычно используется полная разностная схема в неявном виде:

$$\frac{N_g^{n+1} - N_g^n}{\Delta t^{n+1/2}} = \nabla D_g \nabla N_g^{n+1} - \frac{1}{\tau_g} N_g^{n+1} - \frac{1}{\tau_{g-1}} N_{g-1}^{n+1} + S_g^{n+1/2}.$$

Эту общую схему можно использовать для моделирования процессов переноса частиц практически любого типа. Она дает вполне приемлемые результаты при решении задач недиффузионного типа и очень удобна для проведения численных расчетов, даже в двумерном случае. Она учитывает основные особенности процесса переноса и позволяет достаточно точно определить некоторые интегральные величины, например полную скорость реакции. Однако при интерпретации детальных результатов рассмотрения задачи диффузии с ограниченным потоком, в которой доминирующими являются процессы переноса, следует проявлять осторожность. Для некоторых задач подробности процесса диффузии ограниченного потока могут искажаться до неузнаваемости, если рассматривать их для расстояний меньше средней длины свободного пробега.

6.2.2. Трековый метод моделирования взаимодействия быстрых ионов с плазмой. Для моделирования процессов взаимодействия быстрых заряженных частиц с плазмой используется иной, более обоснованный подход. Из рис. 6.13 видно, что ионный пучок, проходящий через плазму, приобретает значительно меньшую дисперсию значений конечной скорости частиц, чем электронный [61]. Из-за рассеяния на большие углы в процессе замедления электронный пучок становится значительно более изотропным; в то же время ионный пучок замедляется в плазме почти без рассеяния и траектории движения ионов практически не отклоняются от первоначального направления пучка. Поведение электронов в процессе замедления показывает на обоснованность применения для описания их переноса в плазме диффузионной теории с ограничением потока, поскольку это описание как раз и требует, чтобы функция распределения частиц была изотропной. В то же время для заряженных частиц — продуктов термоядерных реакций изотропия их распределения не достигается почти вплоть до конца их пробега в плазме, когда остаточная энергия

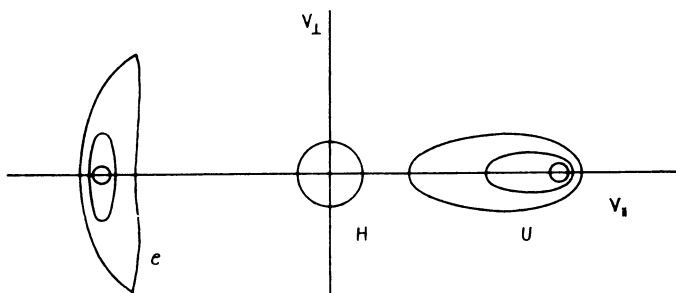


Рис. 6.13. Распределение скоростей для пучков электронов и ионов, движущихся в водородной плазме, в различные моменты времени

частицы приближается к тепловой. Благодаря этим особенностям траекторию быстрой заряженной частицы в плазме с хорошей степенью точности можно аппроксимировать прямой линией, что позволяет значительно улучшить и упростить моделирование процессов переноса продуктов реакций синтеза. Прямолинейность траектории быстрой заряженной частицы в плазме является основным допущением, на базе которого разработан алгоритм трекового метода моделирования взаимодействия быстрых ионов с плазмой.

При проведении одномерного гидродинамического моделирования с использованием лагранжевых переменных весь объем плазмы (сферически симметричной) делится на концентрические слои или зоны и поведение плазмы представляется в виде конечно-разностного решения гидродинамических уравнений для этих зон. Для проведения модельных расчетов взаимодействия заряженных продуктов реакций синтеза с плазмой предполагается, что частицы, образованные в каждой зоне, движутся вдоль конечного числа лучей, исходящих из центра сферы [61]. В процессе движения частицы испытывают кулоновскую силу сопротивления — это учитывается L членом в уравнении Фоккера—Планка. Соответственно соотношение пробег—энергия можно представить в виде:

$$-\frac{dv}{ds} = A + \frac{B}{v^3} = K(v), \quad (6.18)$$

где

$$A = A_0 (Z^2/m) (\ln \Lambda_e) N_e T_e^{3/2};$$

$$B = B_0 (Z^2/m) (\ln \Lambda_i) \sum_i (Z_i^2 N_i / \rho),$$

причем A обусловлено рассеянием на тепловых электронах, а B соответствует рассеянию на тепловых ионах. (Это выражение использовалось при получении зависимостей, изображенных на рис. 6.14). Прямолинейность траектории сохраняется в течение большей части процесса торможения. Однако при его завершении частица уже теряет свою энергию в основном при актах рассеяния на тепловых ионах на большие углы (этот процесс называется *стрэгглинг*). При переносе продуктов реакции синтеза их энергия передается плазме, в результате температура плазмы повышается. Поскольку в конце пробега, когда процесс рассеяния на большие углы становится преобладающим, остаточная энергия частицы мала, то ее неучет не приводит к большой погрешности в определении поглощенной энергии.

Для определения поглощения энергии частиц в плазме необходимо решить уравнение пробег — энергия при переходе частицы из одной зоны в другую. Интегрируя вдоль траектории частицы, получаем:

$$\Delta s = \int_{v_0 - \Delta v}^{v_0} g(v) dv,$$

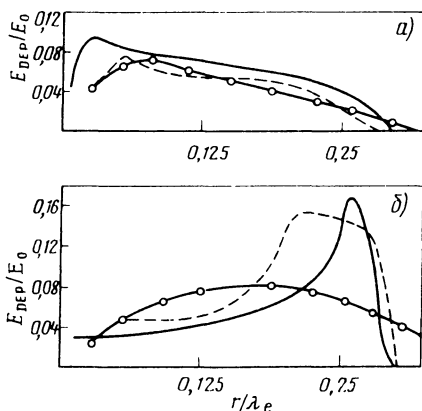


Рис. 6.14. Зависимость доли энергии α -частиц, переданной электронной (а) и ионной (б) компонентам плазмы, от ее пробега:

сплошная кривая — расчет вдоль траектории частиц; штриховая — расчет по методу Монте-Карло [25]; точки — расчет в рамках модели ограниченной диффузии [25]

где Δs — толщина зоны вдоль траектории частицы; v_0 — скорость частицы при ее входе в данную зону; Δv — уменьшение скорости частицы при пересечении зоны; $g(v) = [K(v)]^{-1}$. Это уравнение является интегральным по Δv . Разложив его в ряд Тэйлора и решив, получим формулу для Δv :

$$\Delta v = \frac{K(v_0) \Delta s}{\left[1 + \frac{1}{2} K'(v_0) \Delta s \right]}$$

Такая процедура решения дает достаточно высокую точность при $\Delta v/v_0 \ll 1$; однако если $\Delta v/v_0 \gtrsim 1$, то в пределах данной зоны частица термализуется. Это позволяет еще раз сделать вывод, что погрешность определения поглощенной энергии для данной энергии пренебрежимо мала. Довольно важно правильно определить распределение энергии между электронной и ионной компонентами плазмы. Полная энергия, потерянная частицей в данной зоне, равна

$$\Delta E = \frac{1}{2} m [v_0^2 - (v_0 - \Delta v)^2] N,$$

где N — число ионов, движущихся вдоль заданного направления луча. Доля этой энергии, приходящаяся на электронную компоненту плазмы, определяется выражением

$$\Delta E^{(e)} = A \left(\frac{\Delta s}{\Delta v} \right) \Delta E.$$

Если замедление частицы до тепловой энергии происходит в данной зоне, то долю энергии, приходящейся на электронную компоненту, можно определить по результатам численных расчетов для бесконечной среды, протабулированным для различных значений электронной температуры плазмы. Тогда для обоих случаев легко определить долю поглощенной энергии, приходящуюся на ионную компоненту плазмы:

$$\Delta E^{(i)} = \Delta E - \Delta E^{(e)}.$$

Кроме энергии нетепловые ионы передают данной зоне определенный импульс:

$$m \Delta v N \cos \alpha = M \Delta u,$$

где M — масса данной зоны; m — масса нетепловой частицы; α — угол между направлением движения иона и нормалью к поверхности зоны в точке их пересечения. Алгоритм определения энергии ионов — продуктов реакций синтеза, поглощенной в плазме, включает в себя вычисления для каждой частицы — продукта реакций

в каждой из зон используемой сетки конечно-разностного разбиения и вдоль каждого из лучей, по которым движутся быстрые ионы, исходящих из данной зоны. Таким образом, реализация данного алгоритма позволяет проследить за процессами взаимодействия иона вдоль всей его траектории от места образования до термализации или вылета из плазмы и определить энергию и импульс, поглощенные в каждой из зон на его пути. Следует еще раз подчеркнуть, что данный алгоритм должен быть реализован для каждого из ионов — продуктов реакций синтеза, выходящих из каждой зоны конечно-разностного разбиения, в предположении прямолинейности их траекторий.

С точки зрения временной зависимости процесса замедления быстрых заряженных частиц в плазме рассмотренный алгоритм моделирования процессов переноса трековым методом представляет собой *адиабатическое* приближение, т.е. все расчеты процесса торможения по данному алгоритму проводятся для каждого временного шага гидродинамических вычислений, причем замедление с последующей термализацией или вылетом из плазмы происходит в пределах того же временного шага, в пределах которого произошло и образование данного быстрого иона. Конечно, это допущение можно и не использовать, а разработать временной трековый метод, который позволил бы получить зависимость *энергия частицы — время*, аналогичную зависимости пробег — энергия для адиабатического метода [1, 8]. Однако такое обобщение требует более сложной организации программы расчетов на ЭВМ.

Моделирование процессов переноса с помощью трекового метода значительно отличается от использования метода диффузии с ограничением потока. В первом из методов предполагается, что основным физическим процессом является прямолинейное распространение потока частиц, а корректирующим — рассеяние на большие углы, в то время как во втором в качестве основного процесса рассматривается диффузия, а процесс распространения потока частиц используется для проведения коррекции. Исследование детального поведения заряженных частиц в плазме на основе уравнения Фоккера—Планка показывает, что метод диффузии с ограничением потока применим в основном для моделирования переноса надтепловых электронов, в то время как трековый метод даёт хорошие результаты при моделировании переноса нетепловых ионов (продуктов реакций синтеза).

6.2.3. Прямое решение уравнения Фоккера—Планка. Наиболее общее описание совокупного влияния множества случайных актов рассеяния на малые углы на функцию распределения, характеризующую взаимодействие быстрых заряженных ионов с плазмой, обеспечивает уравнение Фоккера—Планка [62]. Выше отмечалось, что уравнение Фоккера—Планка использовалось при разработке модельных представлений для описания процессов переноса заряженных частиц в плазме, включающих в себя теорию диффузии с ограничением потока и трековый метод. Для систем управляемого термоядерного синтеза с магнитным удержанием плазмы (в частности, для пробкотронов) развиты численные методы прямого решения уравнения Фоккера—Планка [63], но в них обычно рассмотрение пространственных зависимостей не проводится, а учитывается только процесс диффузии в пространстве скоростей.

Обобщенное решение уравнения Фоккера—Планка, включающее временные, пространственные и скоростные зависимости, можно получить, используя метод дискретных ординат [51, 52]. Использование этого метода особенно привлекательно в связи с тем, что он уже достаточно хорошо развит для решения задач переноса нейтральных частиц (нейтронов и фотонов). В реальной практике используется множество сложных и достаточно эффективных программ одно- и двумерных расчетов в плоской, цилиндрической и сферической геометрии (а также для тороидальной, треугольной и других неортогональных конфигураций), позволяющих учитывать разнообразие граничные условия и различные конфигурации источников.

Например, для описания переноса заряженных частиц с использованием прямого решения уравнения Фоккера—Планка была использована модернизированная программа TIMEX, реализующая метод дискретных ординат, которая первоначально была разработана для исследования временных зависимостей процесса переноса нейтронов [52]. Для описания зависимостей от пространственных и угловых

переменных в ней применяется метод дискретных ординат, описание зависимостей от энергии частиц проводится с использованием многогруппового приближения, а для получения временных зависимостей использована конечно-разностная схема в явной форме. Данная программа расчетов на ЭВМ позволяет проводить моделирование процессов переноса заряженных частиц, описываемых уравнением Фоккера—Планка, с учетом всех возможных пространственных, скоростных и временных зависимостей.

6.3. ПРОГРАММЫ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПЛАЗМЫ (ПОВЕДЕНИЯ ЧАСТИЦ, ВХОДЯЩИХ В ПЛАЗМУ) С ПОМОЩЬЮ ЭВМ

По своей природе физика плазмы связана с нелинейными явлениями, проявляющимися при микроскопическом рассмотрении очень сложной структуры. Поэтому общепринятое гидродинамическое описание плазмы имеет ограниченную применимость. Более глубокий анализ и предсказание поведения плазмы обычно требуют использования результатов моделирования плазмы, или моделирования поведения частиц, входящих в состав плазмы, с помощью непосредственного интегрирования уравнений движения частиц плазмы (ионов и электронов), определяющих ее свойства [64, 65]. В этом смысле программа численного моделирования плазмы представляет собой детальное моделирование динамики плазмы на микроскопическом уровне.

Основные этапы при проведении микроскопического моделирования плазмы и их последовательность схематически изображены на рис. 6.15. Используя значения координат частиц, вначале проводят определение макроскопического заряда и плотности тока. Эти значения затем подставляют в уравнения Максвелла, чтобы определить соответствующие им напряженности электрического и магнитного полей. В свою очередь, параметры полей позволяют определить силы, действующие на частицы. Последующее интегрирование уравнений движения с учетом этих сил позволяет определить координаты частиц для следующего временного шага и т.д.

Однако такой непосредственный подход сопряжен с некоторыми трудностями. Временная шкала, характеризующая динамику плазмы, естественно определяется плазменной частотой, поэтому при проведении модельных расчетов необходимо использовать очень малый временной шаг. Более того, из-за большого радиуса кулоновского взаимодействия (по сравнению с расстоянием между частицами в плазме) многие частицы взаимодействуют одновременно. Например, в типичной термоядерной плазме в сфере, ограниченной дебаевским радиусом, содержится примерно $10^5 - 10^6$ частиц. Поэтому уравнения движения для каждой частицы

$$m_i \frac{d^2 r_i}{dt^2} = F_i$$

решить непосредственно просто невозможно. Вместо этого можно провести усреднение или размывание детальной структуры плазмы при использовании достаточно грубой сетки разбиения (с размером ячейки порядка дебаевской длины, а не межчастичного расстояния). Программа моделирования плазмы представляет собой не попытку описать микроскопическое распределение полей, связанных с

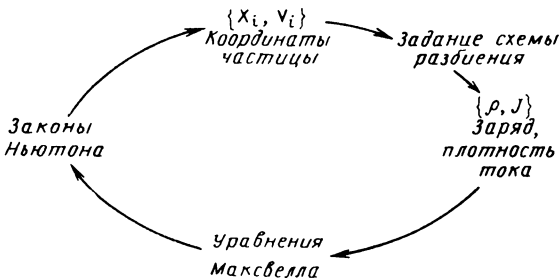
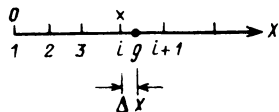


Рис. 6.15. Стратегия проведения модельных расчетов по динамике частиц плазмы

Рис. 6.16. Структура схемы разбиения координатной оси, используемая в одномерных модельных расчетах



отдельными частицами, а коллективное поведение частиц плазмы. Пространственное разбиение при этом проводится так, чтобы, с одной стороны, обеспечить достаточно хорошее разрешение для изучения такого коллективного поведения, а с другой стороны, чтобы микроскопическая структура полей, характерная для масштабов длин порядка расстояния между частицами плазмы, еще существенно не проявлялась.

Фактически такая программа модельных расчетов плазмы позволяет определить параметры самосогласованных электрического и магнитного полей в плазме только для макроскопических масштабов длин, характеризующих коллективное поведение ее частиц. Так как большое число частиц плазмы испытывает затем влияние сил, возникающих вследствие этих самосогласованных полей (поскольку на масштабах длины порядка межчастичных расстояний в плазме изменения полей практически не происходит), причем большие группы частиц испытывают влияние одних и тех же полей, то при модельных расчетах такие группы частиц можно рассматривать как эффективную макрочастицу конечных размеров, что облегчает проведение вычислений.

Для большей определенности можно рассмотреть программу электростатического моделирования плазмы, в которой система уравнений Максвелла сведена к

$$\nabla E = 4\pi\rho.$$

Вначале необходимо распределить частицы по пространственной сетке разбиения, например одномерной (рис. 6.16). Здесь для удобства рассмотрения размер ячейки разбиения δ взят равным 1. Для привязки заряда частиц плазмы к сетке разбиения используются обычно две следующие схемы.

1. Частица в ближайшей точке сетки разбиения

$$\rho(i) = q.$$

2. Частица в ячейке сетки разбиения. При этом проводится следующая интерполяция

$$\rho(i) = q(1 - \Delta x); \rho(i + 1) = q\Delta x.$$

Затем с использованием уравнения Пуассона по плотности заряда можно определить напряженность электрического поля. При этом можно провести как прямое конечно-разностное решение уравнения:

$$\partial E / \partial x = -4\pi(\rho_e - \rho_i) = -4\pi\rho;$$

$$E(i + 1) = E(i) - 4\pi \frac{\rho(i + 1) + \rho(i)}{2} \delta,$$

так и его Фурье-преобразование

$$ikE_k = 4\pi\rho_k$$

с последующей инверсией полученных результатов.

В заключение проводится отображение распределения поля, полученного для данной сетки разбиения, на частицы плазмы. Обычно значение силы, действующей на частицу со стороны поля, приписывается к данной частице с использованием той же схемы, что и для привязки заряда частиц плазмы к сетке разбиения. Например, для первого случая

$$F = qE(i),$$

а для второго

$$F = qE(i)(1 - \Delta x) + qE(i + 1)\Delta x.$$

Затем проводится уточнение положения и скорости частицы при помощи алгоритма перескока, который позволяет определить положение частицы и ее скорость при смещении на половину временного шага. Это позволяет при реализации конечно-разностной схемы достигнуть второго порядка точности вычислений, т.е. уравнения движения частицы

$$\dot{v} = F(x), \quad \dot{x} = v$$

преобразуются по конечно-разностной схеме следующим образом:

$$v^{n+1/2} = v^{n-1/2} + F^n \Delta t; \quad x^{n+1} = x^n + v^{n+1/2} \Delta t.$$

В этом алгоритме представлена основная последовательность в проведении вычислений для каждого из временных циклов программы.

При использовании полной системы уравнений Максвелла (как, например, при анализе взаимодействия электромагнитных волн с плазмой) программа моделирования поведения частиц плазмы существенно усложняется. Для упрощения расчетов часто используют аппроксимацию поля излучения в виде мультиполя.

Был проведен анализ результатов, получаемых при моделировании плазмы. Интересное сравнение результатов численных расчетов в рамках электростатической модели с результатами прямого решения уравнения Власова было проведено Круером [64]. Модель Власова описывается следующими уравнениями

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{e}{m} E \frac{\partial f}{\partial v} = 0;$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -4\pi e [\int dv f(x) - n_0],$$

соответствующими ограничению для рассмотрения микроскопической динамики частицы, при котором $n\lambda_D^3 \rightarrow \infty$. Очевидно, что эти уравнения дают точное описание свойств плазмы в случае, когда преобладают коллективные процессы. При сопоставлении нелинейного поведения электронных плазменных волн большой амплитуды с данными модельных расчетов Круером было показано хорошее согласие модели, zaloженной в программу численных расчетов, с решением уравнений Власова.

Программа двумерных расчетов с использованием описания электромагнитных явлений в релятивистском обобщении может включать в себя более 40 000 значений отдельных точек для сетки разбиения при ширине ее ячейки всего в несколько дебаевских длин. Это позволяет провести модельное описание участка плазмы размером 400 $400 \lambda_D$ или 6 $6 \lambda_0$ (λ_0 — длина волны электромагнитного излучения). Если на площадку с характерной шириной порядка λ_D ($\lambda_D \lambda_D \lambda_D$) приходится от 5 до 10 частиц, то такое описание охватывает примерно 10^6 частиц плазмы. Чтобы провести расчеты по такой программе для 2500 временных шагов, необходимо затратить около 20 ч машинного времени на ЭВМ CDC-7600 (Cyber-176).

Обычно такие программы модельных расчетов используются для того, чтобы определить степень влияния микроскопических явлений, таких как турбулентность, на локальные свойства плазмы — скорость поглощения энергии, коэффициенты переноса и т.д. Эта информация затем используется для модификации макроскопического описания плазмы при проведении гидродинамических расчетов.

6.4. НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Программы модельных расчетов для мишеней инерциального термоядерного синтеза очень сложны и требуют больших затрат машинного времени. При проведении типичного одномерного модельного расчета приходится использовать около 100 зон пространственного разбиения и несколько тысяч временных шагов. Соответствующие затраты машинного времени для ЭВМ типа CDC-7600 составляют от 20 до 100 мин. Усложнение программы модельных расчетов связано с необходи-

мостью одновременно учитывать множество различных физических процессов гидродинамику плазмы; перенос частиц; поглощение энергии драйвера; перенос излучения; уравнения состояния и множество коэффициентов поглощения; уравнения, описывающие скорость протекания термоядерных реакций, и др. И каждая из частей программы, связанная с описанием одного или нескольких из этих процессов, уже является достаточно обширной. Из-за очень большой стоимости двумерных расчетов только те лаборатории, которые имеют в своем распоряжении самые современные ЭВМ и большие резервы машинного времени, могут позволить себе проводить достаточно детальное численное моделирование процессов, происходящих в плазме

Столь высокая сложность программ возникает не из-за использования сложных физических моделей в каждой из компонент программы, а из-за большого числа этих компонент. Чтобы устранить неустойчивости численного расчета, причиняющие много хлопот программистам, и не использовать самые изощренные из имеющихся численных алгоритмов, программы разрабатывают на основе достаточно простых физических моделей.

Почти во всех программах стараются обеспечить сохранение энергии и импульса в течение всего хода вычислений. Когда приходится одновременно описывать множество взаимосвязанных нелинейных процессов, добиться этого довольно трудно. Однако при тщательном учете в процессе вычислений различных видов энергии (например, внутренней, кинетической, энергии излучения, энергии частиц) можно обеспечить достаточно хорошее выполнение законов сохранения.

Для того чтобы овладеть техникой таких сложных вычислений, необходимо затратить много усилий и времени на изучение особенностей программы и ее отладку. На разработку типичной программы такого класса затрачивается более 25 человеко-лет. Дополнительные трудности возникают и из-за постоянного введения в программу новой информации. Обычно в каждой лаборатории разрабатывается несколько вариантов одной и той же программы (а иногда и по нескольким вариантам на каждого пользователя).

Численное моделирование гидродинамики и процессов переноса в плазме инерциального термоядерного синтеза с помощью ЭВМ является относительно новой областью исследований, и имеются хорошие возможности для ее дальнейшего значительного развития. Это неоднократно демонстрировалось при использовании многих из уже созданных программ. Наиболее сложной и известной из них является программа LASNEX, обеспечивающая проведение двумерных гидродинамических расчетов в лагранжевых координатах с учетом диффузионно-подобного переноса частиц в приближении ограниченного потока. Почти в каждой из лабораторий, занимающихся исследованиями по программе инерциального термоядерного синтеза, развивается свой собственный комплекс программ для моделирования гидродинамики и процессов переноса в плазме.

Из анализа многочисленных экспериментальных данных становится все более очевидным, что так называемые аномальные эффекты на самом деле определяют значение малых поправок первого порядка к результатам классического гидродинамического рассмотрения плазмы, а оказывают преобладающее влияние на ее поведение и свойства. Для моделирования этих процессов необходимо использовать неравновесную функцию распределения частиц плазмы. Первой попыткой включить эти эффекты в гидродинамическое описание плазмы является многогрупповая теория диффузии с ограничением потока. Однако необходимость использования корректирующих коэффициентов для получения хорошего согласия модельных расчетов с экспериментальными данными, чувствительность результатов расчетов к таким параметрам конечно-разностной методики, как размеры зон разбиения, временного шага, и некоторые другие факторы вызывают сомнения в возможности с помощью этих простых моделей достаточно глубоко разобраться в особенностях динамики плазмы и процессов взаимодействия излучения драйвера с веществом мишени. Детальная обработка функции распределения частиц и усовершенствование численной схемы для повышения точности решения связаны с еще большими затратами машинного времени, а они и для более простых программ расчетов слишком велики, причем на решение собственно гидродинамических уравнений в этих программах

затрачивается лишь небольшая часть машинного времени. Усложнение описания процессов переноса требует проведения многократного пересчета почти всех коэффициентов из-за их нелинейности, а также пространственной и временной зависимости. Расчеты процессов переноса требуют еще более высоких затрат машинного времени.

Включение в гидродинамические расчеты процессов переноса является особенно важным, хотя это и приводит к существенному увеличению затрат машинного времени до таких значений, которые трудно обеспечить практически даже при использовании сверхбыстродействующих ЭВМ, таких как Cray-1S или Cyber-205. Более реальным представляется использование *модульного* подхода, который позволяет поочередно сосредоточивать внимание на рассмотрении отдельных аспектов интересующих физических процессов с помощью уже разработанных и хорошо известных алгоритмов и программ (в предположении, что эти процессы обладают слабой взаимозависимостью, и их анализ можно проводить раздельно).

Несмотря на многочисленные недостатки, гидродинамические расчеты будут и дальше оставаться основой для проведения модельных расчетов мишеней инерциального термоядерного синтеза и экспериментальных исследований. Многообразие и сложность многочисленных процессов, происходящих при имплозии мишеней инерциального термоядерного синтеза, приводят к выводу о необходимости использовать более развитые общепринятые методы численного анализа.

ГЛАВА 7

ПРИНЦИПЫ, РАЗРАБОТКА И УСТРОЙСТВО ДРАЙВЕРОВ. ЛАЗЕРЫ

Для сжатия топлива мишеней инерциального термоядерного синтеза до таких значений плотности и температуры, которых достаточно для эффективного термоядерного горения мишени, может быть использовано интенсивное лазерное излучение или пучки заряженных частиц. Точнее, как уже указывалось ранее, вследствие вложения энергии драйвера в мишень происходит интенсивное испарение ее поверхности (абляция), в результате чего происходит сильное сжатие внутренней части мишени до очень высоких значений плотности ($\rho R > 1 \text{ г/см}^3$). Чтобы обеспечить такое сжатие, необходимо выполнить очень жесткие условия, накладываемые на интенсивность излучения драйвера, — удельное вложение энергии в мишень должно достигать нескольких мегаджоулей на 1 г испаряющегося вещества мишени. Следовательно, главным в решении проблемы инерциального термоядерного синтеза является развитие энергетических установок и создание таких систем, которые обеспечивают требуемую интенсивность (более 10^{14} Вт/см^2) и удельное вложение энергии (более 20 МДж/г).

Такие значения интенсивности сфокусированного пучка можно получить при использовании импульсных лазеров. С помощью лазерных систем можно преобразовать электрическую (химическую, газодинамическую) энергию в энергию интенсивного светового пучка, которую можно сконцентрировать в пространстве и во времени до достижения указанных выше значений интенсивности и удельной плотности, необходимых для реализации концепции инерциального термоядерного синтеза. Все существующие в настоящее время мощные лазерные драйверы для инерциального термоядерного синтеза генерируют свет в инфракрасной области спектра (отметим, что существуют методы, позволяющие сместить его длину волны в видимую область спектра). Наиболее широко использу-

ются мощные лазеры на неодимовом стекле, испускающие свет с длиной волны 1,06 мкм. Их накачка проводится с помощью ламп-вспышек, энергия для которых запасается в емкостных накопительных системах. Пока энергия таких твердотельных многопучковых лазеров ограничена значением 1000 Дж на один пучок, а эффективность преобразования электрической энергии в световую составляет всего несколько десятых процента. В настоящее время в некоторых странах работает уже несколько больших многопучковых лазерных систем на основе неодимового стекла с мощностью в 10 ТВт и более.

Для достижения более высоких эффективностей драйвера и скорости повторения лазерных импульсов, требуемых для реализации концепции инерциального термоядерного синтеза, по-видимому, необходимо использовать газовые лазеры. Наибольший интерес с этой точки зрения представляет лазер на двуокиси углерода CO_2 , который генерирует свет с длиной волны 10,6 мкм. В настоящее время работает несколько крупных многопучковых установок на основе CO_2 -лазера мощностью от 1 до 10 ТВт. Интерес представляют также иодный лазер с $\lambda = 1,315$ мкм и химический лазер на основе фтористого водорода HF с $\lambda = 2,7$ мкм, обладающие высокой эффективностью по энергии. Однако ни один из этих лазеров пока не удовлетворяет всем требованиям, предъявляемым к лазерным драйверам для инерциального термоядерного синтеза, которые приведены ниже:

Энергия, МДж	1 – 5
Длительность импульса, нс	1 – 10
Эффективность преобразования энергии, %	> 1
Длина волны, мкм	0,2 –
Частота повторения импульсов, Гц	1 – 10

Ниже рассмотрены физические процессы, лежащие в основе работы лазера, и обсуждены особенности основных типов лазеров, используемых в исследованиях по инерциальному термоядерному синтезу (на основе Nd, CO_2 и I). В конце главы рассмотрены возможности дальнейшего развития лазерных систем (включая химические и эксимерные лазеры).

7.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ ЛАЗЕРА

Для введения основных физических концепций, связанных с функционированием лазера [1 – 3], удобно вначале рассмотреть взаимодействие света с простейшей системой – одиночным атомом, который может находиться в одном из двух возможных энергетических состояний: E_1 или E_2 . Подобные атомы, находящиеся в основном состоянии с энергией E_1 , могут поглощать фотоны падающего светового потока с частотой ν_{12} , значение которой таково, что $h\nu_{12} = E_2 - E_1$. Однако если такой фотон падает на атом, находящийся в возбужденном состоянии с энергией E_2 , то он может стимулировать испускание второго фотона с частотой ν_{12} в фазе (когерентно) с падающим фотоном. Если в среде имеется достаточно большое число атомов, находящихся в возбужденном состоянии E_2 , то фотоны, падающие на такую среду, могут вызвать образование нарастающего каскада фотонов с частотой ν_{12} вследствие процесса стимулированного излучения. Таким образом, среда, содержащая атомы, находящиеся в возбужденном состоянии, может быть использована для усиления светового потока в результате процесса стимулированного излучения. Начальные буквы этих английских слов – light amplifica-

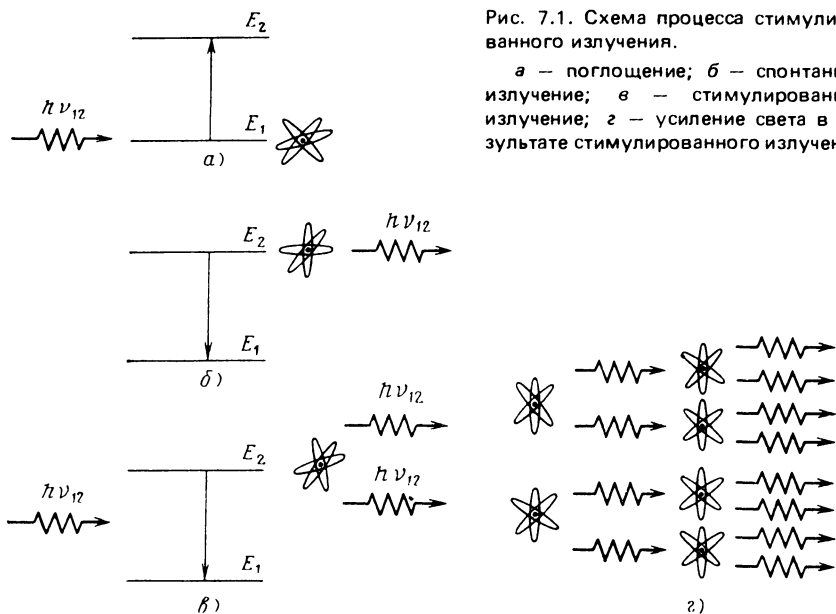


Рис. 7.1. Схема процесса стимулированного излучения.

а — поглощение; б — спонтанное излучение; в — стимулированное излучение; г — усиление света в результате стимулированного излучения

tion by stimulated emission of radiation — дословно: световое усиление в результате стимулированного испускания излучения — образуют слово laser — лазер. Схемы этих процессов приведены на рис. 7.1.

При нормальных условиях большинство атомов вещества находится в основном энергетическом состоянии (в соответствии с законом распределения Больцмана отношение плотностей заселенности уровней с различными энергиями пропорционально $\exp[-(E_2 - E_1)/kT]$). Следовательно, чтобы получить лазерное усиление света, необходимо каким-то образом создать инверсную заселенность атомов среды, при которой большая часть атомов находится в состоянии с более высокой энергией, чем энергия основного состояния. Тогда падающий фотон будет не поглощаться в данной среде, а стимулировать испускание других фотонов. Для создания инверсной заселенности можно использовать разнообразные механизмы возбуждения, включая облучение среды интенсивным световым потоком с другой частотой, а также электрические разряды или химические реакции.

Ключевым явлением, обеспечивающим функционирование лазера, является то, что фотоны, испущенные в процессе стимулированного излучения, оказываются в фазе друг с другом. Это резко контрастирует с процессом испускания света интенсивными постоянными источниками света, в которых фотоны не только распределены по относительно широкой области спектра, но и являются некогерентными, т. е. между фазами фотонов, испущенных из различных точек источника, нет никакой корреляции. Одна из основных теорем классической оптики утверждает, что невозможно создать такую оптическую систему, которая смогла бы сфокусировать некогерентное излучение до интенсивности, которая превышает интенсивность, характеризующую источник излучения, т. е. некогерентное излучение неточечного источника света не может быть отражено никакой системой с увеличением яркости.

Для когерентного пучка света, испускаемого лазером, ситуация совершенно иная. При его фокусировке можно довести интенсивность света или яркость до уровня, существенно превышающего первоначальную яркость источника¹. Степень когерентности для многих лазерных систем такова, что позволяет сфокусировать пучок на площадку с размером, примерно равным длине волны света, испускаемого лазером (вплоть до дифракционного ограничения размеров фокального пятна). Более того, в отличие от света некогерентных источников когерентное лазерное излучение может распространяться на большие расстояния без существенных потерь в интенсивности из-за геометрической расходимости или дифракции.

Так как одним из основных физических процессов, лежащих в основе работы лазера, является коллективное девозбуждение большого числа атомов или молекул, помещенных в резонатор, то для понимания работы лазера необходимо разобраться в структуре энергетических уровней атомов или молекул используемого вещества. Поэтому начать рассмотрение физических процессов, лежащих в основе работы лазера, можно с краткого обзора основных понятий атомной и молекулярной спектроскопии.

7.1.1. Атомная и молекулярная спектроскопия. Из квантовой механики хорошо известно, что "атомные" системы (атомы, ионы, молекулы, ядра атомов) могут находиться только в определенных состояниях, не зависящих от времени, каждое из которых характеризуется определенным значением энергии. Эти дискретные состояния, или энергетические уровни, можно охарактеризовать рядом квантовых чисел. Если разные состояния характеризуются одной и той же энергией, то такие состояния называются *вырожденными*, а число таких состояний характеризует кратность — *мультиплетность* соответствующего энергетического уровня. Наинизший энергетический уровень атома называют его *основным состоянием*, а уровни с более высокой энергией — *возбужденными состояниями*.

Переход атомной системы из состояния с одним значением энергии в другое сопровождается испусканием или поглощением кванта электромагнитного излучения с энергией, равной разности энергий этих двух состояний; переход из одного состояния в другое может происходить также и в результате столкновений атомов.

В лазерах, генерирующих свет в оптическом диапазоне, используются электронные переходы в атомных системах. Спектроскопия многоэлектронных атомов является очень сложным и громоздким в изложении разделом атомной физики. Ей посвящено достаточно много опубликованных работ. Поэтому авторы считают нецелесообразным рассматривать здесь особенности спектроскопии и спектроскопических обозначений для многоэлектронных атомов, хотя такие атомы и представляют наибольший интерес для создания различных лазерных систем.

Первый лазер (1961 г.) был газовым лазером на неоне (атомный лазер). Для создания инверсной заселенности атомов неона использовалась примесь атомов гелия и осуществлялся электрический разряд в данной смеси газов. Из всего многообразия лазерных переходов в гелий-неоно-

¹ Яркость можно увеличить только с помощью стимулированного усиления, что и имеют в виду авторы, а не за счет фокусировки, так как при фокусировке малая расходимость пучка увеличивается почти до 4π в области фокального пятна. — *Прим науч ред*

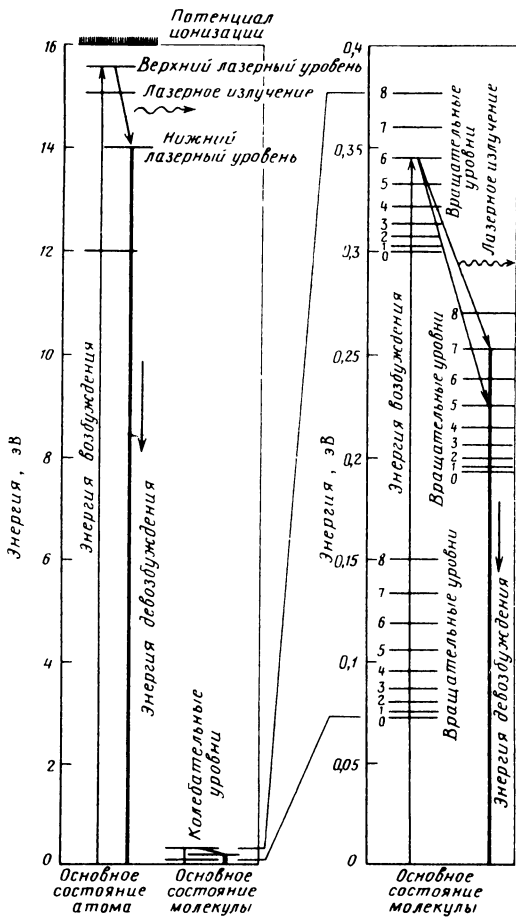


Рис. 7.2. Сравнение структур энергетических уровней атома и молекулы

вом лазере наиболее важными являются следующие три перехода: $^3s_2 \rightarrow ^2p_4$ (6328 Å), $^2s_2 \rightarrow ^2p_2$ (1,15 мкм) и $^3s_2 - ^2p_4$ (3,39 мкм).

Позднее были обнаружены тысячи лазерных переходов для очень большого числа атомов и ионов. Существует даже мнение, что для лазерной генерации можно использовать практически любое вещество, если вложить в соответствующую работу достаточное количество сил и средств.

Другим классом лазеров, которые можно использовать как мощные источники энергии для нагрева мишеней в системах инерциального термоядерного синтеза, являются молекулярные газовые лазеры, использующие переходы в таких молекулах, как двуокись углерода. Эти лазеры генерируют свет в инфракрасном диапазоне. Спектр энергетических уровней молекул значительно сложнее, чем для атомов (например, неона). В дополнение к электронным энергетическим уровням, характеризующим атомы, молекулы имеют также энергетические уровни, возникающие из-за колебательного и вращательного движения атомов в молекуле. Рас-

положение электронных энергетических уровней молекулы подобно аналогичной системе уровней для атомов, структура же ее колебательных и вращательных уровней характеризуется расстояниями между уровнями, которые в 20 – 500 раз меньше, чем для электронных уровней. Сравнение структуры энергетических уровней атома и молекулы, приведено на рис. 7.2.

Наиболее важным из молекулярных газовых лазеров с точки зрения возможностей их применения в системах инерциального термоядерного синтеза является лазер на двуокиси углерода CO_2 . Молекула CO_2 (рис. 7.3) представляет собой линейную симметричную систему, обладающую тремя степенями свободы. Связанные с ними колебательные моды (виды колебаний) имеют три квантовых числа: ν_1 , ν_2 и ν_3 , характеризующих число переходов для каждой моды. Описание каждого колебательного уровня проводится с помощью соответствующей комбинации квантовых чисел (ν_1, ν_2, ν_3). Наиболее интересные колебательные состояния и соответствующие энергетические уровни молекулы CO_2 показаны на рис. 7.3. (Для большей наглядности на схеме изображены только колебательные уровни молекулы; структура вращательных уровней здесь не рассматривается.) Следует отметить, что длине волны 10,6 мкм, на которой работают мощные CO_2 -лазеры, соответствует переход $001 \rightarrow 100$.

7.1.2. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомом. Стимулированное и спонтанное излучение. Эти процессы лучше рассмотреть на примере простейшей системы одиночного атома (или молекулы), имеющего два энергетических уровня (см. рис. 7.1). Если атом первоначально находится в основном состоянии с энергией E_1 , то в результате поглощения фотона с энергией $h\nu_{12} = E_2 - E_1$ он может перейти в возбужденное состояние с энергией E_2 . Аналогично этому, если первоначально атом находится в возбужденном состоянии с энергией E_2 , то он спон-

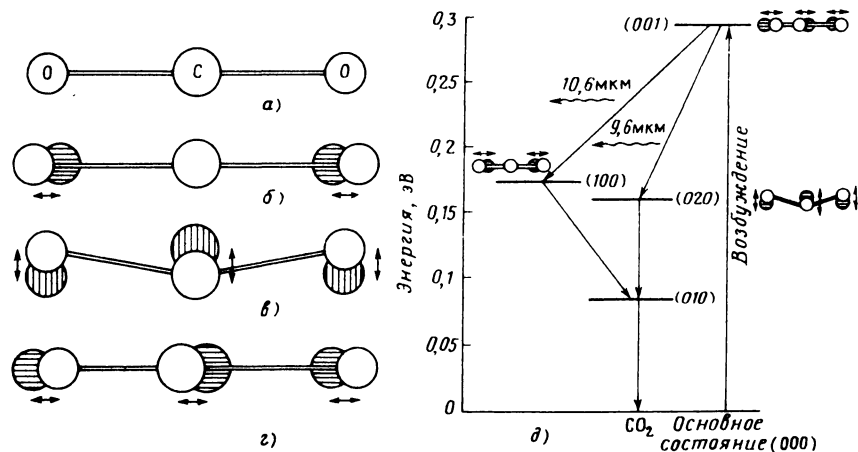


Рис. 7.3. Колебательные степени свободы и соответствующие энергетические уровни молекулы CO_2 :

а – схема молекулы CO_2 ; *б* – симметрично-растягивающие колебания (симметричная продольная мода); *в* – изгибающие колебания (поперечная мода); *г* – асимметрично-растягивающие колебания (асимметричная продольная мода); *д* – схемы энергетических переходов

тально может перейти в основное состояние с испусканием фотона с частотой ν_{12} . Вероятность такого спонтанного перехода в единицу времени (скорость перехода) характеризуется некоторой величиной A_{21} .

Однако, как уже указывалось, имеется и другой процесс, ответственный за излучение атома. Излучение атома, находящегося в возбужденном состоянии, может быть стимулировано внешним электромагнитным полем с частотой, соответствующей энергии перехода из возбужденного состояния в основное, т. е. имеется определенная вероятность того, что падающий фотон с энергией $h\nu_{12}$ стимулирует испускание еще одного фотона. Оба этих фотона испускаются атомом в фазе. В этом смысле стимулированное излучение может привести к когерентному усилению света. В противоположность этому в процессе спонтанного излучения испускание фотонов происходит в случайных направлениях и со случайными значениями фазы.

Скорость перехода для стимулированного излучения пропорциональна плотности фотонов или плотности энергии u_{12} излучателя с частотой ν_{12} . Ее можно охарактеризовать величиной $u_{12}B_{21}$. Тогда для полной скорости перехода из состояния E_2 в состояние E_1 можно записать следующее соотношение:

$$W_{2 \rightarrow 1} = A_{21} + u_{12}B_{21}.$$

Значение B_{21} легко получить, зная величину коэффициента B_{12} , характеризующего скорость перехода для процесса поглощения:

$$W_{1 \rightarrow 2} = u_{12}B_{12},$$

Тогда в более общем случае для энергетических уровней m и n можно записать следующие выражения, определяющие скорости соответствующих переходов:

$$W_{n \rightarrow m} = A_{nm} + u\nu B_{nm}; \quad W_{m \rightarrow n} = u\nu B_{mn}.$$

Коэффициенты, характеризующие скорости переходов A_{nm} и B_{nm} , можно вычислить с помощью матричных элементов электрического диполя для атома или молекулы. Однако значительно удобнее использовать соотношения Эйнштейна:

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn}; \quad A_{nm} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B_{nm},$$

где g_n — кратность энергетического уровня. В среде с показателем преломления η второе выражение трансформируется следующим образом:

$$A_{nm} = \frac{8\pi h \nu^3 \eta^3}{c^3} B_{nm}.$$

Процесс стимулированного излучения является определяющим для функционирования лазера. Если каким-то образом создать *активную* среду, в которой большинство атомов находится в возбужденном состоянии, то электромагнитное излучение, проходящее через данную среду, образует каскад фотонов, каждый из которых находится в фазе со всеми остальными. В результате когерентный световой поток может быть усилен до очень больших значений интенсивности. Остается только найти способ перевода большого числа атомов или молекул в соответствующие возбужденные состояния. Ниже рассмотрены различные механизмы, с

помощью которых можно создать инверсную заселенность возбужденных состояний.

Инверсная заселенность. В большинстве сред поглощение падающего излучения преобладает над процессом стимулированного излучения. Для иллюстрации этого можно рассмотреть систему из большого числа атомов N_0 , находящихся в тепловом равновесии при температуре T . Тогда для описания распределения атомов по различным состояниям с энергиями E_j можно использовать распределение Больцмана

$$N_j = N_0 \frac{g_j e^{-E_j/kT}}{\sum_i g_i e^{-E_i/kT}}.$$

Для заселенностей любых двух уровней, например E_1 и E_2 , с учетом этого легко получить следующее соотношение:

$$\frac{N_2}{g_2} = \frac{N_1}{g_1} \exp[-(E_2 - E_1)/kT].$$

Таким образом, при тепловом равновесии относительная заселенность уровней с более высокой энергией в несколько раз меньше относительной заселенности для уровней с меньшей энергией. Если такую совокупность атомов облучить светом с частотой ν_{12} , то очевидно, что поглощение будет сильно подавлять любое стимулированное излучение и, следовательно, будет происходить не усиление света, а ослабление.

Для проведения количественных оценок можно предположить, что падающий световой поток характеризуется плотностью энергии u_{12} и частотой ν_{12} . В этом случае скорость излучения равна $(A_{21} + u_{12}B_{21})N_2$, а скорость поглощения $u_{12}B_{12}N_1$. Соответственно для общих потерь падающего когерентного пучка фотонов (в предположении, что спонтанное излучение некогерентно) скорость потерь равна $(N_1 - N_2)u_{12}B_{21}$. Естественно, что ослабление происходит при $N_1 > N_2$.

Очевидно, что равновесное распределение необходимо нарушить таким образом, чтобы преимущественно заселить высокоэнергетичные состояния и обеспечить выполнение условия $N_2 > N_1$. Создание такой инверсной заселенности обеспечивает усиление света. Скорость увеличения числа фотонов равна $(N_2 - N_1)u_{12}B_{21}$. Получение такого усиления или так называемого отрицательного поглощения светового потока и является главной целью при создании лазера.

Механизмы возбуждения. Ниже рассмотрены некоторые способы создания инверсной заселенности. Конечно, инверсную заселенность нужно создавать не прямым возбуждением атомов из состояния E_1 в состояние E_2 , так как это потребовало бы поглощения значительного числа фотонов из этого светового потока, который необходимо усиливать. Вместо этого следует использовать возбуждение других энергетических уровней. Простейшая схема трехуровневой системы, которая впервые была использована в рубиновом лазере, показана на рис. 7.4. Основная идея, которая была использована при создании такого лазера, состоит в том, что в результате облучения лазерного вещества (в данном случае ионов хрома в кристалле рубина) световым потоком от ламп-вспышек атомы переводятся в возбужденное состояние 3. Поскольку свет ламп-вспышек не является монохроматичным, то таким образом поглощается лишь небольшая доля падающего светового потока. Поэтому желательно, чтобы возбуждаемый энергетический уровень используемого

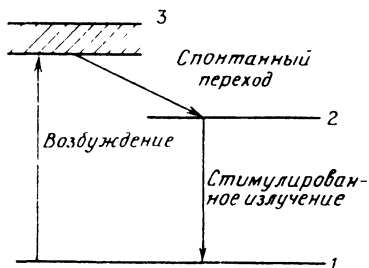
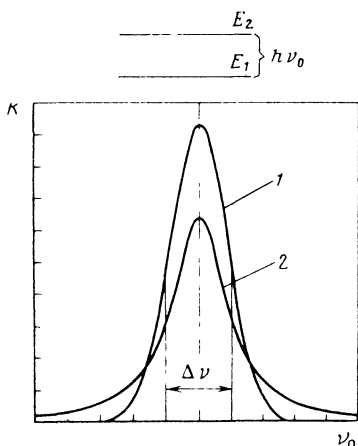


Рис. 7.4. Простейшая трехуровневая схема лазерных переходов

Рис. 7.5 Уширение спектральной линии
1 — гауссова форма; 2 — лоренцова форма



атома имел как можно большую ширину, перекрывал возможно большую полосу частот и вследствие этого поглощал как можно больше фотонов из светового потока, создаваемого лампами-вспышками. Атомы, находящиеся в возбужденном состоянии 3, затем очень быстро безызлучательно переходят на промежуточный уровень 2, который имеет очень малую ширину и большое время жизни по отношению к спонтанному излучательному распаду. Следовательно, используя достаточно интенсивное излучением ламп-вспышек, можно создать такую инверсную заселенность, при которой число атомов, находящихся в состоянии 2, существенно превосходит число атомов в состоянии 1. Переход между состояниями 2 и 1 затем и используется как лазерный переход для образования стимулированного излучения.

Трехуровневая лазерная схема является лишь одной из множества возможных схем, с помощью которых может быть создана инверсная заселенность возбужденных состояний атомов или молекул и получено усиление света в результате стимулированного излучения. Например, в определенных веществах можно достаточно легко создать инверсную заселенность, используя тот факт, что лазерное усиление может начинаться сразу же, как только заселенность некоторого возбужденного состояния превысит заселенность более низкого, но не основного состояния. Подробнее такая четырехуровневая лазерная схема обсуждена ниже.

Для создания возбужденных состояний можно использовать различные механизмы. В большинстве твердотельных лазеров инверсная заселенность достигается с использованием ламп-вспышек, имеющих широкий спектр излучения. В газовых лазерах используется комбинация столкновений заряженных частиц и переноса энергии в результате резонансных столкновительных процессов, которые происходят при электрическом разряде в активном газовом объеме. Используются также и другие механизмы возбуждения, включая химические реакции и газодинамические процессы, рассмотрение которых также проведено ниже.

Очевидно, что безотносительно к конкретным механизмам, используемым для возбуждения атомных или молекулярных систем и достиже-

ния инверсной заселенности, ширина энергетических уровней и время их жизни относительно спонтанного излучательного распада играют очень важную роль в достижении лазерного усиления света. Поэтому представляется достаточно важным обсуждение процессов, приводящих к уширению спектральных линий.

Уширение спектральных линий. Наиболее просто начать рассмотрение с распространения света с частотой ν в среде, в которой имеются возбужденные состояния с энергией $h\nu_0$. Тогда, если $\nu \neq \nu_0$, очевидно предположить наличие сильного поглощения падающего светового потока. Ослабление его интенсивности описывается зависимостью

$$J_\nu(x) = J_0 \exp[-k_\nu(\nu_0)x],$$

где $k_\nu(\nu)$ — коэффициент поглощения для света с частотой ν . Ранее при рассмотрении структуры уровней атома безусловно предполагалось, что уровни имеют исчезающе малую ширину, так что поглощаться мог только свет с частотой, точно равной ν_0 . Если это так, то $k_\nu(\nu)$ имеет ненулевое значение только при $\nu = \nu_0$. Однако экспериментальные измерения зависимости коэффициента поглощения от частоты показывают, что эта зависимость имеет колоколообразную форму (рис. 7.5) с максимумом при ν_0 . Это соответствует тому, что возбужденное состояние E_2 имеет конечную ширину $h\Delta\nu$ (измеренную на половине высоты распределения). Используя соотношение неопределенности Гейзенберга $\Delta E \Delta t > h$, находим, что конечная ширина уровня ΔE соответствует конечному времени жизни возбужденного состояния Δt .

Такое уширение энергетического уровня обусловлено рядом физических процессов. Конечно, и для изолированного атома имеется конечное время жизни возбужденного состояния относительно спонтанного распада. Но такая естественная ширина уровня пренебрежимо мала и ее можно не учитывать. Основной вклад в уширение спектральной линии дает изменение частоты из-за теплового движения атомов (доплеровское уширение), которое приводит к гауссовой форме спектральной линии, и уширение, возникающее из-за прерывания процессов поглощения или испускания излучения в результате атомных столкновений (столкновительное уширение), которое дает лоренцову форму линии. Сравнение этих двух различных форм спектральной линии приведено на рис. 7.5.

7.1.3. Теоретические основы работы лазера. Лазерное усиление. Рассмотрим сначала простейший случай распространения света в среде, атомы которой имеют только два возможных энергетических состояния: E_1 и E_2 . Пусть плотности атомных состояний, характеризующие частотное распределение (форму линии) для каждого уровня, равны соответственно $N_1(\nu)$ и $N_2(\nu)$. Тогда уравнение, описывающее интенсивность пучка J_ν в каждой точке x , может быть выведено из баланса изменения интенсивности пучка в частотном интервале $d\nu$ в результате поглощения и стимулированного излучения на пути dx . Оно имеет следующий вид:

$$dJ_\nu d\nu = h\nu [B_{21}N_2(\nu) - B_{12}N_1(\nu)] J_\nu \frac{dx}{v} d\nu.$$

С учетом фазовой скорости $v = c/\eta$ перепишем это уравнение в следующем виде:

$$-\frac{1}{J_\nu} \frac{dJ_\nu}{dx} d\nu = \frac{h\nu\eta}{c} [B_{12}N_1(\nu) - B_{21}N_2(\nu)] d\nu \equiv k_\nu d\nu.$$

Определим поглощение как интеграл по всей ширине уровня:

$$\int k_{\nu} d\nu = \frac{h\nu_{12}\eta}{c} (B_{12}N_1 - B_{21}N_2),$$

где N_1 и N_2 — полное число состояний (проинтегрированное по частоте), характеризующее каждый из уровней. Если теперь использовать соотношение Эйнштейна

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}; \quad B_{21} = \frac{c^3}{8\pi h \nu^3 \eta^3} A_{21},$$

то выражение, описывающее поглощение, можно привести к следующему виду:

$$\int k_{\nu} d\nu = \frac{c^2 A_{21} g_2}{8\pi \nu_{12}^2 \eta^2 g_1} \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right) = k \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right).$$

Если вещество находится в состоянии теплового равновесия, то очевидно, что

$$(g_1/g_2) N_2 \ll N_1 \sim N_0.$$

Поэтому

$$\int k_{\nu} d\nu = k N_0,$$

где k можно интерпретировать как интегральное сечение поглощения в пересчете на один атом для рассматриваемой линии, причем $\sigma_{\nu} = k_{\nu}/N_0$ — сечение поглощения отдельного атома.

Когда инверсная заселенность оказывается такой, что

$$N_1 < (g_1/g_2) N_2,$$

то коэффициент поглощения k становится отрицательным. Это соответствует экспоненциальному росту интенсивности света:

$$J_{\nu}(x) = J_0 \exp(\alpha_{\nu} x), \quad \alpha_{\nu} = -k_{\nu}.$$

Значение α_{ν} можно вычислить аналогично тому, как это было сделано ранее:

$$\int \alpha_{\nu} d\nu = k \left(\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 \right).$$

Определим относительную инверсную заселенность n следующим образом:

$$n = \frac{1}{N_0} \left(\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 \right),$$

при этом для коэффициента усиления имеем

$$\int \alpha_{\nu} d\nu = k N_0 n.$$

Пороговые условия для возникновения лазерных колебаний. Рассмотрим теперь совокупность атомов, которая находится в состоянии с инверсной заселенностью ($n > 0$). Тогда при прохождении сквозь нее светового пучка с частотой $\nu \sim \nu_{12}$ его интенсивность будет экспоненциально расти ($\exp(\alpha_{\nu} x)$). Конечно, в процессе лазерных колебаний пу-

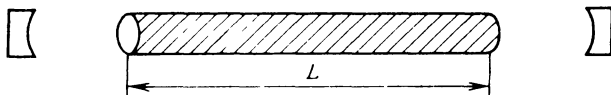


Рис. 7.6. Простейшая схема оптического резонатора

чок должен возвращаться обратно и проходить через активную среду много раз, чтобы произошло существенное увеличение его интенсивности. Для этого атомные усилители располагают между двумя зеркалами (одно из которых отражает лишь некоторую часть света, чтобы оставшая часть могла выйти из этой *оптической полости*). Допустим, что зеркала имеют коэффициент отражения r и находятся на расстоянии L друг от друга (рис. 7.6). В предположении параллельного пространства света при каждом отражении от зеркала происходит потеря световой энергии, значение которой равно $1 - r$. Следовательно, усиление, достигаемое при одном проходе через усиливающую среду между зеркалами резонатора,

$$F = r^2 \exp 2\alpha_{\nu} L = \exp [2(\alpha_{\nu} L - \gamma)],$$

где γ — коэффициент внутррезонаторных потерь, $\gamma = \ln r$. Для достижения чистого усиления необходимо, чтобы $F > 1$. Следовательно, пороговое условие для коэффициента лазерного усиления

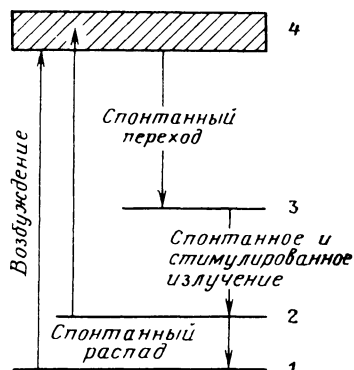
$$\alpha_{\nu} = \alpha_m \equiv \gamma/L.$$

Поскольку $\alpha_{\nu} \geq \alpha_m$ только для очень узкого диапазона частот, то усиливаться будут лишь такие колебания, частота которых находится в данном диапазоне. В результате ширина линии лазерного излучения будет значительно уже ширины уровня атомов, характеризующих лазерные переходы.

Чтобы продолжить рассмотрение, необходимо проанализировать уравнения, характеризующие скорость изменения заселенности различных состояний, связанных с лазерными переходами. Для примера далее проведено такое рассмотрение для четырехуровневой схемы (простейшей из схем, которая пригодна для описания лазеров, представляющих интерес с точки зрения их применения в системах инерциального термоядерного синтеза). Введем следующие обозначения: $W = u_{\nu} B$ — скорость стимулированного излучения; A — скорость спонтанного излучения; S — скорость безызлучательного перехода, с учетом которых скоростные уравнения, описывающие изменения заселенностей и характеризующие четырехуровневый лазер (рис. 7.7), могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} dN_4/dt = & W_{14} N_1 - (W_{41} + \\ & + A_{41} + S_{43}) N_4; \end{aligned}$$

Рис. 7.7. Четырехуровневая схема лазерных переходов



$$dN_3/dt = W_{2,3}N_2 - (W_{3,2} + A_{3,2})N_3 + S_{4,3}N_4;$$

$$dN_2/dt = W_{1,2}N_1 - (A_{2,1} + S_{2,1})N_2;$$

$$N_0 = N_1 + N_2 + N_3 + N_4.$$

(Можно проанализировать и более сложные модели, добавляя к данной системе уравнения, характеризующие дополнительные уровни, включенные в схему). Возбуждение атомов в таких лазерах проводится в состоянии 4, которое имеет очень большую ширину (с помощью ламп-вспышек или электронных столкновений). Большая часть поглощенной энергии в результате протекания безызлучательных процессов быстро переходит на узкий промежуточный уровень 3, который служит верхним лазерным уровнем. Поскольку ширина этого уровня очень мала, его время жизни относительно спонтанного излучения велико и возникает тенденция к накоплению атомов, находящихся в возбужденном состоянии 3, до тех пор, пока не будет включено испускание фотонов в результате процесса стимулированного излучения. Тогда начинается осуществляться лазерный переход между уровнями 3 и 2. После этого в результате спонтанного распада или столкновительных процессов атомы переходят из состояния 2 в основное состояние. При использовании в качестве конечного лазерного уровня не основного состояния, а промежуточного возбужденного (уровень 2) для четырехуровневой схемы создать инверсную заселенность и обеспечить лазерное усиление можно значительно раньше, чем в трехуровневой, поскольку уровень 2 заселен очень слабо (по крайней мере, по сравнению с основным состоянием — уровнем 1). Большинство твердотельных лазеров работает по четырехуровневой схеме, включая и лазер на неодимовом стекле. (Исключение составляет рубиновый лазер, работа которого основана на трехуровневой схеме, а конечным состоянием, в которое осуществляется лазерный переход, является основное состояние.)

Анализ системы уравнений, описывающих работу четырехуровневого лазера, является довольно громоздким. Однако, учитывая то, что непосредственно перед началом лазерных переходов заселенности состояний 2 и 4 пренебрежимо малы (в первом приближении), можно провести подобный анализ в рамках упрощенной двухуровневой модели:

$$dN_3/dt = W_{1,4}N_1 - A_{3,2}N_3.$$

Для определения соответствующих пороговых условий можно провести исследование системы уравнений, описывающих стационарное состояние данной упрощенной системы уровней:

$$N_3/N_1 = W_{1,4}/A_{3,2};$$

$$N_3 = 8\pi\nu^2\eta^3 T_3/c^3 g T_p,$$

где $T_3 = A_{3,2}^{-1}$ — время жизни состояния 3 относительно спонтанного излучения; T_p — фотонное время жизни; g — максимальная ширина распределения, описывающего форму линии. Если ввести мощность накачки, $P = W_{1,4}N_1 h \nu_p V$, требуемую для достижения таких условий, то легко установить, что

$$P = 8\pi\nu^2\eta^3 V h \nu_p/c^3 g T_p.$$

7.1.4. Механизмы накачки. При создании лазера основная задача состоит в том, чтобы обеспечить достаточную инверсную заселенность, преодо-

леть внутрирезонаторные потери и получить усиление света. Главной идеей, связанной с использованием всех механизмов накачки, является преобразование низкокачественной энергии, которая достаточно просто запасается с помощью известных способов (например, электрическая энергия, запасаемая в конденсаторных батареях, или химическая энергия различных видов топлива), в высококачественную энергию возбужденных состояний атомов или молекул, которая может быть извлечена для практического использования в виде когерентного лазерного светового потока. Для создания инверсной заселенности обычно используются различные механизмы возбуждения, которые рассмотрены ниже.

Оптическая накачка. При использовании трех- или четырехуровневых лазерных схем для создания инверсной заселенности можно использовать световой поток с широким распределением частот, создаваемый лампой-вспышкой. Для улавливания достаточно большого числа фотонов, испускаемых лампой-вспышкой, используются возбужденные состояния, имеющие большую ширину. В результате безызлучательных переходов энергия возбуждения быстро переходит с этого широкого уровня на верхний лазерный уровень. Такая оптическая накачка является главным механизмом возбуждения, используемым в лазерах с жидкими активными средами. Для газовых лазеров этот механизм накачки имеет второстепенное значение.

Прямое возбуждение в результате столкновений заряженных частиц. Если в газовой активной среде лазера поддерживается электрический разряд, то в результате неупругих столкновений свободных электронов с атомами или ионами может происходить образование их возбужденных состояний. Затем в результате столкновений атомов или ионов друг с другом энергия таких возбужденных состояний передается верхним лазерным уровням. Такая комбинация электронного возбуждения и столкновительного переноса энергии является главным механизмом накачки в газовых лазерах, в частности в CO_2 -лазерах.

Селективное возбуждение. Возбуждение атомных систем определенного типа может быть селективно преобразовано в энергию определенных состояний (или некоторой, достаточно узкой области состояний) других систем вследствие резонансных столкновений, в которых относительная энергия сталкивающихся атомов или молекул очень близка к значению энергии их переходов в возбужденные состояния.

Возбуждение в результате газодинамических процессов. Быстрый нагрев или охлаждение молекулярного газа также может приводить к образованию инверсной заселенности (например, при расширении газа, вылетающего из сопла). Такой механизм возбуждения широко применяется в мощных CO_2 -лазерах непрерывного действия.

Возбуждение вследствие протекания химических реакций. Хорошо известно, что продукты многих химических реакций образуются в возбужденном состоянии. Следовательно, такие химические реакции можно использовать для образования инверсной заселенности в молекулярных газах. Практически в поле излучения может быть преобразована значительная доля энергии таких химических реакций. Примерами таких химических лазеров являются HF- и HCl-лазеры.

Все механизмы лазерной накачки можно разбить на два типа. К первому типу относятся такие механизмы, когда производится возбуждение состояний, первоначально распределенных статистически (например, описываемых распределением Максвелла—Больцмана), с помощью ламп-вспышек или электронных разрядов. При этом предполагается, что за счет

механизмов передачи энергии будут выделены только те состояния на хвосте распределения, которые соответствуют верхним лазерным уровням. Например, при начале электрического разряда имеется статистическое распределение электронов с преимущественно малыми энергиями. Затем в результате столкновительного резонансного переноса энергии образуется нетепловое распределение излучающих атомов или молекул. Основная сложность при этом состоит в том, чтобы изменить распределение электронов так, чтобы осуществить накачку необходимых состояний и одновременно избежать потерь из-за возбуждения более низкоэнергетических состояний. Вследствие большой доли низкоэнергетических электронов в их распределении и большого сечения вторичных процессов (таких как столкновительная ионизация), плотность возбужденных состояний остается обычно очень малой.

Для второго типа механизмов возбуждения характерно достаточно узкое начальное распределение возбужденных состояний, энергии которых превышают энергию верхнего лазерного уровня. Затем происходит достаточно эффективный перенос энергии возбуждения на верхний лазерный уровень. С помощью такой накачки сверху можно получить очень высокую плотность энергии в активной среде. Примером могут служить возбуждение с помощью электронного пучка, а также возбуждение за счет фотолитических процессов (при использовании одного лазерного перехода для селективной накачки другого). Наиболее совершенным лазером, в котором используется такой механизм накачки, является K_rF-лазер. Особенности работы K_rF-лазера рассмотрены в конце гл. 7.

7.1.5. Импульсный режим работы. Для понимания особенностей работы лазера очень важно помнить, что его активная среда состоит из большого числа возбужденных атомов или молекул, каждая из которых действует как усилитель света (в результате процесса стимулированного излучения). Активная среда лазера размещается между двумя зеркалами, которые образуют оптический резонатор. Из-за наличия определенного уширения линии, связанного со структурой энергетических уровней, участвующих в лазерных переходах, в резонаторе может возникать множество различных видов колебаний (мод). Так как характерная длина лазера обычно в $10^5 - 10^6$ раз превышает длину волны его излучения и усиление происходит в конечной области частот, то имеет место усиление некоторого количества лазерных мод, образующихся одновременно.

Способность лазера усиливать данную моду можно характеризовать коэффициентом добротности резонатора

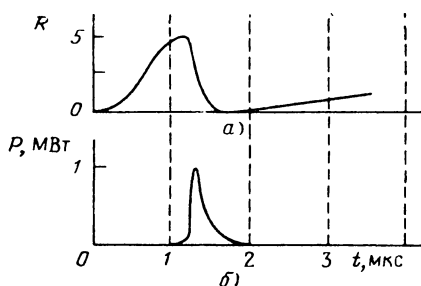
$$Q = 2\pi\nu_0 E/P_d,$$

где E — энергия усиленной моды; P_d — скорость, с которой энергия данной моды рассеивается в резонаторе. Ширина линии для данного резонатора $\Delta\nu = \nu_0/Q$. Из-за образования лазерных колебаний преимущественно возбуждаются такие моды, частота которых находится в пределах ширины линии, усиливаемой с максимальной добротностью. Для существенного роста колебаний наличие оптического резонатора (зеркал) является обязательным, поскольку данная световая волна в результате отражений может многократно проходить и усиливаться в активной среде.

Эту особенность можно использовать для получения импульсного лазерного излучения. Если перед одним из зеркал расположить электрооптический затвор, то, когда он находится в закрытом состоянии, рост колебаний будет сильно замедлен. Поскольку накачка продолжается,

Рис. 7.8. Задержка генерации в импульсном газовом лазере (длительность импульса накачки 1 мкс):

а — лазерное усиление; б — лазерный импульс



а потери энергии на стимулированное излучение при этом очень малы, то создается все большая и большая инверсная заселенность. Если теперь оптический затвор внезапно открыть, то произойдет очень быстрое возникновение колебаний в лазерном резонаторе и быстрое возрастание интенсивности светового потока на выходе лазера. При этом произойдет также и быстрое истощение инверсной заселенности и генерация лазерного излучения быстро прекратится. В результате образуется достаточно короткий и мощный лазерный импульс.

Таким образом, для получения мощного импульса лазерного излучения необходимо вначале каким-то образом сильно уменьшить добротность Q лазерного резонатора, чтобы обеспечить запасание большого количества энергии в виде большой инверсной заселенности возбужденных состояний, а затем включением добротности резонатора обеспечить быстрое высвобождение этой энергии. Таким способом можно получить достаточно мощный импульс лазерного излучения длительностью от 2 до 50 нс.

Газовые лазеры, такие как CO_2 -лазер, могут работать и в импульсном режиме, однако в таких лазерах обычно используется не переключение добротности, а импульсная накачка с помощью электрического разряда (включение усиления), причем газовая активная среда используется при атмосферном или даже более высоком давлении. Лазерное усиление R достигает своего максимального значения вблизи окончания импульса накачки (рис. 7.8). Но для того чтобы основная мода резонатора приобрела такую мощность, которой достаточно для полного снятия возбуждения активной среды, требуется еще некоторое время (обычно это требует около 40 проходов в резонаторе, что соответствует 300 нс). Следовательно, усиление (инверсная заселенность) достигнет максимального значения ранее, чем поле лазерного излучения станет достаточно интенсивным для быстрого снятия возбуждения с верхних лазерных уровней, причем все это происходит при постоянной добротности. Такая методика включения лазерного усиления позволяет получать лазерные импульсы с длительностью от 10 до 300 нс.

В режиме синхронизации мод можно получить генерацию и еще более коротких лазерных импульсов. Для этого обычно используется нелинейный оптический элемент (например, просветляющийся краситель). В таком режиме происходит запираение по фазе большого числа мод, образующихся, когда интенсивность накачки превысит определенное пороговое значение, и затем генерация серии коротких импульсов. После выделения и усиления одного из импульсов данной серии можно получить мощный лазерный импульс субнаносекундной длительности. Для выполнения условия синхронизации мод необходимо, чтобы ширина полосы

частот колебаний, возбуждаемых в резонаторе, была достаточно большой и допускала образование и усиление многих мод. В твердотельных лазерах выполнение такого условия можно обеспечить достаточно просто (например, для неодимового лазера). Что же касается газовых лазеров, то большинство из них характеризуется очень узкой полосой частот (например, для CO_2 -лазера полоса частот при атмосферном давлении находится в пределах от 3 до 4 ГГц). Однако при повышении давления можно получить генерацию большого числа линий, связанных с вращательными переходами. Из-за столкновительного уширения они достаточно сильно перекрываются и образуют значительно более широкую полосу усиливаемых частот (для CO_2 -лазера ее ширину можно довести до 10^3 ГГц). Такая широкая полоса допускает усиление большого числа мод и обеспечивает получение режима их синхронизации. Введение в резонатор просветляющегося красителя вызывает самосинхронизацию мод, приводящую к генерации пакета коротких импульсов, один из которых затем может быть выделен с помощью специальной методики. Чаще всего для этого используется германиевая пластинка, облучаемая светом рубинового лазера. В обычных условиях такая пластинка прозрачна для света CO_2 -лазера с длиной волны 10,6 мкм, но во время оптической генерации в германии свободных носителей заряда с плотностью выше пороговой (под действием света рубинового лазера) она становится отражающей.

7.1.6. Лазерные системы. Выше были рассмотрены основные особенности колебательных систем лазеров (лазерных генераторов), состоящих из активной среды, помещенной в оптический резонатор, которые можно использовать для генерации импульсов когерентного светового излучения. В лазерных системах большой мощности такие генераторы используются для формирования импульсов небольшой мощности с заданной формой и длительностью. Затем эти импульсы пропускают через набор лазерных усилителей, чтобы довести энергию импульса до уровня, требуемого для нагрева и сжатия плазмы в системах инерциального термоядерного синтеза. Большая часть технических сложностей и основная стоимость мощных лазерных систем обусловлены необходимостью создания каскадов из большого числа усилителей мощности, обеспечения их энергоснабжения и использования сложной системы транспортировки лазерных пучков.

В систему транспортировки лазерных пучков входят не только каналы передачи световых пучков, но также и всевозможные зеркала, линзы и окна, используемые для того, чтобы направлять пучки в нужном направлении, формировать их структуру, выстраивать в нужном порядке и проводить центровку. Во многих мощных лазерных системах для фокусировки пучков используют вместо линз зеркала. Для газовых лазеров очень важным является устройство выходных окон, которые отделяют активную газовую среду лазера от окружающего воздуха. Очень важную роль играют конструкция и характеристики окон, расположенных в мишенной камере, так как они должны работать при высоком перепаде давлений и обеспечивать поддержание в камере достаточно высокого вакуума.

Другим важным аспектом, связанным с созданием мощных лазерных систем, является импульсная система питания лазерных усилителей. Она должна обеспечивать запасание энергии от традиционных источников, работающих в непрерывном режиме (например, электрических генера-

торов), а затем трансформировать ее в короткие мощные импульсы высокого напряжения. В настоящее время для этого используются батареи накопительных конденсаторов. Обычно каждый такой конденсатор позволяет накапливать энергию, равную 10 кДж при напряжении 120 кВ. Типичное время эксплуатации одного конденсатора составляет примерно 10^5 разрядов при частоте их повторения до 1 Гц. Следует отметить, что для применения в реакторных системах срок эксплуатации конденсаторов и обеспечиваемая частота повторения разрядов являются явно недостаточными. Но для питания лазерных систем, предназначенных для исследования основных физических явлений, связанных с реализацией концепции инерциального термоядерного синтеза, они вполне пригодны.

7.2. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЛАЗЕРОВ

7.2.1. Неодимовые лазеры. Наиболее широко в исследованиях по инерциальному термоядерному синтезу, проводимых в настоящее время, используются мощные неодимовые лазеры. В качестве активной среды таких лазеров используется твердое вещество, содержащее ионы неодима. Обычно ионы неодима внедряются в кристаллическую решетку иттрий-алюминиевого граната ($Y_3Al_5O_{12}$, или YAG) или в стекло [4]. Неодимовые лазеры работают по четырехуровневой схеме (см. рис. 7.7). Очень важно, что такие лазеры имеют достаточно широкую полосу поглощения верхнего уровня 4. Это позволяет использовать для их оптической накачки лампы-вспышки с широким спектром излучения. Нижний лазерный уровень 2 при нормальных условиях заселен достаточно слабо, а имеющаяся на нем заселенность быстро истощается в результате переходов в основное состояние (уровень 1). Наличие безызлучательных процессов приводит к быстрому переходу энергии возбуждения с верхнего возбужденного уровня 4 на верхний лазерный уровень 3. Взаимодействие ионов неодима с кристаллической решеткой или стеклянной матрицей основного вещества приводит к расщеплению вырожденных мультиплетных уровней активного иона Nd^{3+} , что и обуславливает образование широкой полосы поглощения уровня 4 и способствует ускорению переходов с уровня 4 на уровень 3. Лазерные переходы, представляющие наибольший интерес, показаны на рис. 7.9.

Ранее задающие генераторы мощных неодимовых лазеров обычно создавались на основе кристаллов иттрий-алюминиевого граната, активированного ионами неодима, а усилители мощности — на основе неодим-

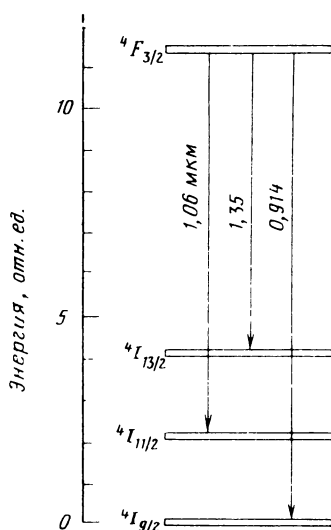


Рис. 7.9. Схема лазерных переходов для неодимового лазера

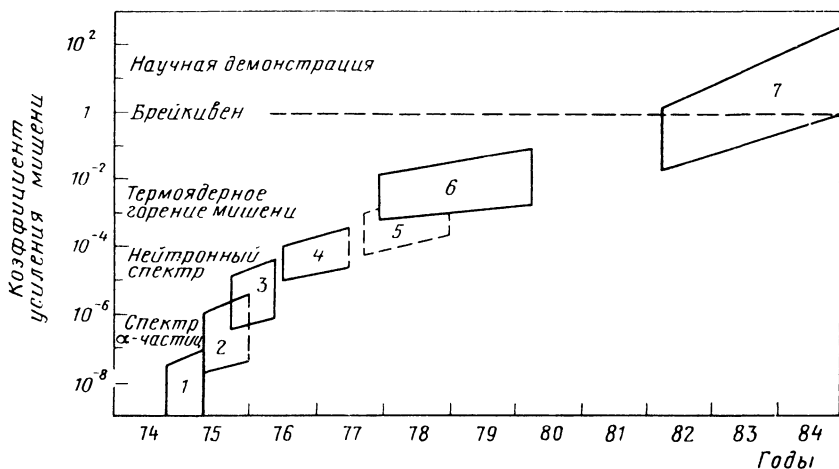


Рис. 7.10. Развитие лазерных систем на неодимовом стекле в Ливерморской национальной лаборатории (в скобках указаны параметры установок):

1 — Janus I (0,2 ТВт); 2 — Janus II (0,4 ТВт); 3 — Cyclops (0,6 — 1,0 ТВт); 4 — Argus II (2 — 4 ТВт); 5 — Argus IV (5 — 10 ТВт); 6 — Shiva (10 кДж при 1 нс и 27 ТВт при 100 пс); 7 — Shiva Nova (200 — 300 ТВт)

мового стекла. В режиме синхронизации мод такой усилитель позволяет получать импульсы длительностью от 25 до 1000 пс. В более современных лазерных системах, таких как система Nova, планируется использование фосфатного неодимового стекла, которое имеет более высокие оптические свойства и позволяет накапливать более высокую энергию, чем силикатное стекло.

Оптическая прочность стекла ограничивает предельную энергию неодимовых лазеров значением 3 Дж/см². Поэтому в лазерах большой мощности, разработанных для установок инерциального термоядерного синтеза, используются составные пучки. Такие лазеры, имеющиеся в распоряжении некоторых лабораторий различных стран мира, а также находящиеся в стадии строительства, уже приближаются по уровню мощности к нескольким десяткам тераватт. Развитие мощных лазерных систем в последние годы в Ливерморской национальной лаборатории показано на рис. 7.10. На установке, строящейся в этой же лаборатории, предполагается достигнуть уровня мощности от 200 до 400 ТВт.

Однако из-за использования оптической накачки с помощью ламп-вспышек неодимовые лазеры имеют очень низкую эффективность (менее 0,2%). Кроме того, частота повторения импульсов для таких лазеров также очень мала (интервал между импульсами составляет от нескольких минут до нескольких часов). Поэтому для реакторных систем инерциального термоядерного синтеза неодимовый лазер непригоден. Несмотря на это, высокий уровень развития этих лазеров в настоящее время обеспечивает их широкое использование для проведения физических исследований.

7.2.2. CO₂-лазеры. Для обеспечения высокой эффективности и большой частоты повторения импульсов, которые необходимы для установок инерциального термоядерного синтеза реакторного масштаба, по-видимому, необходимо использовать газовые лазеры. Наибольший инте-

рес для проведения соответствующих исследований представляет в настоящее время газовый CO_2 -лазер, генерирующий световые импульсы с длиной волны 10,6 мкм [5 – 7].

Атомная и молекулярная спектроскопия для газов значительно проще, чем для твердого тела, так как взаимодействие частиц в газе происходит только в результате столкновений. Поэтому в газе нет возбужденных состояний с широкой полосой поглощения (таких как в неодимовом лазере), которые могут поглощать фотоны в достаточно широком диапазоне частот. Следовательно, создавать необходимое возбуждение активной среды газовых лазеров с помощью ламп-вспышек очень трудно. Лучше использовать возбуждение электронным ударом с последующей передачей возбуждения другим атомам за счет резонансных столкновений.

По мере перехода атомов на более высокие энергетические уровни и протекания каскадных переходов на более низкие энергетические уровни в результате безызлучательных (столкновительных) процессов возникает неравновесная ситуация, при которой в состояниях с большим временем жизни накапливается большее число атомов. Особенно заметна преобладающая роль процессов накопления для таких состояний, излучательные переходы с которых запрещены правилами отбора (так называемых метастабильных состояний). Эти состояния играют ключевую роль в возбуждении активной среды CO_2 -лазера, изменяя соотношение скоростей возбуждения и распада возбужденных состояний, что позволяет создать необходимую инверсную заселенность.

Наиболее удобным механизмом возбуждения является неупругое взаимодействие электронов с атомами при электрическом разряде в газе. При этом электроны, ускоряемые в электрическом поле, испытывают неупругие столкновения с атомами. В результате этого атомы переходят на высоковозбужденные энергетические уровни. Такие электронные столкновения можно использовать и для прямого создания инверсной заселенности, но значительно чаще в результате резонансных столкновений атомов или молекул происходит перераспределение электронного возбуждения. Часто в область разряда вводится примесь другого газа, энергетические уровни молекулы которого имеют близкие значения к соответствующим уровням основного газа, что облегчает передачу энергии при столкновительных процессах. (Это не очень существенно, например, лазер Helios работает без примеси N_2 – газа, подавляющего паразитные переходы.)

В CO_2 -лазере используются переходы между различными колебательно-вращательными уровнями молекулы CO_2 (рис. 7.11). Основная идея, лежащая в основе работы такого лазера, заключается в использовании электронных неупругих столкновений для возбуждения колебательных состояний молекул CO_2 и N_2 с последующей передачей возбуждения состояниям с большим временем жизни (001). Инверсная заселенность состояния (001) молекулы CO_2 создается и при обмене колебательными возбужденными состояниями в ходе столкновений с молекулами N_2 . После создания инверсной заселенности происходит лазерные переходы из состояния (001) в состояние (100) ($\lambda = 10,6$ мкм) и из состояния (001) в состояние (020) ($\lambda = 9,6$ мкм). Несомненно, что поддержание инверсной заселенности зависит и от способности низших лазерных состояний быстро переходить в основное состояние (000) в результате столкновительных колебательных переходов. Обычно при повышении температуры газа девозбуждение этих состояний замедляется. При возрастании температуры выше 300°C инверсная заселенность сохраняется

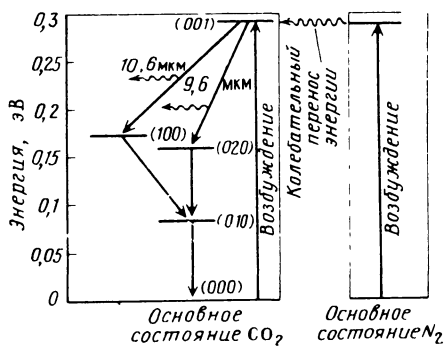


Рис. 7.11. Структура энергетических уровней, характеризующая работу CO_2 -лазера

очень недолго, и действие лазера прекращается — происходит *температурный срыв генерации*.

Устройство маломощных CO_2 -лазеров достаточно просто: активная газовая смесь располагается между двумя электродами, с помощью ко-

торых в газе создается и поддерживается электрический разряд. Прикладываемое электрическое поле используется для образования при разряде свободных электронов и для ускорения этих электронов до энергий, достаточных для возбуждения молекул газа. Однако использование только электрического разряда для достижения обеих целей ограничивает возможности управления распределением энергий электронов и, следовательно, значение достигаемой эффективности накачки.

В мощных CO_2 -лазерах функции создания ионизации и ускорения электронов разделены. Для ионизации газа используется пучок высокоэнергетичных электронов (*E*-пучок). Для накачки газа в результате неупругих столкновений электронов с молекулами прикладывается дрейфовое, или поддерживающее, электрическое поле. При прохождении электронного пучка через газовую смесь лазера (диапазон энергии электронов в пучке обычно находится в пределах от 100 до 300 кэВ) происходит ионизация молекул газа, которая сохраняется достаточно долгое время, необходимое для накачки, вплоть до давления газа в 10^6 Па. Плотность вторичных электронов, создаваемых электронным пучком в процессе ионизации, достигает 10^{13} см⁻³. Максимальное значение плотности вторичных электронов ограничивается в основном процессами электрон-ионной рекомбинации. Плотность тока, возникающего после приложения электрического поля, достаточна для диссипации вложенной энергии вследствие неупругих столкновений электронов с молекулами газа и их возбуждения.

В Лос-Аламосской научной лаборатории была продемонстрирована работа в импульсном режиме восьмипучковой лазерной системы Helios при уровне энергии 10 кДж и мощности 10 ТВт. Лазерная система Antares, ввод в действие которой запланирован в 1984 г., будет давать излучение с энергией 40 кДж при мощности 40 ТВт (рис. 7.12). Этот лазер имеет модульную структуру и позволяет довести энергию и мощность излучения до уровня, требуемого для создания импульсного термоядерного реактора. Мощные CO_2 -лазеры, работающие в настоящее время, имеют эффективность в режиме генерации одиночных мощных импульсов около 1,5%, однако имеются серьезные основания рассчитывать, что в ближайшем будущем ее можно будет довести до 8–10%. Поскольку в CO_2 -лазере могут использоваться импульсные источники энергии с длительностью импульса в несколько микросекунд, то не возникает никаких проблем, связанных с необходимостью развития специальных формирующих линий, малоиндуктивных импульсных разрядников и другой сложной техники, необходимой для развития лазеров

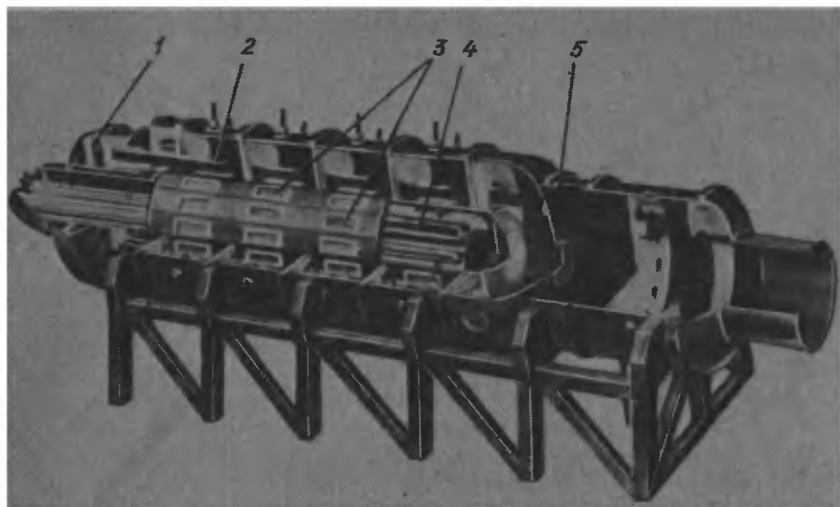


Рис. 7.12. Схема усилительного модуля лазерной системы Antares строящейся в Лос-Аламосской научной лаборатории:

1 — коллимирующее зеркало; 2 — анод; 3 — окна для электронного пучка; 4 — электронная пушка; 5 — выходное окно

иного типа. Не видно также никаких серьезных причин, по которым CO_2 -лазер не мог бы работать с достаточно большой частотой повторения импульсов (от 1 до нескольких герц), необходимой для систем реакторного масштаба.

Главная же трудность, связанная с применением CO_2 -лазера как источника энергии для систем инерциального термоядерного синтеза, заключается в особенностях взаимодействия лазерного излучения с большой длиной волны (10,6 мкм) с плазмой мишени. Выше уже отмечалось, что поглощение энергии лазерного излучения с большой длиной волны в плазме приводит к образованию высокоэнергетичных электронов, которые могут создавать предварительный прогрев топлива, ограничивая его конечное сжатие и достигаемый коэффициент умножения энергии.

7.2.3. Иодный лазер. Третьим типом лазеров, который активно развивается для последующего применения в экспериментальных исследованиях по инерциальному термоядерному синтезу, является иодный лазер [8]. В этом лазере для получения возбужденных состояний атомов иода используется фотохимическая или прямая химическая накачка, и в результате происходит генерация лазерного излучения с длиной волны 1,315 мкм. Точнее, действие иодного лазера основано на переходе из состояния ${}^2P_{1/2}$ в основное состояние атома иода ${}^2P_{3/2}$. Этот переход является запрещенным (метастабильным) при времени жизни возбужденного состояния около 170 мс.

В фотохимических иодных лазерах [9] в качестве активного вещества используется газ $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$. После облучения ультрафиолетовым светом в этом газе образуются возбужденные атомы иода:



Возможно применение и других газов — CF_3I и $\text{C}_2\text{F}_5\text{I}$. Источником света обычно является ксеноновая лампа-вспышка. Ширина линии, получаемая при атмосферном или более высоком давлении активного газа, вполне достаточна для создания условий синхронизации мод и укорачивания импульса до 1 нс и меньше. В институте им. Макса Планка (Гаршинг, ФРГ) создан иодный лазер Asterix III с уровнем мощности 1 ТВт при длительности импульса 280 пс.

Известен и другой способ химической накачки такого лазера. Вначале для образования возбужденного состояния молекулы O_2 используются химические реакции в хлоридах, перекиси водорода и гидроокиси натрия. Затем в смесь, содержащую возбужденный кислород, инжектируется молекулярный иод, в результате диссоциации которого возникают возбужденные атомы иода. Применение иодного лазера с химической накачкой привело бы к устранению необходимости использования импульсных источников энергии, поскольку в результате протекания химических реакций в объеме лазерного усилителя энергия для накачки могла бы высвободиться в результате непрерывного протока газовой смеси. Так как такой лазер работает при сравнительно низком усилении (но в непрерывном режиме), то для получения на выходе усилителя высокого уровня энергии, необходимого для инерциального термоядерного синтеза, пучок из иодного лазерного генератора с оптической накачкой можно пропускать через активную область усилителя с многократной химической накачкой. Полная эффективность такого иодного лазера с химической накачкой может достигать 6%.

7.3. РАЗРАБОТКА НОВЫХ ТИПОВ ЛАЗЕРОВ

Условия применения лазеров как источников энергии для систем инерциального термоядерного синтеза выдвигают очень трудные требования к разрабатываемым лазерным системам. Эти системы должны не только обеспечивать получение очень высоких уровней энергии (от 1 до 3 МДж) и мощности (от 200 до 500 ТВт), но и обладать эффективностью 5% и выше при частоте повторения импульсов лазерного излучения в несколько герц. Более того, длина волны лазерного излучения должна быть достаточно малой, чтобы обеспечить сильное поглощение излучения в мишени без образования надтепловых электронов, прогревающих топливо перед сжатием. Ни одна из лазерных систем, используемых в настоящее время при проведении исследований по инерциальному термоядерному синтезу (например, на основе неодимового стекла, углекислого газа и иода), не позволяет и близко подойти к выполнению этих требований. Поэтому, следует рассмотреть возможности развития перспективных лазерных систем, которые можно было бы использовать в импульсных термоядерных реакторах.

Работа перспективных лазерных драйверов [10] может быть основана на механизмах прямой накачки, например, с помощью электронных пучков, фотолитических процессов и преобразования энергии химических реакций. Ниже проведен краткий обзор некоторых наиболее интересных концепций, предложенных для разработки лазерных драйверов будущего.

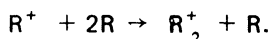
7.3.1. Эксимерные лазеры. Одной из наиболее привлекательных концепций лазеров будущего является эксимерный лазер [11, 12]. В этом лазере вследствие обобществления основных и возбужденных состояний одних и тех же или подобных атомов происходит образование связанных

молекулярных состояний, или *эксимеров*. Из этого состояния затем происходит излучательный переход в основное, несвязанное состояние атомов, возникающее в результате отталкивания двух атомов с заполненными электронными оболочками.

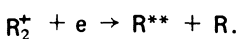
Особый интерес представляют эксимеры, образующиеся в инертных газах, поскольку с их помощью можно осуществить преобразование энергии пучков высокоэнергетических электронов в электронные состояния с достаточно узкой полосой энергий с последующей передачей этой энергии акцепторам. Процесс возбуждения инертных газов можно представить следующим образом.

1. Вначале проводится ионизация инертного газа с помощью пучка высокоэнергетических электронов (75% из образующихся возбужденных состояний являются ионами) .

2. Затем в результате протекания трехчастичных реакций происходит образование молекулярных ионов R_2^+ :

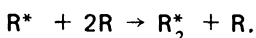


3. После этого происходит диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов:



4. В ходе столкновительных процессов происходит частичное снятие возбуждения высоковозбужденных состояний R^{**} атомов инертных газов и переход последних в нижнее метастабильное состояние R^* .

5. И наконец, в результате трехчастичных реакций происходит образование возбужденных эксимеров R_2^* :



Переходы в этих эксимерных состояниях и приводят к генерации излучения.

Теоретические расчеты и результаты экспериментальных исследований показывают, что возбужденным метастабильным состояниям атомов и эксимерам может передаваться около 50% первоначальной энергии электронного пучка, поглощенной в инертном газе. Время, в течение которого происходит вся последовательность реакций, описанная выше, при атмосферном давлении составляет от 10 до 100 нс.

К настоящему времени достаточно хорошо исследовано четыре типа лазеров, пригодных для использования в лазерных системах следующего поколения, обеспечивающих реализацию концепций инерциального термоядерного синтеза. Их характеристики приведены в табл. 7.1. Эти типы лазеров выделяются также масштабом времени существования инверсной заселенности. Активная среда, в которой создается инверсная заселенность, для фотолитических лазеров и лазеров на редкоземельных элементах остается стабильной в течение длительного времени, по крайней мере несколько микросекунд. Такие лазеры накапливают энергию в течение относительно большого периода времени, сравнимого с временем испускания лазерного излучения. Поэтому накачку этих лазеров можно проводить также в течение достаточно большого времени, сравнимого с временем жизни возбужденных состояний. Однако их эффективность ограничена, так как излучение, создающее накачку (фотоны, электроны), может и девозбудить электронные состояния.

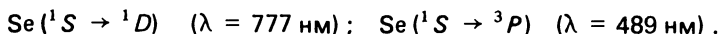
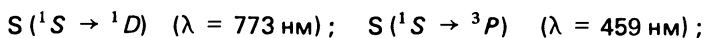
Лазеры, в которых используются редкоземельные элементы и галоидные соединения, например лазеры на основе KrF , характеризуются вы-

Таблица 7.1. Перспективные типы лазеров [7]

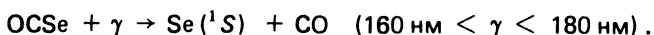
Тип активной среды	Механизм накачки	Длина волны, мкм	Эффективность, %
Атомы VI группы	Оптический	0,48	1 – 4
Эксимеры паров металлов	Разряд	0,33 – 0,47	10 – 15
HF	Э-пучок	2,6 – 3,4	5 – 10
Галоиды инертных газов	Разряд	0,25 – 0,31	5 – 10
Резонансно-возбужденное твердое тело	Оптический	0,28 – 0,45	2 – 6
Накопитель с оптической накачкой	"	0,27 – 0,34	1 – 7

сокой излучательной способностью активной среды с временем распада возбужденных состояний порядка наносекунд. Для того чтобы осуществить их накачку в течение времени, большего, чем требуемая длительность импульса (10 нс), приходится использовать весьма сложную технику оптического выведения импульса (например, угловое размножение) или оптическое сжатие импульса.

Фотолитические лазеры на основе элементов VI группы. В фотолитических лазерах для накачки атомных переходов элементов VI группы (O, S или Se) используется лазерное излучение эксимеров, таких, например, как Xe_2^+ . Например, в одной из разработанных схем такого лазера предполагается с помощью лазерного излучения эксимеров ксенона проводить фотолизацию соединения OCSe. Схематически последовательность процессов, связанных с работой такого лазера, изображена на рис. 7.13. При этом используются следующие переходы: $^1S \rightarrow ^1D$ или $^1S \rightarrow ^3P$ в O, S или Se:



Для создания инверсной заселенности используются следующие фотолитические реакции:



Устройство такого лазера схематически изображено на рис. 7.14.

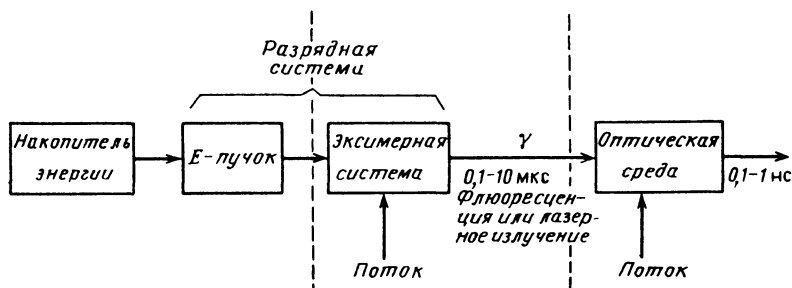
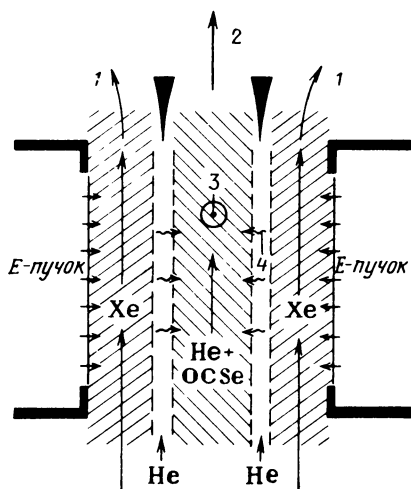


Рис. 7.13. Схема основных процессов, характеризующая работу фотолитического эксимерного лазера

Рис. 7.14. Одна из возможных конструкций O-C-Se-лазера с накачкой излучением эксимеров ксенона:

1 — к системе регенерации флуоресцирующего газа; 2 — к системе регенерации газовой лазерной среды; 3 — ось лазера; 4 — фотоны ультрафиолетового излучения



Лазеры на эксимерах паров металлов.

Такие системы представляют собой накопительные лазеры, работающие на связанно-свободных переходах в эксимерах, образованных из наименее метастабильных состояний атомов металлов. Для проведения исследований таких переходов лучше всего подходят лазеры с активной средой на CdHg и Hg₂. Их возбуждают электрическим разрядом, поддерживаемым электронным пучком. С помощью такого разряда можно обеспечить достаточно высокую эффективность накачки метастабильных состояний (эффективность может достигать 10%). В лазере на основе CdHg эксимер образуется из метастабильного состояния Cd (³P) и основного состояния Hg. Такой эксимер излучает на длине волны 470 нм. В Hg₂-лазере образование эксимера происходит из однопипных атомов Hg: метастабильного состояния Hg (³P) и основного состояния Hg. Этот эксимер излучает на длине волны 335 нм.

Лазеры на галоидах инертных газов. В эксимерных лазерах этого типа, обладающих большим коэффициентом усиления, верхний лазерный уровень возбужденного эксимера представляет собой возбужденное состояние спаренного иона. Примерами таких лазеров являются лазеры с активной средой на основе ArF (λ = 193 нм), KrF (λ = 249 нм) XeCl (λ = 306 нм) и XeF (λ = 353 нм). Возбуждение в них создается электронным пучком или электрическим разрядом, поддерживаемым электронным пучком. Поскольку активная среда таких лазеров имеет высокую излучательную способность (короткое время накопления возбужденных состояний), то для обеспечения требуемой длительности лазерного импульса необходимо дополнительное оптическое сжатие или размножение импульса.

Лазеры с активной средой на основе галоидов инертных газов можно также использовать для резонансной накачки других активных сред, например редкоземельных ионов в твердых матрицах. Длительное время накопления возбужденных состояний ионов при этом позволяет, чтобы время накачки галоидов инертных газов было достаточно большим (больше нескольких микросекунд).

7.3.2. KrF-лазер. Как предполагается, эксимерные лазеры потенциально обладают относительно высокой эффективностью и длинами волн лазерного излучения в субмикронном диапазоне, что приводит к значительному упрощению процессов взаимодействия лазерного излучения с плазмой. Наибольший интерес проявляется к возможному использованию

KrF-лазера, возбуждаемого с помощью электронного пучка. Из-за короткого времени жизни возбужденного состояния активная среда на основе KrF не может прямо использоваться в качестве аккумулялирующей среды. Мощность такого лазера оказывается прямо пропорциональной мощности электронного пучка, используемого для накачки, и для получения высокого уровня мощности, необходимого для его применения в системах инерциального синтеза, необходимо производить очень большое временное сжатие лазерного импульса.

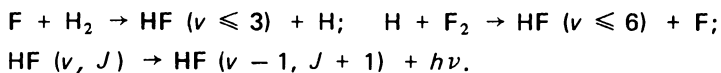
Таким образом, с помощью активной среды на основе KrF наиболее эффективно можно усиливать импульсы с длительностью от 100 до 200 нс, что в 10 — 100 раз больше оптимальной длительности импульса, необходимой для эффективного сжатия мишеней. Один из методов сжатия импульса лазерного излучения [13] основан на использовании составных пучков, которые последовательно проходят через лазерную активную среду, задерживаются на различные времена вследствие создания различных оптических путей пучков в соответствующих оптических системах и, наконец, совмещаются на мишени. Для получения коэффициента сжатия, равного 100, необходимо использование 100 пучков с разницей длин оптических путей $\Delta L = 100$ м.

Другой метод сжатия лазерного импульса основан на использовании рамановского рассеяния. Длинный импульс от KrF-лазера пропускается через нелинейную среду, в которой короткий световой импульс распространяется в противоположном направлении. Затем (в результате накачки, проводимой падающим пучком KrF-лазера) происходит его усиление. Этот процесс характеризуется достаточно высокой эффективностью, однако из-за возникновения вторичных процессов, которые приводят к уменьшению энергии сжатого импульса, максимальная степень сжатия не превышает 20. Естественно, с помощью геометрического метода, описанного выше, можно провести дополнительное сжатие такого импульса.

Хотя в проблеме создания мощных KrF-лазеров с малой длительностью импульса имеется еще очень много нерешенных вопросов, довольно привлекательные характеристики взаимодействия коротковолнового (0,25 мкм) излучения этого лазера с мишенью стимулируют дальнейшее продолжение исследований. Для имитации излучения KrF-лазера при проведении исследований взаимодействия лазерного излучения с мишенью обычно используется частотное умножение излучения Nd-лазера.

7.3.3. HF-лазер. Лазер с активной средой на HF уже в течение нескольких лет исследовался в лабораториях Министерства обороны США. Хотя он и обладает достаточно обнадеживающими характеристиками, в экспериментах по инерциальному термоядерному синтезу этот лазер пока еще не применялся.

HF-лазер является химическим лазером с широкой полосой длин волн испускаемого излучения — от 2,6 до 3,4 мкм [15]. Такая широкополосность может благоприятно сказаться на повышении эффективности лазер-плазменного взаимодействия, так как многие нежелательные процессы, приводящие к генерации горячих электронов и стимулированному рассеянию света от плазмы, могут быть подавлены. Отчасти это происходит из-за того, что при использовании излучения с широким диапазоном длин волн не имеется строго определенного значения критической плотности. В HF-лазере используются следующие химические реакции:



Получение лазерной энергии обеспечивается при этом за счет энергии химических реакций. Поэтому электрическая эффективность такого лазера может достигать 100%. Однако для повторного использования HF необходимо диссоциировать на H_2 и F_2 с определенными затратами энергии. При включении в определение эффективности процессов химического воспроизводства ее значение оказывается равным примерно 5%. Лазерный усилитель на HF обладает очень высоким коэффициентом усиления, но он не обеспечивает большой аккумуляции энергии. Как только начинается возбуждение газа активной среды электронным пучком разряда, необходимо обеспечить немедленное выведение лазерной энергии, иначе она будет потеряна. Это обстоятельство предъявляет очень серьезные требования к характеристикам импульсных источников энергии, используемых для возбуждения активной среды, так как они должны обеспечивать возможность получения очень коротких и мощных импульсов с параметрами, близкими к параметрам электронных или ионных пучков соответствующих систем инерциального термоядерного синтеза. Реальный лазерный импульс может быть укорочен путем разветвления импульсов. При этом через активную среду один за другим проходит много коротких импульсов с несколько различными направлениями их траекторий. В результате этого происходит квазинепрерывное выделение энергии в течение более длительного времени (порядка 50 нс).

Возможность получения очень высокого усиления означает, что лазер может быть очень компактным. Расчеты показывают, что можно построить лазерный усилитель длиной всего в один метр, обеспечивающий получение лазерных импульсов с энергией 100 кДж.

Благодаря всем этим особенностям HF-лазер можно считать одним из основных кандидатов для использования в будущих системах лазерного термоядерного синтеза

7.3.4. Некоторые заключительные замечания. Для того чтобы обеспечить получение необходимого для практического применения коэффициента усиления термоядерных мишеней, потребуется еще очень большой прогресс в развитии лазерных систем. Очевидно, что ни один из лазеров, используемых в настоящее время в исследованиях по инерциальному термоядерному синтезу, по уровням энергии, мощности, эффективности, частоты повторения импульсов, длине волны, необходимой для оптимизации процессов взаимодействия лазерного излучения с мишенью, не удовлетворяет необходимым требованиям. Более того имеются очень серьезные основания предполагать, что достигнуть конечной цели термоядерных исследований с помощью современных лазерных систем (например, на основе неодимового стекла, двуокиси углерода и иода) невозможно.

Поэтому и прикладываются очень большие усилия для развития перспективных лазерных систем, которые потенциально подходят для применения в системах инерциального термоядерного синтеза. Делаются попытки достигнуть в таких системах высокой плотности накапливаемой энергии в результате накачки с помощью электронного пучка, энергии химических реакций, фотолитических процессов. Исследуются особенности физических процессов взаимодействия с мишенью лазерного

излучения с субмикронными длинами волн, получаемого в результате электронных переходов или вследствие частотного умножения излучения колебательных переходов в молекулярных лазерах. Наибольший интерес для проведения дальнейших исследований представляет класс эксимерных лазеров, таких, например, как KrF-лазер. Эксимерные лазеры дают излучение в области длин волн от 0,2 до 0,4 мкм и кажутся способными обеспечить необходимые высокие уровни энергии и мощности, а также достаточно высокую эффективность.

При использовании HF-лазера, излучение которого происходит в широкой полосе длин волн, также можно получить достаточно хорошие характеристики взаимодействия лазерного излучения с плазмой. Такой лазер потенциально может обладать эффективностью около 5% и иметь очень компактные размеры. Многим из перечисленных весьма жестких требований, накладываемых на лазеры будущих импульсных термоядерных реакторов, может удовлетворять лазер на свободных электронах. Однако для развития этих перспективных лазерных концепций необходимы многолетние исследования. По-видимому, через несколько лет можно будет сказать точнее, насколько они действительно пригодны для практического применения в системах инерциального термоядерного синтеза.

Тем временем экспериментальные исследования по инерциальному термоядерному синтезу продолжают с помощью существующих, достаточно хорошо отработанных типов лазеров. Основным лазером, используемым для изучения процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом мишени, а также особенностей протекания процесса имплозии остается лазер на основе неодимового стекла. Этот лазер используется и совместно с системой умножения частоты лазерного излучения, что позволяет имитировать при проведении экспериментов коротковолновое излучение перспективных типов лазеров, таких как KrF-лазер. Продолжается и дальнейшее развитие CO₂- и I-лазеров в надежде на то, что последующие экспериментальные исследования приведут к открытию таких методов изменения конструкции термоядерных мишеней, которые позволят устранить все нежелательные эффекты, характеризующие взаимодействие длинноволнового лазерного излучения с веществом (например, образование горячих электронов, прогревающих мишень), и избавиться от факторов, дискредитирующих возможность применения лазеров этого типа в системах инерциального термоядерного синтеза.

ГЛАВА 8

УСТРОЙСТВО И РАЗРАБОТКА ДРАЙВЕРОВ. ПУЧКИ ЧАСТИЦ

Согласно современным оценкам энергия драйверов, применяемых в ИТС, должна лежать в интервале от 1 до 10 МДж, мощность – от 100 до 1000 ТВт. Лазерные драйверы исключительно хорошо удовлетворяют задаче концентрации очень большой энергии, фокусируемой на небольших мишенях, в коротких импульсах. К сожалению, создание лазерных драйверов, способных генерировать заданные импульсы энергии, требует чрезвычайно больших затрат. Из соображений стоимости лазерной энергии при ее аппроксимации до уровня энергии драйвера 1 –

10 МДж (как это проектируется в ИТС для мишеней с большими коэффициентами усиления) реакторные приложения лазерных драйверов могут быть вообще исключены из рассмотрения в том виде, в котором они известны сейчас. Лазеры по своей сути являются устройствами с высокой мощностью, но низкой энергией. Причина кроется в низком КПД большинства схем накачки, используемых для преобразования электрической энергии в световую. По-видимому, самые перспективные лазерные драйверы могут иметь КПД 1 – 5%.

Основная причина низкой эффективности лазерных драйверов связана в основном с лазерными усилителями, а не с импульсными электрическими системами их накачки. Действительно, эффективность импульсных силовых систем, используемых для возбуждения лазерных усилителей, достаточно высока – обычно она составляет 80 – 90%. Такая высокая эффективность импульсных источников электроэнергии должна стимулировать поиск отличного от лазера драйвера для ИТС. Следует рассмотреть драйверы такого типа, в которых можно избежать промежуточного (неэффективного) этапа преобразования электроэнергии импульсного силового источника в свет, который фокусируется на термоядерную мишень.

Передачу энергии импульсных силовых источников непосредственно термоядерной мишени можно осуществить с помощью пучков заряженных частиц. Ускоряя электроны или ионы в электрическом поле, можно эффективно преобразовать энергию импульсного силового источника в энергию заряженных частиц. Эти пучки заряженных частиц можно затем фокусировать на термоядерную мишень [1 – 24].

Импульсные ускорители на протяжении многих лет использовались в качестве интенсивных рентгеновских источников. В таких ускорителях для накопления энергии используются высоковольтные конденсаторы. В процессе разряда конденсаторов через переключатели на изолированную формирующую линию генерируется короткий электромагнитный импульс, который через передающую линию поступает на диод, где между плотной плазмой, формируемой на металлической поверхности катода, и анодом образуется интенсивный электронный пучок. Если анод сделать из тонкой фольги, то при бомбардировке релятивистскими электронами металлической поверхности анодной фольги генерируется мощное коротковолновое тормозное излучение. Такие импульсные мощные электронные ускорители разрабатывались в качестве источников интенсивного рентгеновского излучения во многих лабораториях: лаборатории Сандиа, Международной физической лаборатории Максвелла, научно-исследовательской лаборатории Гарри Даймонда, Военно-морской научно-исследовательской и военно-воздушной лабораториях.

В последние годы в лаборатории Сандиа (Альбукерке) в качестве драйверов для ИТС разрабатывались импульсные диодные ускорители. В частности, на установках Proto-I и Proto-II на термоядерных мишенях фокусировались интенсивные электронные пучки. Несколько раньше, специально в качестве драйверов для ИТС были разработаны диодные ускорители PBFA-I и PBFA-II (Particle Beam Fusion Accelerator).

В Военно-морской лаборатории были впервые получены интенсивные пучки ионов, которые фокусировались в плазменные каналы и при высокой плотности потока передавались на расстояние больше 1 м. Такой результат является фундаментальным при использовании пучков

легких ионов для нагрева мишеней с высоким усилением энергии. Важные исследования, связанные с получением ионных пучков, проводились в течение многих лет в Корнельском университете.

В лаборатории Сандиа импульсные мощные диодные электронные ускорители были также модифицированы для ускорения легких ионов (от водорода до углерода). Как было отмечено в гл. 5, использование в качестве драйверов для ИТС пучков легких ионов имеет несколько важных преимуществ по сравнению с электронными пучками. Например, для ионных пучков передача энергии в мишень гораздо эффективнее, чем для лазеров или электронных пучков. Ионные пучки также легче транспортировать от удаленного диода к мишени. Переход от электронов к легким ионам требует очень незначительных изменений в установке, изначально предназначенной для ускорения электронов¹.

Заинтересованность в драйверах на ионных пучках охватывает и ускорители тяжелых ионов, созданные на основе технологии, разработанной для исследований в области физики высоких энергий. Сгустки тяжелых ионов (от ксенона до урана) могут быть ускорены в ВЧ-резонаторах, работающих в импульсном режиме, до энергий 1–10 ГэВ и аккумулярованы в накопительных кольцах заряженных частиц. По мере того как достигается достаточная плотность аккумулярованных частиц, пучок может быть быстро выведен из накопительных колец и сфокусирован магнитным полем на термоядерную мишень. В установках такого рода может быть реализована очень высокая эффективность преобразования электроэнергии в энергию пучка частиц. Кроме того, в гл. 5 отмечалось, что пучки тяжелых ионов очень эффективно взаимодействуют с мишенью. Высокая частота повторения импульсов, легко реализуемая на ускорителях тяжелых ионов, является еще одним дополнительным преимуществом этих ускорителей.

Ниже рассмотрены два совершенно разных подхода к ускорению пучков частиц. Вначале будут обсуждены импульсные мощные ускорители, так как их технология не только высоко развита, но и активно применяется в исследованиях по ИТС на таких установках, как PBFA в лаборатории Сандиа. Несмотря на то, что подход, связанный с использованием ускорителей тяжелых ионов, находится пока еще в начальной стадии своего развития — по крайней мере то, что касается его приложения к исследованиям в ИТС, он базируется на хорошо развитой ускорительной технике, применяемой в физике высоких энергий. Кроме того, повышенный интерес к приложению драйверов на тяжелых ионах в ИТС стимулирован эффективным взаимодействием пучок–мишень и высокой скоростью повторения импульсов излучения.

Итак, несмотря на то что современные оценки энергии и мощности, необходимых для использования драйверов в ИТС, заставляют сделать акцент на развитии мощных лазеров, ускорители тяжелых ионов могут достичь требуемых значений энергии и мощности даже при относительно умеренном развитии существующей технологии. Возможность генерации пучков требуемой энергии и мощности при существующем уровне технологии в ускорителях заряженных частиц как в импульсных диодах,

¹ Такое безапелляционное утверждение относится главным образом к зданию и конденсаторному накопителю. Ускоряющие, формирующие, фокусирующие системы и мишенная камера должны быть практически заменены. — *Прим. науч. ред.*

так и в установках ВЧ-ускоритель – накопительное кольцо привлекла в последнее время серьезное внимание к использованию пучков частиц в драйверах для ИТС.

8.1. ИМПУЛЬСНЫЕ МОЩНЫЕ ДИОДНЫЕ УСКОРИТЕЛИ

8.1.1. Основные принципы. Импульсные мощные диодные ускорители не являются ускорителями заряженных частиц в обычном смысле, известном из физики высоких энергий. Они скорее могут быть отнесены к электромагнитным импульсным концентраторам энергии. В основном цикл работы таких систем основан на разряде электроэнергии, запасенной в ёмкостных накопительных устройствах, известных под названием генераторов Маркса, в линию, формирующую короткий мощный импульс, подаваемый затем на диод через передающую линию. Электромагнитная волна большой интенсивности, распространяясь внутри передающей линии, приходит на два ускоряющих электрода, расположенных друг против друга. Один из электродов – катод заряжается в импульсе отрицательно относительно другого электрода – анода. Когда между электродами прикладывается напряжение порядка 10^6 В, в образуемом в междуэлектродном промежутке электрическом поле становится возможным вырывание электронов из материала катода в вакуум. Электроны, вырванные из катода, рассеивают как в катоде, так и в аноде энергию, достаточную для испарения их поверхностных слоев и образования плазмы. Плазма катода становится источником электронов, а плазма анода становится источником положительного заряда, нейтрализующего электростатическое поле пучка.

На рис. 8.1 показана блок-схема импульсного диодного ускорителя, который состоит из нескольких узлов. Узел ёмкостного накопления энергии представляет собой обычно генератор Маркса, который функционирует не только как накопитель энергии, но и как усилитель напряжения. Для снятия очень высокого напряжения в генераторе Маркса конденсаторы, заряжаемые в параллельной схеме включения, разряжаются затем последовательно. Так как время нарастания импульса в генераторе Маркса слишком велико для драйверов в ИТС, необходимо в дальнейшем сжать импульс во времени.

Импульсная формирующая схема предназначена для создания короткого, быстрого импульса энергии, приблизительно сохраняющего амплитуду начального выходного напряжения. Это может быть простая импульсная линия или более сложное передающее устройство, такое как схема Блюмлейна. Импульс энергии распространяется к диоду в виде интенсив-

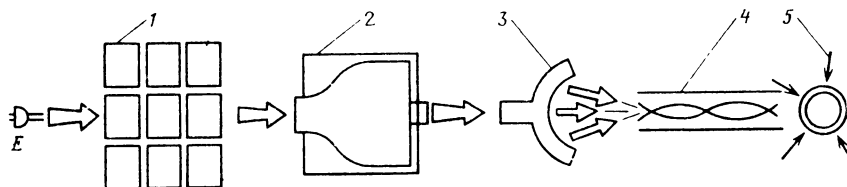


Рис. 8.1. Блок-схема импульсного мощного диодного ускорителя:

1 – генератор Маркса и конденсаторная батарея (характерное время заряда $t = 90$ с); 2 – импульсная формирующая линия (характерная длительность импульса $t = 25 \div 100$ нс); 3 – формирование пучка частиц в диоде; 4 – транспортировка пучка; 5 – мишень (время сгорания мишени $t < 1$ нс)

ной электромагнитной волны по передающей линии. Большое значение имеет при этом высоковольтная изоляция передающей линии, так как она определяет максимально возможную амплитуду напряжения импульса.

Диод состоит из катода и анодной фольги, разделенных небольшим промежутком. Когда на катод поступает высоковольтный импульс, с его острого края начинается интенсивная эмиссия. Этот процесс приводит к образованию плазмы на поверхности катода и образованию интенсивного потока электронов,двигающегося в направлении к аноду. При высоких энергиях электроны могут легко проникать через тонкую анодную фольгу. В результате этого может формироваться пучок релятивистских электронов с токами порядка нескольких мегаампер. Для подавления электронного тока и генерации ионного поляриность диода можно изменить.

Чтобы проиллюстрировать работу импульсного диодного ускорителя, следует рассмотреть ускоритель заряженных частиц PBFA-I, разработанный в лаборатории Сандиа для приложений в области ИТС [25]. Эта установка относится к ускорителям, на которых можно получать как релятивистские электронные пучки ($E \approx 1 \div 10$ МэВ), так и пучки легких ионов (от водорода H до углерода C с энергиями, равными нескольким мегаэлектрон-вольтам). Ускоритель PBFA-I по своему устройству является модульным. Он состоит из 36 параллельно соединенных энергетических модулей, каждый из которых представляет собой последовательность накопительных устройств, разделенных синхронизированными переключателями (рис. 8.2). Основными устройствами накопления энергии в импульсных ускорителях такого типа являются генераторы Маркса. Они состоят из системы конденсаторов, которые, заряжаясь при параллельном соединении до нескольких сот киловольт, разряжаются затем последовательно, давая напряжение 3,2 МВ. Переключение осуществляется с помощью управляемых газовых переключателей. В PBFA-I импульс энергии, снимаемый с генераторов Маркса в одном модуле, имеет длительность 650 нс при пиковой мощности $2 \cdot 10^{11}$ Вт.

Время перекачки энергии с выходов генераторов Маркса очень велико, а мощность ничтожно мала для приложений в ИТС. Следовательно, электромагнитный импульс, снимаемый с генераторов Маркса, должен быть укорочен в импульсной формирующей линии (ИФЛ). Однако его длительность также очень велика и для прямого заряда формирующей линии. Поэтому генератор Маркса используют для зарядки промежуточного конденсатора, в котором диэлектриком является вода. Энергия конденсатора передается затем в ИФЛ за время 250 нс с помощью простого газового разрядника в каждом из 36 модулей. Эти разрядники обеспечивают временную синхронизацию всех модулей с характерным среднеквадратичным временным разбросом 1,6 нс. Каждый модуль имеет две параллельные ИФЛ. Эти линии коммутируются в один волновод с помощью многоканальных водяных диэлектрических самопробивающихся разрядников. Выходной импульс имеет длительность 40 нс. Этот импульс энергии проходит через границу раздела вода-вакуум и в конце поступает на передающую линию с магнитной самоизоляцией.

Интересно отметить различие в диэлектриках, используемых на каждой стадии формирования и сжатия импульса. Генераторы Маркса погружены в трансформаторное масло. Промежуточные накопительные конденсаторы, управляемые газовые разрядники, импульсные формирующие линии, выходные переключатели и импульсные согласователи находятся

в воде. Импульс энергии выходит через пластмассовые изоляторы в вакуум на расстоянии около 6 м от мишени. Энергия передается по каналам в протяженных передающих линиях с магнитной самоизоляцией к диодам. В диодах электромагнитная энергия преобразуется в энергию импульсного пучка частиц. Пучки частиц фокусируются затем на мишень, расположенную на расстоянии от 20 до 50 см от диодов. Каждая из этих компонент системы импульсного усиления мощности и обостряющих устройств будет рассмотрена более подробно.

8.1.2. Основные узлы импульсного мощного ускорителя. Емкостное накопление энергии. Основными элементами накопления энергии в импульсных мощных ускорителях являются конденсаторы. В простейшем случае конденсатор можно представить в виде двух параллельных пластин, разделенных слоем изолятора. Если предположить, что пластины заряжены до одинаковой по величине и противоположной по знаку плотности заряда $\pm \sigma$, Кл/см², и пространственно бесконечны, а между ними — вакуум, то электрическое поле между пластинами описывается выражением $E = \sigma/\epsilon_0$, где ϵ_0 — диэлектрическая постоянная в вакууме. Можно показать, что соответствующая разность потенциалов между обкладками равна

$$V = Ed = \sigma d/\epsilon_0 = dQ/\epsilon_0 A = Q/C,$$

где d — расстояние между пластинами; A — площадь пластин, Q — заряд каждой из пластин. Очевидно, что емкость конденсатора $C = \epsilon_0 A/d$. Энергия электрического поля, запасенная между пластинами конденсатора, E описывается выражением

$$E = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} = \frac{1}{2} CV^2.$$

Если между пластинами находится диэлектрик, то выражение для емкости приобретает следующий вид:

$$C = \frac{\epsilon_0 A}{d} (1 + \chi) = \frac{k \epsilon_0 A}{d}.$$

Здесь χ — электрическая восприимчивость диэлектрика; k — диэлектрическая проницаемость. Свойства двух наиболее часто употребляемых диэлектриков — масла и воды приведены в табл. 8.1. Следует отметить, что в микросекундном масштабе времен, характерном для импульсных мощных ускорительных систем, вода является прекрасным изолятором (с диэлектрической проницаемостью, примерно в 30 раз большей, чем у масла).

Генератор Маркса состоит из батареи конденсаторов, которые могут заряжаться при параллельном соединении до низких напряжений (100 кВ) и разряжаться последовательно для того, чтобы снять высокое напряжение (от 1 до 10 МВ). Следовательно, конденсаторы, входящие в генератор Маркса, будут подвержены воздействию высоких напряжений только в течение короткой разрядной фазы. Таким образом, можно достичь очень высокой плотности запасенной энергии. Схема генератора Маркса показана на рис. 8.2.

Промежуточные накопительные конденсаторы (см. рис. 8.2) обычно делаются коаксиальными, а не плоскими. В них часто диэлектриком является вода, за счет этого величина запасенной энергии возрастает по срав-

Таблица 8.1. Диэлектрические свойства масла и воды

Свойства	Масло	Вода
Диэлектрическая проницаемость	2,3	80
Импеданс коаксиальной линии $\ln r_2/r_1$	40	6,7
Допустимая напряженность поля (положительный электрод), кВ/см	200 – 300	100 – 150
Плотность энергии, Дж/м	4 – 9	35 – 80
Плотность тока, кА/м	80 – 120	240 – 360
Поляризуемость	Непостоянна 1,5 : 1	2 : 1

Примечание. Пробой диэлектрика характеризуется самовосстановлением среды, временной зависимостью ($t^{-1/3}$), возникновением вблизи электродов, зависимостью от поверхности электродов и от их площади.

нению с конденсаторами таких же размеров, но с маслом в качестве диэлектрика.

Переключатели. После того как генераторы Маркса или промежуточные накопительные конденсаторы заряжены для того, чтобы получить короткие импульсы, энергия должна быть очень быстро переключена. Поэтому переключатели являются очень важными элементами в схеме импульсного мощного ускорителя. Обычно переключателями служат разрядники, сконструированные так, чтобы разряд между электродами начинался при запуске одного из управляемых разрядников. Например, для инициирования разряда может использоваться короткий импульс высокого напряжения. В этом случае напряжение на разряднике меньше, чем напряжение пробоя, до того момента, когда прикладывается внешний импульс перенапряжения. Разрядные промежутки между электродами заполняются различными диэлектриками. В так называемых газовых разрядниках обычно используются газы, такие как воздух или SF₆ под высоким давлением.

Разрядники играют очень важную роль и при формировании импульса тока. В тех случаях, когда требуются очень короткие импульсы, время коммутации определяет минимальное время нарастания импульса. Время нарастания определяется индуктивностью разрядника, которая ограничивает скорость изменения тока. Можно уменьшить индуктивность, увеличивая число каналов пробоя в разряднике.

Самозапускающиеся разрядники коммутируются в тот момент, когда падение напряжения между электродами превышает пробойное напряжение. Эти разрядники наиболее удобны для коммутации на нагрузку формирующей линии с импульсной зарядкой. Самопробой обычно используется в водяных и масляных разрядниках. Эти переключатели гораздо меньше по размеру, чем газовые, что может быть очень важным на стадии сжатия импульса в формирующей импульсной линии.

Импульсные формирующие линии (ИФЛ) являются еще одним устройством для накопления энергии, которое предназначено для укорочения импульса и повышения мощности [26 – 29]. В простой коаксиальной передающей линии выходное напряжение составляет половину входного напряжения, но выходной ток равен току переключения. Обратная ситуация возникает в волноводной линии с переменным импедансом — линии Блюмлейна. На практике простая коаксиальная ИФЛ характерна

для систем с низким импедансом и водяным диэлектриком, а линия Блюмлейна — для систем с большим импедансом.

Длина импульсной формирующей линии определяется требуемой длительностью электрического импульса, которая равна частному от деления удвоенной длины l линии на скорость распространения электрического сигнала в диэлектрике v_s .

На рис. 8.2 показана стадия формирования импульса в отдельном модуле ускорителя PBFA-I, которая осуществляется синхронизированным каскадным генератором Маркса¹, промежуточным накопительным конденсатором, формирующей импульсной линией и, в конечном счете, передающей линией.

Передающие линии с магнитной самоизоляцией. Последовательность устройств, передающих импульсные потоки мощности через масляные и водяные диэлектрики и границу раздела с вакуумом перед диодом, составляет электрическую цепь, передающую поток мощности. Для каждой части этой цепи характерно определенное пробойное напряжение диэлектрика, которое определяется свойствами среды, длительностью импульса и др. Наиболее слабым звеном в этой цепи является граница раздела между передающей линией и диодом. Для предотвращения пробоя при очень больших уровнях мощности, необходимых для приложений ИТС, вместе с обычными диэлектриками (маслом или водой) потребуются многие квадратные метры площади твердотельного изолятора. Простые геометрические расчеты показывают, что граница раздела с вакуумом должна быть удалена на много метров от мишени, следовательно, на такое же расстояние необходимо передавать энергию. Эту проблему можно решить с помощью передающих линий с магнитной самоизоляцией [30 — 33].

Если к вакуумной диэлектрической передающей линии приложено напряжение и напряженность электрического поля меньше 25 МВ/м, то в ней течет только ток смещения. Эта линия ведет себя как классическая передающая линия. Увеличим напряжение, при этом напряженность поля станет больше 25 МВ/м, в этом случае через вакуумный разрядник потечет ток проводимости. Если источник напряжения имеет достаточно низкое полное сопротивление, тогда ток и его потери будут возрастать до тех пор, пока не достигнут критического значения, при котором электроны начинают отклоняться в собственном магнитном поле тока и не достигают поверхности анода (рис. 8.3). Как только начальный ток утечки стабилизируется, передача потока мощности в передающей линии с магнитной самоизоляцией становится очень эффективной (около 100%).

В PBFA-I процесс передачи мощности при напряженности электрического поля 2 МВ/см и плотности мощности 16 ГВт/см², который потребовал бы использования изолятора с площадью поверхности 4000 см², может быть осуществлен с помощью передающей линии с магнитной самоизоляцией размером 50 см². После того как фронт энергетических потерь распространится по всей линии (со скоростью, равной половине скорости света), эффективность передачи мощности становится равной 100%. Такой метод передачи мощности позволит поднять мощность энергетических систем до уровня, необходимого для практических приложений драйверов.

¹ В отечественной литературе данный генератор называется генератором Аркадьева-Маркса, а чаще — ГИН (генератор импульсных напряжений). — *Прим. науч. ред.*

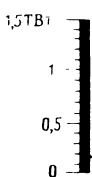
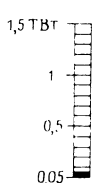
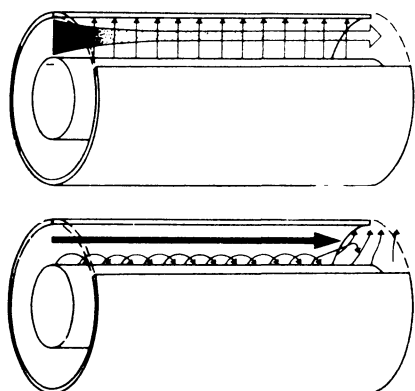


Рис. 8.3. Передающая линия с самоизоляция магнитным полем

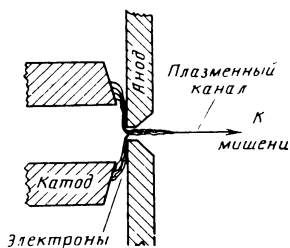


Рис. 8.4. Диод с электронной эмиссией

Диоды. В диоде энергия электромагнитного импульса трансформируется в энергию пучка заряженных частиц [15 – 17, 34 – 40]. Простейшим примером является диод с электронной эмиссией (рис. 8.4). Когда к разрядному промежутку анод–катод прикладывается высоковольтный импульс, начинается процесс пробоя. Микроскопические неоднородности и дефекты, обычно покрывающие поверхность катода, взрываются и образуют плотную плазму. Из-за того что электрическое поле усиливает процесс вырывания этих микрочастиц, плотность тока эмиссии достигает 10^9 А/см². Этот процесс приводит к стремительному резистивному нагреву и испарению неоднородностей. Образовавшиеся пары легко ионизируются, нагреваются и расширяются взрывным образом к аноду со скоростью около $(2 - 3) \cdot 10^6$ см/с.

Если плотность тока, текущего из области катода, где происходит процесс усиления, достаточно велика, тогда материал анода может испаряться и двигаться в направлении катода. Плазменные сгустки около катода и анода действуют как виртуальные электроды, уменьшая размеры эффективной области ускорения электронов и полное сопротивление диода. Катодная эмиссия идет из плотной расширяющейся плазмы.

При низких токах электроны пролетают через разрядный промежуток и достигают анода под малыми углами падения. По мере увеличения тока углы пересечения траекторий частиц с анодом возрастают из-за собственного магнитного поля пучка. Критический ток плазменного шнура-пинча (в амперах) определяется следующим образом:

$$I_c = 8,5 \cdot 10^3 \gamma \beta R/d,$$

где $\gamma = E/mc^2 + 1$; R – радиус катода; d – ширина разрядного промежутка; $\beta = (1 - \gamma^2)^{1/2}$.

В ранних экспериментах по синтезу на электронных пучках мишень устанавливалась прямо на аноде, т. е. она попадала в поток релятивистских электронов, летящих от катода. Значительная часть исследований посвящалась разработке конструкции электронных диодов, позволяющей наиболее эффективно преобразовывать энергию электромагнитного импульса в энергию релятивистских электронов. Передача энергии может быть осуществлена с эффективностью, приближающейся к 100%.

Импульсные диодные ускорители такого рода могут быть легко приспособлены для получения коротковолнового рентгеновского излучения. Эти установки относительно недороги, полная эффективность преобразования электроэнергии в энергию электронов высока, и в них могут быть достигнуты требуемые уровни мощности. Однако, если говорить о приложениях для термоядерного синтеза, здесь остается много проблем. Электронный ток, который может быть сфокусирован на мишень, ограничен магнитным полем и действием объемного заряда, образующегося около мишени. Взаимодействие электронного пучка с мишенью также поднимает серьезные проблемы. Классическая длина поглощения энергии для релятивистских электронов достаточно высока. Кроме того, процесс поглощения энергии этих электронов сопровождается генерацией тормозного излучения, которое может проникать в мишень, преждевременно подогревая топливо. Эти проблемы, связанные с процессами распространения пучка и поглощением энергии, вызывают сомнения относительно применимости драйверов на электронных пучках в ИТС.

Указанные проблемы были несколько смягчены возможностью ускорять в импульсных ускорителях легкие ионы, а не электроны. Это возможно, если использовать ионные диоды и режим работы ускорителя с обратной полярностью. Обе модификации могут быть осуществлены относительно просто, поэтому импульсные энергетические установки можно использовать для ускорения электронов, для получения рентгеновского излучения и ускорения ионов для облучения термоядерных мишеней.

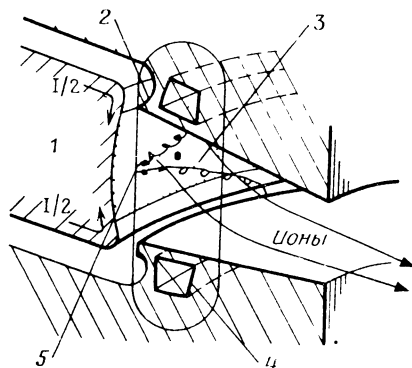
Импульсные мощные диодные ускорители можно использовать для получения ионных пучков. Действительно, даже в тех случаях, когда установка функционирует в режиме ускорения электронного пучка, во многих экспериментах вместе с электронами обнаруживаются ионы с высокой энергией. Это происходит потому, что при большой плотности электронного тока (больше, чем несколько килоампер на 1 см^2) материал анода и примеси на поверхности анода очень сильно нагреваются, и, до того как закончится импульс, около анода образуется плазменный слой. Электрическое поле диода вытягивает положительно заряженные частицы из этой анодной плазмы и ускоряет их в направлении катода, формируя таким образом мощный ионный пучок.

Итак, чтобы получить ионные пучки для использования их в качестве драйверов в системах синтеза, необходимо изменить полярность диода. Затем должен быть подавлен электронный ток, так как в обычном режиме работы диода из-за того, что масса электрона много меньше массы ионов, электронный ток значительно больше ионного. Например, если ионами являются протоны, тогда ток протонов (и, следовательно, мощность протонного пучка) будет составлять только 2% тока электронного пучка.

В одной из схем для подавления тока электронов от катода используется внешнее магнитное поле, создаваемое в промежутке катод-анод, которое препятствует распространению электронов через промежуток. Такая схема изображена схематически на рис. 8.5. Ионы вводятся в окрестности анода из плазменного слоя или из внешнего инжектора и ускоряются в направлении отрицательного электронного облака, а электроны летят по орбите, определяемой направлением линий магнитного поля. Из-за большой массы ионов магнитное поле не влияет на ионный ток. Если тщательно подобрать форму ионного источника, ионы можно баллистичес-

Рис. 8.5. Схема ионного диода

1 — анод; 2 — катод; 3 — область испускания ионов; 4 — B -полевые катушки; 5 — дрейфующие электроны, образующие виртуальный катод на линии потока



ки сфокусировать через анод на мишень или в плазменный передающий канал. В некоторых вариациях этой схемы магнитное поле может генерироваться токами непосредственно в диоде.

Исследование ионных диодов в настоящее время сосредоточено на улучшении параметра, характеризующего плотность мощности пучка, так называемой яркости пучка JV/θ^2 , где J — плотность тока ионного источника; V — ускоряющее напряжение; θ — расходимость пучка. Как видно, для улучшения этого фактора желательно увеличивать напряжение. Это позволит увеличить промежуток анод—катод и сохранить большое значение J . Если J сохраняется постоянной, а V увеличивается, тогда пучок будет в меньшей степени подвержен дефокусирующим эффектам, связанным со структурой диода. С учетом этих причин яркость зависит от V как $V^{2,5}$. Желательно также, если напряжения высоки (не 1 — 2 МВ, а 4 — 10 МВ), ускорять более тяжелые ионы, такие как гелий или углерод, поскольку они в меньшей степени подвержены влиянию магнитных полей в диоде. В результате этого улучшается фокусируемость пучка. Кроме того, с увеличением Z ионов при больших напряжениях на диоде (т. е. больших кинетических энергиях ионов) уменьшается разброс пробега ионов в абляторе мишени (см. гл. 5).

Распространение пучка частиц. Одним из основных вопросов, возникающих при рассмотрении импульсных мощных ускорителей (электронов и ионов) в качестве драйверов для ИТС, является распространение пучка частиц от удаленных диодов к мишени [19, 41 — 47]. Процесс фокусировки определяется, с одной стороны импульсом частицы, направленным на мишень, а с другой — кулоновским отталкиванием, т. е. действием сил пространственного заряда, возникающим при сближении частиц около мишени. Эти конкурирующие факторы ограничивают размеры фокального пятна и расстояние, на которое может передаваться пучок.

При распространении электронного пучка в вакууме воздействие объемного заряда быстро вызывает расширение пучка и дефокусировку. Однако, если пучок распространяется в газе с низким давлением (воздухе), пространственный заряд нейтрализуется рождающимися ионами, что облегчает процесс распространения пучка. При распространении электронного пучка генерируется сильное магнитное поле, которое может стягивать пучок, уменьшая его радиус. При слишком больших токах пучка могут развиваться неустойчивости, приводящие к прекращению процесса распространения. Если пропускать пучок по плазменному

каналу, наличие обратного тока позволит превысить этот критический предел (хотя суммарный ток все равно имеет конечное значение).

Даже при использовании таких плазменных каналов, из-за влияния объемного заряда, по-видимому, не удастся добиться передачи электронного пучка на расстояния, необходимые для термоядерных приложений, и фокусировки до требуемых интенсивностей. Ситуация выглядит более благоприятной для легких ионов. Здесь масса и, следовательно, импульс частиц больше, поэтому их можно баллистически транспортировать на расстояния до 50 см при токе порядка нескольких мегаампер. Но этого все еще недостаточно для термоядерных приложений, так как диод, удаленный только на 50 см от мишени, будет разрушаться в каждой вспышке. Возможным решением этой проблемы является использование очень большого числа ионных пучков, так чтобы ток в каждом пучке был мал и эффекты, связанные с пространственным зарядом, проявлялись не так сильно. Такие схемы рассматривались, но они несовместимы с подходом к ускорению частиц, основанным на мощных импульсных токах. Эти схемы пригодны скорее для использования в целях ИТС ускорителей частиц высоких энергий, которые рассмотрены ниже.

Наиболее перспективным методом концентрации энергии мощных импульсных ионных пучков является транспортировка пучка в предварительно сформированном, ионизованном плазменном канале (рис. 8.6). В этой схеме плазменный канал формируется в области ионизации газа, создаваемой взрывающейся проволокой или лазерным лучом. Через эту область затем разряжается конденсатор, образуя горячий плазменный канал с током около 50 кА, который создает вокруг канала магнитное поле. Нагретый в разряде газ выталкивается из канала, образуя по внешнему его радиусу плотный слой фронта ударной волны. С одного конца канала инжектируются ионы (или электроны), которые распространяются к мишени, находящейся на другом ее конце. При этом траектория частиц в поперечном направлении ограничена магнитным полем. Относительно высокая плотность канала по сравнению с плотностью пучка нейтрализует пространственный заряд пучка, в то время как ток в канале нейтрализует ток пучка. Эти эффекты устраняют проблемы,

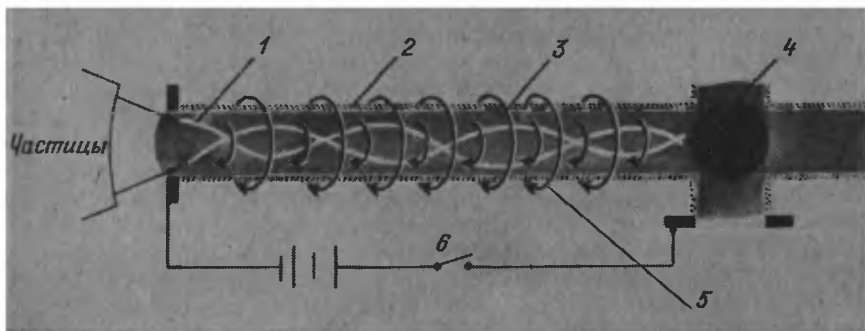


Рис. 8.6. Схема распространения ионного пучка в ионизованном плазменном канале (Лаборатория Сандиа):

1 — характерные орбиты частиц пучка, распространяющегося в канале; 2 — газ высокой плотности; 3 — разреженная плазма; 4 — мишень; 5 — силовые линии магнитного поля; 6 — разрядное устройство

связанные с пространственным зарядом, которые существенны для транспортировки в вакууме.

Можно оценить поперечные орбиты ионов, если предположить, что пучок полностью нейтрализован и в пространстве и по току [19]. В этом случае бетатронная орбита отдельного иона рассчитывается следующим образом: если предположить, что ток в канале имеет однородный профиль, тогда индукция азимутального магнитного поля описывается выражением

$$B = \begin{cases} B_0 \frac{r}{r_c} & \text{при } r < r_c \\ B_0 \frac{r_c}{r} & \text{при } r > r_c, \end{cases}$$

где r_c – радиус канала. Уравнения движения иона, заключенного в такой канал, имеют вид:

$$\ddot{\mu} = -\omega_{ce} \dot{z} r / r_c; \quad \ddot{z} = \omega_{ce} \dot{r} / r_c,$$

где $\omega_{ce} = eB_0/m_i c$ – циклотронная частота иона.

В случае, если $\dot{r}/\dot{z} \ll 1$, при решении этих уравнений можно воспользоваться разложением в ряд. Тогда

$$z = \left(V_0 \cos \alpha_0 - \frac{\omega_{ce} \bar{r}^2}{4r_c} \cos 2\varphi \right) t + \frac{\bar{r}^2}{8r_c} \left(\frac{r_c \omega_{ce}}{V_0 \cos \alpha_0} \right)^{1/2} \times$$

$$\times [\sin 2\varphi (\omega_{\beta t} + \varphi) - \sin 2\varphi]; \quad r = \bar{r} \cos (\omega_{\beta t} + \varphi);$$

$$\omega_{\beta} = \Omega \left(1 - \frac{\omega_{ce} r^2}{16r_c V_0 \cos \alpha_0} + \frac{\text{tg}^2 \alpha_0}{4} \right);$$

$$\text{tg} \varphi = - \left(\frac{r_c V_0 \sin^2 \alpha_0}{\omega_{ce} r_0^2} \right)^{1/2} \text{tg} \alpha_0;$$

$$\bar{r} = \left(r_0^2 + \frac{r_c V_0 \sin^2 \alpha_0}{\omega_{ce} \cos \alpha_0} \right)^{1/2};$$

$$r(0) = r_0; \quad z(0) = z_0; \quad \dot{r}(0) = V_0 \sin \alpha_0 \quad \text{и} \quad \dot{z}(0) = V_0 \cos \alpha_0.$$

Здесь V_0 – скорость инжекции; α_0 – угол инжекции: $\Omega^2 = \omega_{ce} V_c / r_c$. Так как ионы должны удерживаться в канале, необходимо, чтобы выполнялись следующие соотношения между максимальным углом инжекции α_m и током, А:

$$I_0 \geq \left(1,57 \cdot 10^7 \frac{\mu \alpha_m^2 V_0}{c} \right) \left(1 - \frac{r_S^2}{r_c^2} \right)^{-1},$$

где μ – отношение массы иона к массе протона; r_S – радиус пучка при инжекции. Для пучка протонов с энергией 2 МэВ и $\alpha_m = 0,2$ рад, $r_S = 0,4$ см и $r_c = 0,6$ см находим, что $I_0 \geq 180$ кА.

Движение ионов по оси z имеет и направленную линейную и колебательную компоненты. Таким образом, ионы инжектируемые одновременно, будут достигать мишени в разное время. Разброс времен прилета

на мишень определяется выражением

$$(\Delta t_a)_S = \left(\frac{Z_t}{4V_0} \right) (a_m^2 + \omega_{ce} r_S^2 / V_0 r_c),$$

где Z_t — длина канала. Такой разброс может иметь очень важное значение для модуляции тока пучка во времени. Если напряжение на диоде нарастает так, что ионы в конце импульса имеют скорости, большую чем в начале, тогда последние ионы могут догнать первые на пути к мишени. Такое продольное сжатие пучка позволяет обострять импульс и, следовательно, увеличивать мощность в 3 — 5 раз. В этом случае действительная длительность импульса определяется параметрами импульса напряжения и разбросом времен прилета.

Существует еще много других процессов, влияющих на эффективность транспортировки пучка. Сюда входят пульсация пучка, неоднородности канала, электрические поля, которые замедляют пучок, и возможные неустойчивости, связанные с неполной зарядовой и токовой нейтрализацией. В табл. 8.2 приведены энергетические потери пучка в каналах различных ионизированных газов.

Таблица 8.2. Энергетические потери протонов в плазменном канале длиной 4 м, плотностью $(10/760) \cdot 10^5$ Па (соответствует давлению предварительного наполнения камеры $6,5 \cdot 10^3$ Па) при различных энергиях протонов

Газ	$E=2$ МэВ	$E=4$ МэВ	$E=10$ МэВ	Газ	$E=2$ МэВ	$E=4$ МэВ	$E=10$ МэВ
He	0,16	0,09	0,04	Ne	0,55	0,36	0,18
Li	0,24	0,14	0,07	Ar	0,90	0,55	0,28
N ₂	0,90	0,55	0,26	Xe	1,8	1,20	0,65

8.1.3. Краткий обзор импульсных ускорителей. В то время как импульсные диодные мощные ускорители использовались в качестве источников интенсивного рентгеновского излучения уже с середины 60-х годов, их приложение к ИТС стало рассматриваться совсем недавно. В табл. 8.3 приведена сводка рабочих параметров наиболее крупных установок, используемых в прошлом и настоящем, и проектируемых. Многие из этих установок имеют двойное назначение: могут использоваться как генераторы рентгеновского излучения и испытательные стенды для

Таблица 8.3. Параметры импульсных диодных ускорителей

Ускоритель	Лаборатория	P , ТВт	E , кДж	V , МВ	I , МА	T , нс
Proto-I	SNL	1,1	22	2,0	0,55	24
Proto-II	SNL	8	100	1,6	5	22
PBFA-I	SNL	30	1000	2,0	15	42
PBFA-II	SNL	100	4000	4,0	25	35
Hydra	SNL	0,4	35	1,0	0,4	80
Blackjack	Максвелла					
Aurora	Гарри	10	1000	2,0	5,0	100
	Даймонда	20	2500	15,0	1,6	125
Gamble	NRL	2,5	150	2,0	1,2	60
Pithon	PIC	5	500	2,0	2,5	100

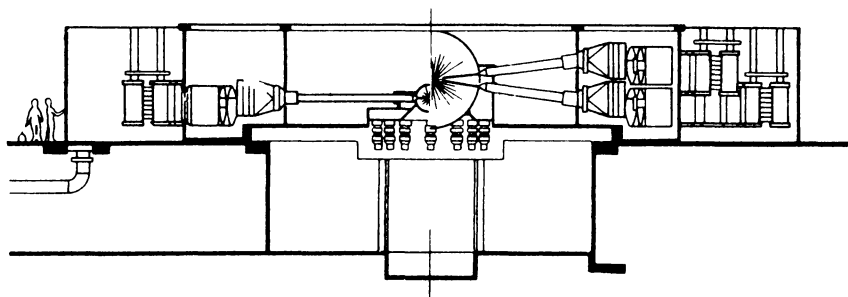


Рис. 8.7. Сравнительная схема ускорителей PBFA-I и PBFA-II

экспериментов, связанных с ИТС. Основные программные исследования по импульсным мощным ускорителям проводятся в лаборатории Сандиа (Альбукерк, США), где эксперименты по сжатию и нагреву термоядерных мишеней проводились и с пучками электронов, и с пучками легких ионов. Такие эксперименты осуществлялись на электронном пучке ускорителя Proto-I в так называемой диодной конфигурации со сферическими мишенями. Цилиндрические и конические мишени облучались пучком легких ионов ускорителя Proto-II. Основные эксперименты со сферическими DT-мишенями и ионными пучками планируются на ускорителе PBFA-I. Предполагается, что из энергии 1000 кДж, снимаемой с диода, 250 кДж можно сфокусировать на мишени. Этого должно быть достаточно для проверки применимости пучков легких ионов для сжатия и нагрева термоядерных мишеней.

Ускоритель PBFA-II будет следующим этапом развития ускорителя PBFA-I (рис. 8.7). В этом устройстве будет использоваться еще один комплекс генераторов Маркса, промежуточных накопительных конденсаторов и передающих линий, так что общее число пучков дойдет до 72. После усовершенствования генераторов Маркса ожидается, что с диодов будет сниматься энергия 3,7 МДж, а ионная энергия 1 МДж будет фокусироваться на мишени. В этих экспериментах должен быть реализован режим брейквивена — равенства вложенной в мишень энергии и выделенной энергии синтеза. Эксперименты с другими импульсными мощными ускорителями в других лабораториях позволят исследовательским группам проверить идеи о конструкции ионных диодов и процессе транспортировки ионного пучка и осуществить, таким образом, вклад в программу по синтезу на пучках легких ионов.

Полезно кратко подытожить относительные преимущества и недостатки импульсных мощных ускорителей (преимущественно легких ионов) по сравнению с драйверами других типов с точки зрения их применимости для ИТС. Что касается положительной стороны вопроса, то следует отметить, что эффективность передачи энергии пучка легких ионов в мишень (хотя это не обязательно выполняется для электронов) предполагается гораздо большей по сравнению с лазерным излучением в инфракрасном диапазоне длин волн (например, Nd- и CO₂-лазеров). Очевидно, энергия легких ионов будет передаваться мишени в классическом столкновительном процессе, в то время как известно, что существенная часть поглощенной энергии длинноволнового лазерного излучения выделяется в виде надтепловых электронов.

Кроме того, импульсные мощные ускорители более эффективны, чем лазеры. В ускорителях эффективность преобразования электроэнергии "от розетки" в ионы может достигать 30–35%. Самое большее значение, которое может быть достигнуто в лазерах, — это 5–10%. Следовательно, для драйверов на пучках легких ионов величина минимального необходимого усиления мишени, определяемая экономическими требованиями, значительно понижается.

С импульсных мощных ускорителей можно снимать очень большую энергию. В системе PBFA-I энергия на диоде равна примерно 1 МДж, в то время как крупнейшая современная лазерная установка Shiva (Ливерморская национальная лаборатория) может выделять только около 20 кДж. Кроме того, импульсные мощные ускорители относительно более дешевы по сравнению с лазерными установками. На PBFA-I стоимость энергии — только 7 долл. за 1 Дж, в то время как стоимость лазерной энергии в несколько раз выше.

Импульсные мощные ускорители и лазеры имеют преимущество по сравнению с сильноточными ускорителями тяжелых ионов, заключающееся в том, что для них помимо исследований в области ИТС существуют и другие приложения.

Но у импульсных мощных ускорителей есть и недостатки. Несмотря на то что энергия в импульсных мощных ускорителях высока, они имеют низкую мощность и интенсивность излучения. Действительно, мощность 100 ТВт, проектируемая для больших ускорителей, таких как PBFA-I, довольно велика, но ее может быть недостаточно для приложений в области ИТС. Интенсивности излучения 50 тВт/см², проектируемой для PBFA-II, тоже может быть недостаточно. Все другие преимущества импульсных мощных ускорителей могут быть сведены на нет в том случае, если не удастся сконструировать мишени, которые при таких сравнительно низких интенсивностях будут обладать требуемыми характеристиками.

Длительность импульса излучения, характерного для импульсных мощных ускорителей, ограничена минимальным значением около 10 нс. Если для облучения термоядерных мишеней потребуются более короткие импульсы с большей мощностью, драйверы такого типа могут оказаться неприменимыми.

Разработка как импульсных мощных ускорителей, так и лазеров поставлена перед проблемой осуществления частотного рабочего режима. Для реакторных приложений установка должна иметь частоту повторения вспышек от 1 до 10 в 1 с, в то время как современные экспериментальные установки функционируют с частотой 1 — 10 вспышек в день.

8.2. ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ НА ПУЧКАХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Использование ускорителей частиц как драйверов для ИТС предполагает две совершенно различные формы. Выше в качестве драйверов для ИТС обсуждалось применение импульсных мощных диодных ускорителей, генерирующих пучки легких ионов в мега-электрон-вольтовом диапазоне энергий. К более поздним идеям относятся предложения использовать ускорители, разработанные для физики высоких энергий, для ускорения тяжелых ионов (например, от Хе до U) до нескольких гигаэлектрон-вольт и затем фокусировать такие пучки тяжелых ионов на термоядерные мишени [48 — 53]. Эти идеи основаны не только на том, что такие пучки частиц чрезвычайно эффективно взаимодействуют с мишенью, но в большей степени на том, что мощные токовые импуль-

сы, требуемые для приложений ИТС, можно получать на основе готовой технологии, разработанной для исследований в области физики высоких энергий. Возможности использования ускорителей тяжелых ионов в ИТС были теоретически исследованы, кроме того, в течение нескольких лет ежегодно организовывались рабочие совещания для обсуждения работ, посвященных разработке драйверов на тяжелых ионах [48 – 51].

Однако практические все исследования, посвященные применению пучков тяжелых ионов (ПТИ) в ИТС, до сих пор имеют чисто теоретический характер, за исключением очень ограниченных экспериментальных работ. Схема с использованием ускорителей тяжелых ионов требует очень больших капиталовложений (от 10^2 до 10^3 млн. долл.); кроме того, не представляется возможным исследовать такую схему в лабораторных экспериментах. Поэтому “вступительный взнос” в исследование этого подхода к ИТС очень высок, а ограниченное финансирование заключило программу по ПТИ в рамки теоретических оценок. Предполагается, что демонстрация осуществимости ИТС будет проведена с помощью больших лазерных систем или драйверов на пучках легких ионов (таких как PBFA-II). Серьезные программы, направленные на инженерные разработки с конечным промышленным приложением, могут быть сформулированы только тогда, когда в одном из этих подходов будут выявлены оптимальные конструкции мишеней с большим усилением энергии. Вполне возможно, что на этой стадии программа, связанная с применением ПТИ, предложит оптимальный промышленный драйвер для ИТС. Подобные рассуждения позволяют рассматривать в перспективе драйверы на ПТИ помимо лазеров и пучков легких ионов.

Ниже будут рассмотрены главные предполагаемые типы драйверов на ПТИ, включая основные компоненты и физические принципы, заложенные в основу функционирования этих ускорителей.

8.2.1. Типы драйверов на пучках тяжелых ионов. Тяжелые ионы могут быть ускорены с помощью [52] высокочастотного линейного ускорителя, индукционного линейного ускорителя и синхротрона. Пример высокочастотной линейной системы показан на рис. 8.8. Этот ускоритель существенно отличается от импульсных мощных диодных установок (см. § 8.1). Ионы, испускаемые ионным источником при низких энергиях и токах, ускоряются в нескольких каскадах системы и накапливаются в накопительных кольцах, где импульс может быть сжат по времени. Затем с помощью коммутирующих устройств ионы выводятся и направляются к мишени через магнитные фокусирующие элементы. По мере дрейфа ионов от накопительных колец к мишени происходит дальнейшее сжатие импульса.

Размеры ускорителей тяжелых ионов такого рода огромны – их характерная длина измеряется километрами. Драйверы на ПТИ подобно импульсным мощным ускорителям легких ионов или лазерным драйверам состоят из многих различных элементов. Например, в систему ИТС с пучками тяжелых ионов входят обычные ускорительные элементы, такие как ионные источники, инжекторы, линаки Видеро и Альвареца, умножительные накопительные и синхротронные кольца и т. д. Целью этого раздела является введение в круг концепций и терминов, используемых при обсуждении ускорителей подобного рода.

8.2.2. Компоненты ускорителей тяжелых ионов. Ионные источники. В отличие от электронных источников, которые могут быть основаны на обычных катодных или полевых катодных процессах, в большинстве

Тип установки	Схема всего ускорителя	Параметры каждого выходящего пучка
8 инжекторов Кокрофта—Уолтона		$U^+, 40 \text{ МА}, 500 \text{ кЭВ}$
82 МГц, линейные ускорители Видеро		$U^+, 20 \text{ МА}, 8 \text{ МЭВ}$
Установка для срыба электронов		$U^{+2}, 20 \text{ МА}, 6 \text{ МЭВ}$
44 МГц, линейные ускорители Видеро		$U^{+2}, 40 \text{ МА}, 13 \text{ МЭВ}$
28 МГц, то же		$U^{+2}, 80 \text{ МА}, 30 \text{ МЭВ}$
48 МГц, линейный ускоритель Альварса		$U^{+2}, 160 \text{ МА}, 120 \text{ МЭВ}$
96 МГц, то же		$U^{+2}, 160 \text{ МА}, 480 \text{ МЭВ}$
192 МГц, то же		$U^{+2}, 160 \text{ МА}, 20 \text{ ГЭВ}$
Накопительное кольцо, $r = 1 \text{ км}$		$U^{+2}, 1,6 \text{ А}, 20 \text{ ГЭВ}$
То же, $r = 100 \text{ м}$		$U^{+2}, 16 \text{ А}, 20 \text{ ГЭВ}$
8 накопительных ко- лец, $r = 100 \text{ м}$, степень сжатия пучка		$U^{+2}, 500 \text{ А}, 20 \text{ ГЭВ}$
8 систем сжатия пучка (компрессоров), сжатие ~ 5		$U^{+2}, 2500 \text{ А}, 20 \text{ ГЭВ},$ $10 \text{ МДж}, 200 \text{ ТВТ}$
Мишенная камера		Энергия синтеза

Рис 8.8. Схема ускорителя тяжелых ионов для ИТС, разработанного в Брукхейвенской национальной лаборатории. Влияние давления газа на распространение пучка тяжелых ионов.

1 – 6 – области различного распространения пучка ионов

высокоточных ионных источников для экстракции ионного пучка к газоразрядному промежутку или плазме прикладывается электрическое поле. Модернизированные ионные источники могут использовать технологию импульсных мощных диодов, аналогичную описанной в § 8.1. Типичные ионные источники функционируют при напряжениях экстракции порядка десятков киловольт. Скорость u ионов с энергией в несколько килоэлектрон-вольт слишком мала, а пространственное зарядовое отталкивание слишком велико для того, чтобы осуществить прямую инжекцию ионов в основной каскад усилителя. Поэтому обычно ионный источник помещают в высоковольтный выход, электростатическое напряжение на котором (в большинстве случаев около 750 кВ) поддерживается с помощью обычных каскадных генераторов Кокрофта—Уолтона.

Ускорители с "низким бета". Электростатическое ускорение частиц до энергий около 1 МэВ адекватно инжекции протонов в обычные высо-

кочастотные линейные ускорители даже при больших токах (порядка нескольких сот миллиампер). Однако тяжелые ионы с такой энергией двигаются так медленно, что в ускорительную цепь должен быть добавлен еще один элемент. Такие ускорители "с низким бета" (где "бета" относится к отношению скорости иона к скорости света) представляют собой новую разработку в ускорительной технике. Применить в данном случае осциллирующие электрические поля представляется затруднительным, так как из-за низкой скорости ионов потребуются очень низкие частоты колебаний. Если использовать резонаторы, то их размеры и потребляемая мощность, необходимая для поддержания таких больших токов, должны быть очень велики. В настоящее время интересным представляется использование ускорителя Видеро в низкочастотном режиме, требуемом при ускорении тяжелых ионов. Современные установки все еще функционируют при низких токах и частотах, слишком больших для приложений в ИТС. Для упрощения функционирования ускорительной цепи как пролетного устройства, применяются пролетные трубки, при этом сгусток ионов пролетает от ионного источника до мишени.

Основные ускорители. Энергии и токи, необходимые для синтеза на ПТИ, не позволяют использовать обычные ускорители тяжелых ионов, такие как циклотроны или синхроциклотроны. Вместо этого развитие концепции синтеза на ПТИ имеет тенденцию к применению высокочастотных линейных ускорителей, индукционных линейных ускорителей или ускорителей типа синхротрона. Наиболее подходящий для синтеза на пучках тяжелых ионов высокочастотный линейный ускоритель (лиinak) был разработан Альваресом. Он состоит из последовательности цилиндрических резонаторов с однородным аксиальным электрическим полем, имеющих резонансную частоту от 50 до 100 МГц. В каждом резонаторе для защиты ионов от воздействия замедляющей фазы электрического поля используется последовательность меньших цилиндров или так называемых пролетных (дрейфовых) трубок. В каждую пролетную трубку помещены фокусирующие магниты или электроды для обеспечения поперечного удержания пучка. Высокочастотная мощность, необходимая для поддержания ускоряющего поля и передачи энергии ионам, подводится к резонатором от усилителей. Линаки Альвареса подобного рода являются обычным звеном во всех ускорителях протонов больших энергий.

Вторым типом ускорителя, который потенциально может быть использован в приложениях ИТС, является индукционный линейный ускоритель, разработанный Кристофилом в конце 50-х годов. Механизм ускорения в установках такого рода аналогичен работе трансформатора. Ускоритель состоит из ферромагнитных колец с одной первичной обмоткой. Пучок сам по себе выполняет роль одновитковой вторичной обмотки. Индукционные линейные ускорители могут работать при больших токах. В них ионы ускоряются на однокаскадной пролетной базе, что позволяет устранить операции, связанные с усилением тока, которые используются во многих традиционных ускорителях. Поперечная фокусировка в таких ускорителях обеспечивается магнитами, расположенными между ускорительными модулями. В противоположность высокочастотным линакам, в которых интенсивность пучка ограничена скоростью, с которой энергия, запасенная в резонаторе, может быть восстановлена, индукционный линак работает лучше, когда длительности импульса малы, а токи высоки. Возможность удерживать большие токи

фокусирующими полями является доминирующим фактором в разработке индукционных линейных ускорителей.

Третьим типом ускорителя, представляющим интерес для приложений в области ИТС, является синхротрон с сильной фокусировкой. Подобные установки состоят из набора отклоняющих и квадрупольных магнитов, расположенных по почти круговой орбите. Ускоряющие резонаторы распределены близко друг к другу вдоль орбиты кольца. Ионы инжектируются внутрь кольца от линака или меньшего синхротрона при малой напряженности магнитных полей. Движение сгустков ионов происходит синхронно с прикладываемой высокой частотой, а энергию ионы получают в высокочастотных резонаторах. Частота постепенно увеличивается, чтобы соответствовать частоте вращения, определяемой увеличивающейся индукцией магнитного поля. При пиковых значениях индукции магнитного поля и кинетической энергии ионы могут быть выведены из кольца, что обычно осуществляется с помощью специальных импульсных магнитов. Хотя такой ускоритель прост и довольно экономичен с точки зрения получения больших энергий, значение максимальных токов в нем очень жестко ограничено. Из-за этого пучок должен извлекаться в виде множества маленьких сгустков (ста или более), что очень сильно усложняет процесс их доставки к термоядерной мишени. Кроме того, энергетическая эффективность синхротрона мала из-за мощности, потребляемой магнитами.

Накопительные кольца. Обычные ионные источники и ускорители с низким бета выдают токи около 25 мА. Было предложено использовать несколько таких устройств, вставленных попарно друг в друга как воронки, которые образуют древовидную систему высокочастотных линейных ускорителей с общим током на выходе около 500 мА. Но для приложений в ИТС потребуются токи в пучке порядка нескольких килоампер. Поэтому было предложено подавать пучки от ВЧ-линаков в одно или несколько накопительных колец. Эти кольца могут состоять из наборов отклоняющих и фокусирующих магнитов (подобно синхротрону с сильной фокусировкой), возможно построенных на основе сверхпроводящих магнитов. Пучки линаков могли бы инжектироваться в накопительное кольцо за большое число оборотов (например, порядка ста). Результирующий ток при этом можно увеличить до 50 А.

Линейный компрессор. Для того чтобы сжать ионный сгусток по длительности и увеличить ток пучка до уровня, необходимого для драйверов в ИТС, можно использовать индукционные ускорительные модули, в которых форма импульса напряжения такова, что первые приходящие ионы слегка замедляются, а последние сильно ускоряются. Затем ионы дрейфуют свободно, удерживаясь в поперечном направлении квадрупольными магнитами, до тех пор, пока более быстрые ионы не догонят медленные ионы (в результате чего происходит сжатие сгустка). Индукционные ускорительные модули могут быть расположены в накопительных кольцах или линиях транспортировки, следующих за устройствами экстракции пучка.

Линии транспортировки пучка. Пучки транспортируются между компонентами усилительной цепи с помощью последовательности фокусирующих магнитов (возможно сверхпроводящих квадрупольных магнитов). Такие линии транспортировки пучков являются стандартными элементами в обычных ускорителях. Однако они существенно повысят капитальные затраты на оборудование драйвера на пучках тяжелых ионов.

Конечная фокусировка. Система из двух или трех последних квадрупольных магнитов в линии транспортировки используется для фокусировки пучка на мишень. На эти последние фокусирующие магниты накладываются очень жесткие требования, так как они должны фокусировать пучок на пятно диаметром около нескольких миллиметров, расположенное на расстоянии от 5 до 10 м от конца линии транспортировки. Такое расстояние требует увеличения апертуры последних фокусирующих линз примерно до нескольких метров. При таких апертурах влияние эффектов, связанных с объемным зарядом, незначительно, и это будет иметь место вплоть до очень малых расстояний от мишени. Конструкция оконечных систем фокусирующих линз играет важную роль в достижении интенсивностей, необходимых для нагрева и сжатия термоядерных мишеней.

8.2.3. Особенности физических процессов в пучке тяжелых ионов. Механизмы потерь. Такие элементы конструкции ускорителя, как электроды или токопроводящие шины, часто приходится размещать так, что они перекрывают часть пучка во время его формирования, ускорения и фокусировки. При оптимизации конструкции эти потери можно снизить до нескольких процентов. Другой важный механизм потерь энергии связан с процессами атомных столкновений. Если при столкновении с молекулами остаточного газа ион приобретает или теряет электрон, то происходит изменение его траектории в магнитном поле системы транспортировки и он может попасть на стенку вакуумной камеры. Следовательно, необходимо обеспечить поддержание высокого вакуума — обычно до 10^{-8} Па в накопительных кольцах и 10^{-5} Па в линейных ускорителях.

Другой механизм столкновительных потерь связан с внутripучковой перезарядкой. В каждой из ветвей пучка из-за возникновения колебаний ионы могут сталкиваться друг с другом. Такие столкновения могут привести к изменению зарядового состояния и потере иона. Эти процессы, связанные с потерями ионов, ограничивают время накопления пучка в накопительных кольцах.

Ограничения фокусировки пучка [54]. Силы, приложенные к ионам для их ускорения, удержания и фокусировки, а также возникающие из-за расталкивания ионов, по своей природе являются электромагнитными. Если взаимодействие отдельных частиц по сравнению с дальнедействующим влиянием на частицу коллективного поля всех частиц пучка пренебрежимо мало, то согласно теореме Лиувилля объем, занятый определенным числом частиц в шестимерном фазовом пространстве (координат и импульсов), является инвариантом. Область проекции этого объема на плоскость, проходящую через одну из координат и соответствующую проекцию импульса, называется *светимостью* пучка по данной степени свободы. Если степени свободы независимы, то каждая из трех светимостей является инвариантом. Если же они зависимы, то ситуация усложняется. Однако в любом случае произведение трех светимостей, соответствующих горизонтальному, вертикальному и продольному движениям ионов, является шестимерным объемом пучка и инвариантно.

Теорема Лиувилля позволяет определить ограничения, накладываемые на конструкцию ускорителя ионов. Если поперечные светимости в области выходных линз ограничены из-за геометрических аберраций, продольные светимости ограничены длительностью ионного пучка и разбросом импульсов ионов, а максимальное число пучков ограничено по определенным практическим соображениям, то полное число ионов в

объеме фазового пространства, создаваемое ионным инжектором и ускорителем с малым бета, должно быть меньше, чем полученное в результате умножения трех светимостей с учетом числа конечных пучков. Если это не достигается, то ни усложнение конструкции, ни какие-либо другие усовершенствования не позволят получить требуемый результат. На практике манипулировать с пучком на протяжении всех стадий его формирования и ускорения без его "разбавления" некоторым количеством "воздуха" в фазовом пространстве так же невозможно, как и взбить яйцо и не увеличить при этом его объем. Такой эффект "взбивания" пучка ионов обязательно должен учитываться при конструировании ускорителя [55 – 58].

Ограничения, связанные с пространственным зарядом. Влияние пространственного заряда приводит к расфокусировке пучка. Особенно важным это явление становится при циклическом движении пучка, например, в синхротроне или в накопительном кольце. Для компенсации этого эффекта можно понизить зарядность ионов, увеличить светимость пучка или инжектировать ионы с более высокой кинетической энергией. Это требует использования более сложных и дорогих инжекторов, большой апертуры синхротрона и тщательного, детального управления движением пучка, с тем чтобы ослабить конечную светимость единичного пучка на уровне мишени до приемлемого значения.

Ограничения на транспортировку пучка. Можно получить серьезный выигрыш, если сохранять длину ионного сгустка и мгновенный ионный ток как можно дольше. Вопрос лишь в том, до какого уровня тока можно производить транспортировку пучка в квадрупольной линии на большие расстояния без его серьезной деградации по продольной или поперечной светимости. На решение этого вопроса в последние годы были направлены большие усилия — как для проведения теоретических исследований, так и для проведения модельных машинных расчетов. Эти исследования показали возможность возникновения неустойчивостей в направлении, поперечном к движению пучка, которые могут привести к увеличению соответствующей светимости в 2 — 3 раза. Однако более определенное заключение о возможности такого явления требует проведения экспериментальных исследований.

8.2.4. Конечная транспортировка пучка в реакторную камеру. В системах ИТС с пучками тяжелых ионов фокусировка ионов на мишень проводится с помощью магнитов с расстояния от 5 до 20 м. После конечной фокусировки на процесс распространения пучка к мишени влияют различные механизмы, зависящие от давления газа в полости камеры. Это схематически показано на рис. 8.9. При давлении ниже 10^{-2} Па пучок распространяется так же, как и в вакууме, и главные проблемы связаны с его пространственным зарядом. При давлении больше 10^{-2} Па из-за большой величины сечения ионизации атомов ($\sigma \sim 10^{16} \div 10^{17}$ см²) по мере ионизации остаточного газа происходит увеличение зарядности ионов пучка. В процессе его нейтрализации наличие обратного тока может привести к возникновению двухпучковой неустойчивости, приводящей к отклонению пучка. Когда давление газа возрастает до 10^{-2} Па, то столкновения ионов пучка с атомами газа приводят к замедлению роста двухпучковой неустойчивости, однако при этом могут возникать нитевидные "филаментации" потока ионов. Это вновь приводит к расфокусировке пучка. Возможно, однако, что при давлении около 10^2 Па существует "окно", в котором неустойчивости подавлены, и пучок может распространяться без существенных искажений. Конечно, эти рассуждения в нас-

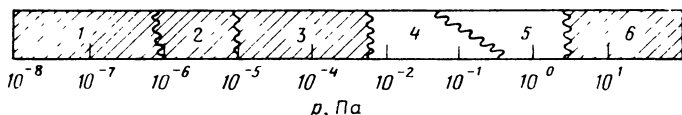


Рис. 8.9. Схема ускорителя тяжелых ионов для ИТС, разработанного в Национальной Брукхейвенской Лаборатории

тоящее время являются по существу довольно приближенными и сделать определенные выводы можно будет только по результатам экспериментов с сильноточными пучками. При еще более высоких давлениях происходит распад нейтрализованного тока как из-за омического сопротивления плазмы, так и из-за возникновения достаточно сильного магнитного поля. Оно ограничивает область возможных траекторий ионов пучка примерно так же, как и при пинчевом распространении пучка легких ионов в мощном импульсном диоде, используемого в других системах ИТС.

ГЛАВА 9

КОНСТРУИРОВАНИЕ, ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ДИАГНОСТИКА МИШЕНЕЙ

Конструирование мишеней для ИТС — проблема, решение которой достаточно неопределенно, так как многие физические предпосылки, лежащие в основе ИТС, установлены пока еще не окончательно. Примерами таких неразрешенных физических проблем, влияющих на конструкцию мишеней для ИТС, являются поведение вещества при экстремальных давлениях и плотностях, генерация и перенос горячих (надтепловых) электронов и влияние плазменных неустойчивостей на эффективность передачи энергии излучения драйвера в мишень. Кроме того, некоторые аспекты конструкции термоядерных мишеней засекречены из-за предполагаемой связи их с физикой ядерного оружия. При таких физических и политических ограничениях любое рассмотрение конструкции мишеней может дать только очень относительную картину. Однако для полноты изложения проведем краткий обзор тех особенностей конструкции мишеней, которые освещаются в открытой литературе.

Исходя из вида излучения драйвера, назначение мишеней может быть классифицировано следующим образом: для лазеров (ЛТС) [1 — 31], для электронных пучков (РЭП) [32 — 39], для пучков легких ионов (ПЛИ) [40 — 45], для ПТИ. Их отличие определяется также предполагаемой функциональной целью: производством энергии, физическими экспериментами, военными приложениями. Основные усилия в настоящее время направлены на конструкцию мишеней для физических экспериментов [8, 9, 16, 17, 28, 31, 38, 44, 46 — 50]. Первые конструкции (так называемые плоские мишени) были предназначены для исследования взаимодействия интенсивного лазерного излучения и пучков заряженных частиц с веществом. В более поздних конструкциях был сделан акцент на сферические мишени, предназначенные для экспериментов по сжатию. Для исследования вопроса о возможности использования ИТС в качестве источника электроэнергии были сконструированы некоторые типы мишеней для реакторных приложений [1, 7, 10, 19, 41, 46 — 50]. Мишени

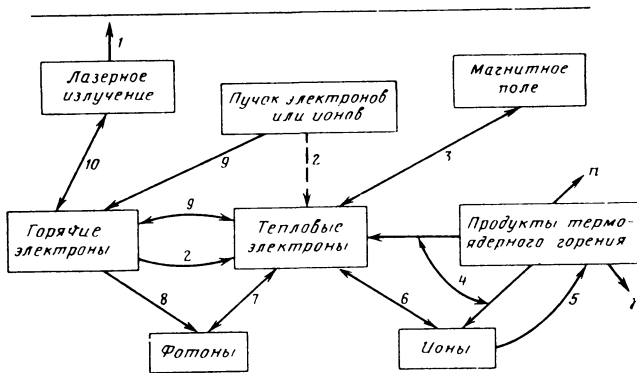


Рис. 9.1. Физические процессы, включенные в программу LASNEX по расчету конструкции мишени:

1 — рефракция и отражение; 2 — кулоновское взаимодействие; 3 — генерация, диффузия, термоэлектрические эффекты и эффекты Холла; 4 — продукты термоядерного горения; 5 — термоядерное горение; 6 — электрон-ионное взаимодействие; 7 — переходы связанно-связанные, связанно-свободные, свободно-свободные, комптоновское рассеяние; 8 — тормозное излучение; 9 — омический нагрев, пропорциональный энергии электронов; 10 — обратный тормозной эффект, коллективные процессы

для военных приложений используются как для изучения физики, связанной с ядерным оружием, так и для моделирования взрыва и радиационных эффектов. Последние приложения здесь не обсуждаются.

При конструировании мишеней большое значение имеет их назначение. Например, при разработке мишеней для физических экспериментов основное значение имеют характеристики излучения драйвера (например, энергия, длина волны, временные и пространственные параметры импульса), при этом целью является создание мишени с наибольшим выходом энергии (или нейтронов, или других определяемых экспериментом параметров) с учетом возможностей реально существующего драйвера.

Основным инструментом в проектировании конструкции мишеней являются программы гидродинамических расчетов на ЭВМ, в которых моделируется динамика нагрева и сжатия мишеней в ИТС. Некоторые детали таких программ уже рассмотрены в гл. 6. На рис. 9.1 приведена простая схема основных физических процессов, включаемых в программы гидродинамических расчетов для ИТС (в данном случае программу LASNEX [51], разработанную в Ливерморской национальной лаборатории).

При конструировании мишеней используются также и более специальные программы. Ниже перечислены некоторые из них.

1. Программы модельных расчетов для исследования поглощения энергии излучения драйвера и механизмов переноса энергии в плазме на микроскопическом уровне.

2. Программы расчета гидродинамических неустойчивостей для исследования роста неустойчивости Рэлей—Тейлора.

3. Программы расчета переноса частиц для описания переноса надтепловых частиц.

Сложность расчетов по конструированию мишени трудно переоценить. Например, в конструкцию мишеней с большим усилением энергии входят многослойные оболочки, состоящие из различных материалов разной плотности. Кроме того, при конструировании учитывают форму импульса падающего излучения, вид излучения драйвера (фотоны, электроны или ионы), число и геометрию пучков, размеры фокального пятна и его пространственную однородность, длину волны, поляризацию и энергию греющего излучения. Поэтому даже в случае простой одномерной программы LASNEX требуется от 30 до 120 мин машинного времени ЭВМ СДС-7600. На двумерные расчеты необходимо от одного до нескольких часов машинного времени. Следовательно, при конструировании мишени важно иметь максимальную информацию о ней. Гидродинамическое моделирование используется затем для окончательной отработки конструкции. Объем гидродинамических расчетов определяется достоверностью соответствия предварительных оценок по отношению к конечной конструкции мишени.

9.1. КОНСТРУИРОВАНИЕ МИШЕНЕЙ. ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

Несмотря на сложность комплексного конструирования мишеней, существует несколько простых облегчающих этот процесс исходных предпосылок. Следует рассмотреть некоторые из них, соответствующие требованиям конструкции реакторных мишеней с большим усилением энергии.

Масса топлива. При полном сгорании дейтерий-третиевого топлива выделяется энергия 340 МДж/мг. Реально можно ожидать выгорания 30–50% топлива. Это зависит от величины ρR и других параметров. Следовательно, для выхода энергии около 100 МДж требуется около 1 мг D–T-топлива.

Величина ρR . Для эффективного термоядерного горения значение ρR должно лежать в интервале от 1 до 3 г/см². Для 1 мг D–T-топлива такая величина ρR соответствует сжатию в 300–1600 раз по отношению к плотности жидкой фазы. Чем больше ρR , тем эффективнее проходит термоядерное горение, т.е. тем выше степень выгорания (рис.9.2). [Выше было показано, что $f_b = \rho R / (\rho R + 6,3)$.] Значение ρR можно повысить, если окружить топливо сжимающей оболочкой.

Центральный запал. Горячая область в центре топливной мишени, которая инициирует горение в окружающем холодном и сжатом D–T-топливе, должна иметь ρR по крайней мере 0,5 г/см² и температуру 3–10 кэВ. Для достижения больших усилений по энергии горячая область должна составлять малую долю (менее 10%) массы топлива. Температуру зажигания можно уменьшить от 5–10 до 3–4 кэВ, если использовать концепцию так называемого искрового запала, где предлагается отделить основную массу топлива от центральной поджигаемой области [52]. В этой конструкции небольшая часть топлива заключается в оболочку из материала с большим Z (рис.9.3). Основной топливный слой и оболочка из материала с большим Z движутся внутрь мишени и сжимают (взрывным образом) центральный запал. Все топливо запальной области нагревается до температуры зажигания. Необходимые параметры зажигания можно понизить, если окружить запал слоем из материала с большим Z [7, 52]. Функции этого слоя поясняются определением условий зажигания – процессом, при котором нагрев топлива происходит быстрее энергетических потерь, так что его температура повы-

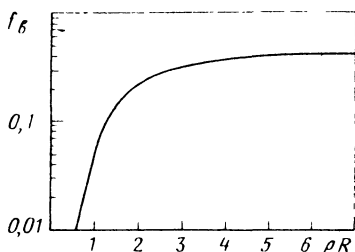


Рис. 9.2. Зависимость степени выгорания D-T-топлива от параметра ρR

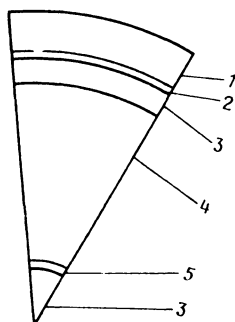


Рис. 9.3. Конструкция мишени для ИТС с областью центрального запала и внешним топливным слоем:

1 — аблятор; 2 — слой с низкой плотностью и высоким Z (экран—сжимающая оболочка); 3 — топливо; 4 — газ; 5 — слой с большим Z (сжимающая оболочка)

шается. Уменьшение энергетических потерь приводит к поджигу топлива при меньших температурах. Этого можно добиться, окружая горячую область поджига слоем с большим Z , в котором происходит поглощение излучения. В результате переизлучения обратно в топливо энергия этого излучения, которая могла бы быть потеряна, эффективно в нем поглощается. Этот процесс ведет к понижению требуемой температуры зажигания. Такой эффект является очень важным, так как температура зажигания непосредственно связана с конечной скоростью схлопывания топлива и, следовательно, с требуемой энергией драйвера.

Последовательность ударных волн. Конечная скорость ударных волн, соответствующая моменту схлопывания, в результате которого температура горячей области поднимается до условий зажигания, должна быть около $(2 - 3) \cdot 10^7$ см/с. Это должно достигаться временной фазировкой ударных волн, создаваемых в процессе имплозии топлива, при которой они сходятся в центре мишени только в момент максимального сжатия. Реализация такого режима синхронизации очень сложна. Однако от правильной временной фазировки последовательности ударных волн зависит достижение большого усиления энергии, так как указанный процесс позволяет уменьшить энергию, необходимую для поджига небольшой части топлива.

Скорость имплозии. Эффективность ускорения топлива до требуемых скоростей имплозии можно оценить на основе простой аналогии имплозии топлива с движением ракеты [53]. Пусть m — масса ракеты (масса топлива); m_0 — начальная ее масса; v — скорость ракеты (скорость имплозии); v_0 — скорость ракетного выхлопа (скорость абляции).

Согласно закону Ньютона для этого процесса

$$F = v_0 dm/dt.$$

Уравнение для скорости имеет вид:

$$v = v_0 \ln m_0/m.$$

С учетом этих выражений эффективность имплозии составляет

$$x \ln^2 x / (1 - x), \quad x \equiv m/m_0.$$

Если учесть тепловые потери энергии, то эффективность составит

$$x \ln^2 x / 2,5 (1 - x).$$

Для высокой эффективности при $x \sim 0,1$ необходимо, чтобы $v \sim 2v_0$. Согласно предыдущим оценкам $v \sim 3 \cdot 10^7$ см/с, следовательно, скорость абляции $v_0 \sim 1,5 \cdot 10^7$ см/с. Значение эффективности имплозии свидетельствует о том, что в конечном счете только 10% энергии излучения драйвера остается в топливе. Масса, равная 1 мг, движущаяся со скоростью $3 \cdot 10^7$ см/с, имеет кинетическую энергию 45 кДж. Следовательно, если не учитывать потери энергии в любых других механизмах, таких как ускорение нетопливного материала, то в топливо необходимо вложить энергию излучения драйвера 450 кДж. Конечно, такие рассуждения не совсем корректны, так как для достижения конечных скоростей ударного сжатия $3 \cdot 10^7$ см/с нет необходимости ускорять всю массу топлива до такой скорости. Это еще раз демонстрирует важность тщательного расчета последовательности ударных волн для осуществления зажигания.

Увеличение скорости имплозии в многооболочечных мишенях.

Если требуемая скорость имплозии несовместима с энергетическими характеристиками излучения драйвера или форма импульса излучения драйвера не может быть адекватно сфокусирована, можно использовать эффект увеличения скорости в многооболочечных мишенях [7, 15, 32, 35]. В таких конструкциях этот эффект подобен столкновению двух бильярдных шаров, т.е. если масса внешней оболочки в μ раз больше массы внутренней оболочки, то максимальное увеличение скорости внутренней оболочки, происходящее при их столкновении, равно $2\mu / (1 + \mu)$. Эффективность имплозии становится при этом равной $4\mu^2 / (1 + \mu)^2$.

Такие конструкции можно с успехом использовать в сочетании с драйверами с большой энергией излучения при низких уровнях мощности (таких как ионные пучки). В многооболочечных мишенях необходимо обеспечить упругое столкновение оболочек. Это обычно достигается за счет того, что пространство между оболочками заполняется газом. При столкновении оболочек газ нагревается и сглаживает этот процесс. Кроме того, столкновение двух оболочек может быть смоделировано так, чтобы сфокусированное давление на внутреннюю оболочку соответствовало изэнтропийному сжатию [54]. Это можно осуществить без профилирования импульса энергии излучения драйвера, прикладываемого к внешней оболочке.

Поглощение энергии излучения драйвера. Для того, чтобы скорость имплозии была около $3 \cdot 10^7$ см/с, характерное значение энергии излучения драйвера, поглощенной в мишени, должно составлять примерно 20 МДж/г, что примерно соответствует характерной кинетической энергии вещества, летящего со скоростью $3 \cdot 10^7$ см/с. При этом предполагается, что вещество аблятора должно разлетаться со скоростью, примерно равной скорости имплозии. В случае, если скорость абляции много меньше скорости имплозии, ракетная эффективность процесса имплозии резко падает. Поэтому длина пробега частиц излучения драйвера должна быть такой, при которой данное характерное поглощение энергии можно было бы получить при различных энергиях излучения драйвера. Требуемая энергия излучения драйвера

$$E_D = (4\pi R^2) \lambda \rho \quad 20 \text{ МДж/г,}$$

где λ — длина пробега частиц излучения драйвера; ρ — плотность вещества в зоне поглощения. Решая уравнения относительно $\lambda\rho$, получаем

$$\lambda\rho = \frac{PT}{4\pi R^2 T 20 \text{ МДж/г}} = \frac{IT}{20 \text{ МДж/г}},$$

где P — средняя мощность импульсного излучения драйвера; T — длительность импульса; I — интенсивность излучения. Если для эффективной имплозии мишени требуется интенсивность 10^{14} Вт/см², то при длительности импульса около 20 нс длина поглощения энергии излучения драйвера должна быть $\lambda\rho \sim 100$ мг/см². Это примерно соответствует длине поглощения легких и тяжелых ионов в холодном веществе. Расчет будет несколько сложнее для лазерного излучения. Корректнее оценивать пробег горячих электронов, генерируемых при взаимодействии лазер—мишень, чем длину поглощения фотонов. В этом случае проявляются возможные преимущества использования коротковолновых лазеров по сравнению с длинноволновыми, даже при идентичных эффективностях поглощения. Хотя температура горячих электронов слабо зависит от длины волны лазера $T_{\text{hot}} \sim \lambda L^{0.6-0.8}$, пробег электронов зависит от T_{hot} , так что $\lambda_e \sim \lambda L^{1.6-1.8}$. Такая зависимость пробега от длины волны лазерного излучения усложняет задачу достижения характерного поглощения энергии 20 МДж/г для длинноволновых лазеров.

Форма импульса излучения драйвера. Одним из самых важных аспектов при проектировании конструкции мишени является профилирование импульса излучения драйвера. Простая теория показывает, что "идеальная" форма импульса энергии, необходимая для осуществления изоэнтропийного сжатия полый оболочки [54], имеет вид

$$P(t) = \frac{P_0}{[1 - (t/t_c)^2]^{5/2}},$$

где t_c — время схлопывания. В случае более сложных мишеней, состоящих из нескольких оболочек и слоя с большим Z , точно такая же форма импульса неприменима. Однако чаще всего требуются импульсы, мощность которых нарастает от малой величины в начальный момент времени до пикового значения в момент времени, соответствующий схлопыванию. Фаза начальной низкой мощности излучения необходима для того, чтобы избежать генерации ударных волн в холодную мишень и предварительного нагрева топлива. За счет конечной высокой мощности достигается скорость схлопывания $3 \cdot 10^7$ см/с, требуемая для зажигания.

Исходя из этих основных предпосылок конструирования мишени, можно вывести соотношения, связывающие размеры мишени, массу топлива и вложенную энергию излучения драйвера. Но это далеко не исчерпывающее представление о конструировании мишени. На эти рассуждения накладываются еще очень важные и трудновыполнимые ограничения.

9.2. ОСНОВНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ПРИ КОНСТРУИРОВАНИИ МИШЕНЕЙ

9.2.1. Неустойчивость Рэля—Тэйлора. В процессе сжатия топлива низкой плотности (такого как D—T-топливо) оболочкой с большой плотностью появляется неустойчивость Рэля—Тэйлора (см. гл. 3) [55 — 62]. При имплозии капли действие ускоряющей силы может привести к нестабильности границы между тяжелой сжимающей оболочкой и лег-

ким топливом. Этот эффект становится особенно существенным в тот момент, когда топливо и тяжелая оболочка начинают замедляться по мере достижения последней стадии сжатия топлива непосредственно перед зажиганием. В этот момент большая сила инерции материала тяжелой оболочки может привести к появлению струй вещества с большим Z , текущих внутрь топлива. Это может свести на нет процесс зажигания. Поэтому необходимо, чтобы конструкция мишени предусматривала зажигание топлива до того момента, когда "свободно падающая" граница раздела тяжелая оболочка — топливо достигнет радиуса горячей области. Итак, зажигание должно происходить до этого момента. Но даже если зажигание уже осуществлено, перемешивание примесей с топливом может понизить эффективность термоядерного горения (степень выгорания).

Неустойчивость Рэлея—Тэйлора может ограничивать величину допустимого аспектного отношения $R/\Delta R$ в оболочечных мишенях. Мишени с очень тонкими оболочками в большей степени подвержены влиянию неустойчивостей. Неустойчивость возрастает при увеличении ускорения, разницы плотностей на границе раздела оболочки—топливо и при уменьшении длины волны возмущений. Однако возмущения с очень малыми длинами волн быстро перерастают границы линейного режима неустойчивости. Обнаружено, что наиболее серьезными являются такие неустойчивости, которые имеют место при длинах волн, сравнимых с толщиной оболочки, так как они не входят в насыщение до тех пор, пока не происходит полного разрушения. Детальный анализ приводит к заключению, что для сжатых оболочек аспектное отношение не должно превышать $R/\Delta R \sim 10$. Это само по себе не гарантирует того, что процесс имплозии будет стабильным, но в значительной степени позволяет уменьшить влияние неустойчивостей в результате создания пространственных градиентов плотности, больших длины волны неустойчивости. Следует также избегать в конструкции мишени прилегания друг к другу оболочек с большой и малой плотностями. Для этого лучше использовать не слой материала с большим Z , плотностью свыше 15 г/см^3 , а слой легкого пластика, насыщенного элементом с большим Z (например, TaCOH), с плотностью около 1 г/см^3 .

Гидродинамические неустойчивости являются чрезвычайно важным эффектом в процессе имплозии, и их нельзя недооценивать при конструировании мишеней. Присутствие (или отсутствие) этих неустойчивостей остается важным нерешенным вопросом, относящимся к жизнеспособности ИТС.

9.2.2. Предварительный нагрев. Вторым важным ограничением, накладываемым на конструкцию мишеней, является предварительный нагрев топлива [27]. В гл. 3 показано, что работа, необходимая для сжатия D—T-топлива, зависит от изэнтропы, вдоль которой идет сжатие. Если топливо в начальный момент времени перегрето (например, горячими электронами или фотонами, генерируемыми при поглощении излучения драйвера во внешних слоях мишени, или ударной волной, образованной предымпульсом излучения), тогда работа, необходимая для сжатия, возрастает. Чтобы избежать предварительного нагрева, нужно изолировать топливо от горячих частиц. Это часто достигается выбором толщины сжимающей оболочки или использованием мишеней, состоящих из двух оболочек, которые уменьшают поток горячих частиц, падающих на топливо. Для мишеней с большим усилением на начальной стадии имплозии допускается температура только порядка нескольких электрон-вольт

[52], что соответствует характерной энергии для D—T-топлива 10^4 Дж/г. Для 1 мг D—T-топлива допускается, следовательно, только 10 Дж (одна сотысячная часть вложенной энергии излучения драйвера). Эти рассуждения демонстрируют чувствительность конструкции мишени к предварительному нагреву.

9.2.3. Технические возможности изготовления мишени. Другим практическим ограничением при конструировании мишени является реальная возможность ее изготовления. С помощью программ на ЭВМ легко рассчитать конструкцию оболочек, концентрически вложенных одна в другую, но значительно сложнее ее изготовить. В реакторных приложениях производственный процесс по изготовлению мишеней (при стоимости несколько центов за штуку) необходимо автоматизировать. Практическим выходом может быть нанесение внутренней оболочки на очень тонкую пленку или укрепление ее на спицах. Эти факты надо учитывать при конструировании мишеней для будущих приложений.

9.3. ХАРАКТЕРНЫЕ КОНСТРУКЦИИ МИШЕНЕЙ

Выше был проведен теоретический анализ имплозии сплошных и оболочечных D—T-мишеней. В ранних исследованиях по ЛТС предполагалось использование сплошных сфер из D—T-топлива [1, 3, 27]. Такие мишени легко изготовить, но для достижения большого усиления необходимы очень большие уровни мощности (более 1000 ТВт). Кроме того, сейчас стало ясно, что использование сплошных мишеней нереально с точки зрения поглощения излучения и требований к симметрии. В большинстве современных экспериментов используются мишени, представляющие собой стеклянную оболочку, заполненную D—T-газом под высоким давлением. С течением времени для достижения желаемых характеристик конструкция мишеней становится все более и более сложной.

9.3.1. Стеклянные микрооболочечные мишени. Стеклянные микрооболочечные мишени, состоящие из простой тонкостенной стеклянной оболочки, заполненной D—T-газом под давлением $30 \cdot 10^5$ Па, имеют первостепенное значение в программе лазерного термоядерного синтеза с 1974 г., когда в лаборатории KMS Fusion были осуществлены первые успешные эксперименты, давшие нейтронный выход из таких мишеней. Эти мишени изучены лучше других в исследованиях по ИТС. Схема динамики сжатия и нагрева типичной стеклянной микрооболочечной мишени приведена на рис. 9.4, на котором представлен режим "взрывающейся оболочки" [63]. В этом режиме поглощение энергии лазерного излучения происходит так стремительно, что стеклянная оболочка взрывается и половина ее летит наружу, а половина внутрь к центру мишени. Половина взрывающейся оболочки действует подобно поршню, который создает ударную волну, движущуюся впереди него внутрь D—T-топлива, сжимая и нагревая мишень.

Для получения больших нейтронных выходов стеклянная микрооболочка облучается мощным очень коротким лазерным импульсом. В данном случае динамика сжатия мишени очень сильно отличается от идеального изоэнтропийного сжатия, описанного выше в качестве окончательной схемы инерциального синтеза. Здесь изменение состояния топлива происходит вдоль ударной адиабаты, и оно сжимается до довольно низких плотностей. Однако такое сочетание высокой ионной температуры и низкой плотности соответствовало в ряде ранних лазерных установок условиям оптимального нейтронного выхода.

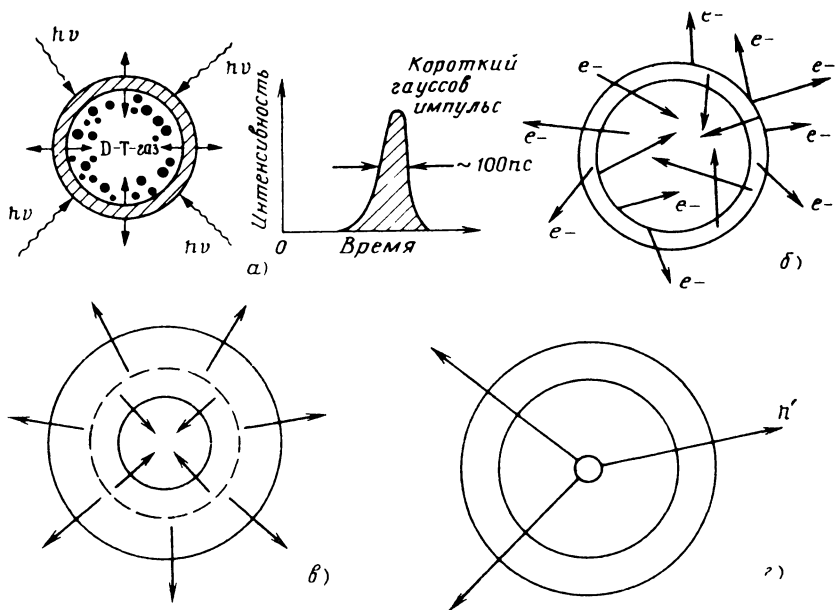


Рис. 9.4. Схема динамики нагрева стеклянной микрооболочечной мишени в режиме взрывающейся оболочки.

а — взаимодействие короткого импульса лазерного светового излучения с мишенью; *б* — генерация горячих электронов и их транспортировка через мишень; *в* — взрыв стеклянной оболочки, в результате которого половина оболочки движется наружу, а другая половина внутрь; *г* — сжатие и нагрев D-T-топлива до термоядерных температур

В гл. 5 показано, что для коротких мощных лазерных импульсов резонансное поглощение доминирует над классическим обратным тормозным поглощением. Это вызвано быстрым нагревом плазменной короны низкой плотности и формированием соответствующего профиля плотности световым давлением падающего лазерного излучения. Доля излучения, поглощенного в процессе обратного тормозного поглощения, описывается выражением

$$f_{IB} \sim ZL/\lambda_L T_e^{3/2},$$

где L — амплитуда градиента плотности; T_e — электронная температура. Следовательно, эффективность обратного тормозного поглощения заметно падает с увеличением температуры и уменьшением градиента плотности. Кроме того, эффективность резонансного поглощения

$$f_{RA} \sim (L/\lambda_L)^{2/3} \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{L}{\lambda_L}\right).$$

Итак, для эффективного резонансного поглощения требуется малое значение L ($L \sim 1$ мкм), тогда пондеромоторная сила на границе поверхности критической плотности сформирует данный профиль плотности. Большая энергия, поглощенная в резонансном процессе, приводит к гене-

рации надтепловых электронов с характерной температурой

$$T_{\text{hot}} \sim T_{\text{ave}} + 3 \cdot 10^6 (I_L \lambda_L^2)^{0.425}.$$

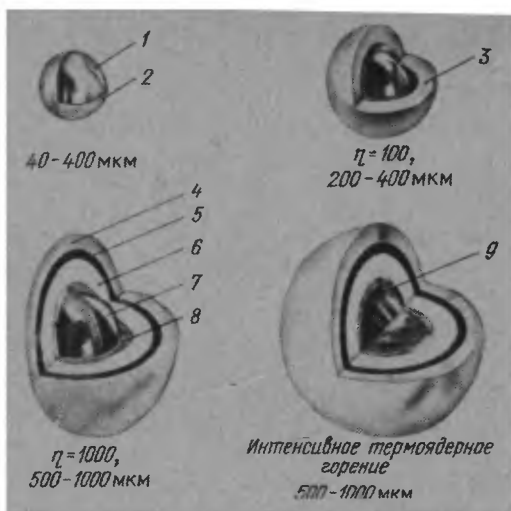
Эти высокоэнергетические электроны имеют длину свободного пробега между столкновениями, намного превышающую размеры мишени. По существу, они двигаются вокруг мишени и через нее. Электроны удерживаются от разлета от мишени электростатическим потенциалом, возникающим при удалении нескольких из них. Горячие электроны теряют энергию в стеклянной оболочке, окружающей топливо, быстро, почти изотермически нагревая ее. Последнее обстоятельство приводит к взрыву стеклянной оболочки (режим взрывающейся оболочки). Для мишеней, предназначенных для нагрева и сжатия в режиме взрывающейся оболочки, необходимо, чтобы пиковая мощность лазерного излучения достигалась за время, много меньшее времени взрыва оболочки. Тогда граница раздела оболочка—топливо движется с колоссальным ускорением и генерирует сильную ударную волну, направленную внутрь топлива и движущуюся впереди сходящейся к центру поверхности. В данном процессе состояние топлива изменяется вдоль ударной адиабаты. Последовательное сжатие топлива частью стеклянной оболочки, движущейся внутрь, является почти изэнтропийным. Начальный удар и последующая работа PdV идет в основном на нагрев ионов.

Эффективность передачи и полезного распределения энергии лазерного излучения в стеклянной микрооболочечной мишени очень низка. Поглощается только 20–40% энергии падающего лазерного излучения, передающейся в основном горячим электронам. Примерно 50% поглощенной энергии в конечном счете уносится быстрыми ионами, которые уходят из мишени за время порядка длительности лазерного импульса. Все это в уравнении, описывающем эффективность передачи энергии лазерного излучения, дает член, учитывающий чистые потери, который должен быть добавлен к отраженному лазерному излучению. Эффективность полезного преобразования оставшейся части энергии, вложенной в горячие электроны, в энергию оболочки и топлива равна примерно 50%. Таким образом, только 250 Дж из поглощенной энергии 1000 Дж затрачивается на полезную работу. Из всей поглощенной энергии 4 – 5% преобразуется в тепловую энергию ионов. Это не такая малая величина для эффективности гидродинамического преобразования энергии. Однако очень низкая эффективность эффективного поглощения и преобразования поглощенной энергии в кинетическое движение оболочки показывает, что такие мишени плохо приспособлены для большого усиления энергии. Кроме того, конструкция таких мишеней не удовлетворяет двум критическим требованиям, предъявляемым к мишеням с большим усилением, — подавлению предварительного нагрева топлива и гидродинамических неустойчивостей. В данном случае сильный предварительный нагрев топлива — свойство конструкции, а процесс импlosionи стабилен только потому, что оболочка способствует скорее разрежению, чем сжатию мишени.

на ранней стадии экспериментальных программ мишени, нагреваемые в режиме взрывающейся оболочки, имеют несколько преимуществ Их сравнительно просто изготовить, и они поддаются расчету на основе существующих теоретических моделей. Характеристики мишеней такого типа в процессе импlosionи можно хорошо изучить с помощью рентгеновской, ионной и нейтронной диагностики. Поэтому стеклянные микрооболочечные мишени предоставляют прекрасную возможность сравнить пред-

Рис 9.5 Различные конструкции термоядерных мишеней для лазерного синтеза, Ливерморская национальная лаборатория

1 — газообразное D-T-топливо; 2 — оболочка (сжимающая) из SiO_2 , 3 — тефлоновый аблятор, 4 — Be-аблятор, 5 — полимер, насыщенный элементом с большим Z ; 6 — пенопласт или газ; 7 — D-T-газообразное топливо, 8 — слой Au (сжимающий), 9 — замороженное D-T-топливо



сказания численных расчетов на ЭВМ с экспериментальными результатами. Это очень полезно для понимания процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом, электронной теплопроводности, генерации быстрых электронов и их транспортировки. Эти мишени достаточно просты для того, чтобы нейтронный выход можно было точно предсказать с помощью прямых теоретических расчетов [64, 65].

Несмотря на то что стеклянные микрооболочечные мишени характеризуются низким усилением, технология их изготовления сравнительно проста, а их характеристики соответствуют параметрам современных драйверов. Энергия современных драйверов на лазерах и ионных пучках порядка нескольких килоджоулей достаточна и для имплозии более сложных мишеней с большим усилением, предназначенных для исследования реакторных приложений. Для исследования абляционного режима имплозии к стеклянной оболочке можно добавить пластмассовый слой испаряемого материала — аблятора. Именно в этом типе мишеней на современных установках ЛТС удалось достигнуть высоких степеней сжатия.

9.3.2. Мишени с большим усилением, применяемые в ЛТС. Для имплозии в абляционном адиабатическом режиме необходимы мишени с большим усилением энергии. Несколько конструкций мишеней с большим усилением приведено (для сравнения с простыми стеклянными микрооболочечными мишенями) на рис. 9.5.

Среди мишеней с большим усилением особый интерес представляют конструкции с несколькими топливными областями. На рис. 9.6 представлена конструкция мишени, состоящая из внешней оболочки, куда входят слой испаряемого материала — аблятора из LiH и сжимающий слой из TaCN , и области D-T-топлива. Плотности аблятора и сжимающего слоя выравнены для того, чтобы избежать гидродинамических неустойчивостей. Несмотря на близкие по значениям плотности материалов, свойства их различны. Пластик, насыщенный веществом с большим Z (TaCN), более непрозрачен и имеет лучшие тормозные качества по отношению к электронам по сравнению с материалом такой же плотности, но с меньшим Z . Такое варьирование свойств материала — важный этап в конструировании мишеней. К этим материалам предъявляются

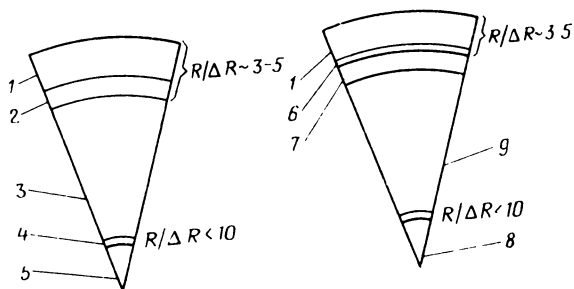


Рис. 9.6. Сравнительные схемы конструкций многооболочечных мишеней с внешней топливной областью (справа) и без нее (слева)

1 — аблятор с низким Z ; 2 — внешняя (сжимающая) оболочка с большим Z — защита от предварительного нагрева (плотность оболочки близка к плотности аблятора); 3 — газ, пенопласт или вакуум; 4 — внутренняя экранирующая сжимающая оболочка с большим Z ; 5 — газообразное или твердое топливное наполнение; 6 — оболочка, защищающая от предварительного нагрева (плотность близка к плотности аблятора); 7 — внешний топливный и сжимающий D-T-слой; 8 — внутренняя топливная область; 9 — газовое наполнение

также требования технологической возможности изготовления и точности обработки поверхности. Внутри внешней оболочки помещается золотая капсула, содержащая D-T-топливо. Это так называемая область центрального поджига или "искровой запал" (см. § 9.1). Динамика имплозии такой мишени может быть описана следующим образом: лазерное излучение поглощается в абляторе, который обжимает оболочку и D-T-топливо в направлении к центральному запалу; в запале в процессе имплозии реализуются условия зажигания. Параметры зажигания улучшаются при использовании слоя золота, в котором поглощается рентгеновское излучение, испускаемое горячим D-T-топливом. Температуру зажигания таким образом можно понизить до 3 — 4 кэВ. Запал взрывается и инициирует поджиг внутренней поверхности D-T-топлива, которое вокруг него сдавливается. Такие двухоболочечные конструкции из-за наличия центрального запала допускают более низкие конечные скорости ударного сжатия. Кроме того, эффект увеличения скорости имплозии между оболочками позволяет уменьшить скорость имплозии до $1,4 \cdot 10^7$ см/с. Поэтому при такой же энергии, которая требуется для имплозии топлива со скоростью $2 \cdot 10^7$ см/с, можно использовать топлива в 2 раза больше и сжать его до плотности, в 3 раза меньшей, чем в однооболочечной конструкции. Топливо во внутренней капсуле ускоряется до скорости $2 \cdot 10^7$ см/с в результате эффекта увеличения скорости. При зажигании значение ρR составляет примерно 3 г/см^2 .

Такое более эффективное использование энергии падающего лазерного излучения проявляется в очень большом усилении энергии. Для профилированного лазерного импульса с энергией 4 МДж и длиной волны 0,2 мкм расчетное значение усиления мишени доходит до 1000. С такими мишенями связаны две серьезные проблемы. Одна из них — перемешивание внешнего топливного слоя с золотой оболочкой запала, вторая — изготовление мишеней. Перемешивание затрудняет процесс зажигания внешнего топливного слоя. Очевидно, если зажигание не произошло, тогда усиление энергии минимально. Для таких двухоболочечных мишеней существенными

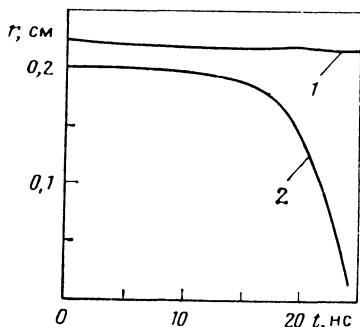
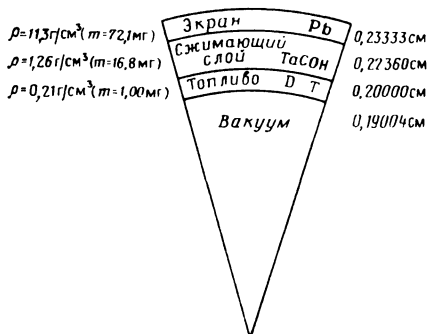


Рис. 9.7. Мишени с большим усилением для синтеза на ионных пучках (радиусы внутренней поверхности слоев и их масса указаны на рисунке)

Рис. 9.8. Зависимость радиусов поверхностей границ раздела, сжимающий слой — экран (1) и топливо—сжимающий слой (2) от времени для ионных мишеней

являются также трудности, связанные с их изготовлением. Уровень сложности технологического процесса и соответственно цена мишени зависят от требуемых характеристик поверхности и возможных методов внедрения в объем мишени запальной капсулы. Любая дополнительная структура, такая как тонкая пленка или спицы между оболочками, должна анализироваться с точки зрения гидродинамических неустойчивостей.

9.3.3. Мишени с большим усилением для ионных пучков. Конструкция мишеней с большим усилением для ионных пучков приведена на рис. 9.7 [39, 41, 67]. Это простая однооболочечная мишень с аспектным отношением, равным 10. Такие оболочки состоят из слоя Pb, TaOH-аблятора, сжимающего слоя и слоя замороженного D—T-топлива. Ионы излучения драйвера поглощаются в экранирующем слое Pb и сжимающем слое TaOH. Следует отметить, что для данной конструкции пробег протонов с энергией 6,5 МэВ, предполагаемых в качестве излучения драйвера, равен примерно 120 мг/см^2 . Они в основном останавливаются в сжимающем слое низкой плотности из-за наличия брэгговского максимума в выражении, описывающем торможение ионов (см. гл. 5). Импульс ионного излучения имеет длительность около 20 нс, причем мощность его вначале медленно нарастает, для того чтобы избежать сжатия топлива при высокой начальной энтропии. Мощность достигает пикового значения около $2 \cdot 10^{14}$ Вт или интенсивности примерно $3,5 \cdot 10^{14}$ Вт/см³. Энергия излучения в импульсе составляет 1,3 МДж. Свинцовая оболочка служит инерционным экраном для увеличения эффективности процесса имплозии. Таким образом, данный процесс аналогичен скорее выстрелу из ружья, чем движению ракеты. На рис. 9.8 динамика сжатия мишени проиллюстрирована графиком зависимости радиуса поверхностей от времени (численные расчеты на ЭВМ).

В процессе имплозии таких мишеней поверхность границы раздела сжимающий слой — экран в течение первых 15 нс импульса движется очень медленно. Затем за последние 8 нс происходит ее ускорение до высоких скоростей. Максимальное сжатие достигается примерно через 23 нс, когда граница раздела доходит до внутреннего радиуса 0,015 см. Это соответствует плотности D—T-топлива 68 г/см^3 и значению ρR около 1 г/см^2 . К этому надо добавить значение ρR сжимающего слоя, рав-

Таблица 9.1. Энергия ионов, соответствующая пробегу 100 мг/см²

Ион	E , МэВ	Ион	E , МэВ
H	6	Fe	2000
He	40	U	8000
Ne	400		

ное примерно 1 г/см². Тогда полное значение параметра ρR инерциального удержания будет около 2 г/см². Этого вполне достаточно для эффективного термоядерного горения. Выход энергии из мишени такой конструкции равен 88 МДж при степени выгорания топлива 25%.

В такой мишени состояние основной части топлива изменяется в процессе сжатия вдоль изоэнтропы, которая проходит очень близко от кризисной вырождения Ферми. Однако внутренний край топливного слоя разрывается в центральный вакуум до тех пор, пока не достигнет центра. Затем он отражается и движется до столкновения с неподвижным твердым топливом. После столкновения происходит обратное отражение. Такие многократные отражения нагревают топливо и вносят высокую энтропию. Эта внутренняя область топлива (малая часть общего количества) затем сжимается изоэнтропийно, но начинается процесс при высокой температуре и низкой плотности. Вся масса топлива сжимается до момента инициирования зажигания в центральной области.

Конструкции мишеней такого типа имеют существенные преимущества. Однооболочечные мишени легче изготовить, чем многооболочечные. Низкая плотность сжимающего слоя позволяет существенно упростить проблему, связанную с перемешиванием его с топливом в процессе гидродинамических неустойчивостей. Усиления энергии около 100 при нескольких мегаджоулях энергии греющего излучения было бы вполне достаточно для эффективных (25%) драйверов на ионных пучках. Хотя эта конкретная конструкция мишени разработана для протонов с энергией 6,5 МэВ, ее основные принципы сохраняются для всех видов ионных пучков. Очевидно, энергия ионов определяется их пробегом. Более тяжелые ионы при фиксированном пробеге должны обладать большей энергией. Как следует из табл. 9.1, параметры поглощения протонов с энергией 6 МэВ примерно аналогичны ионам урана с энергией 8 ГэВ.

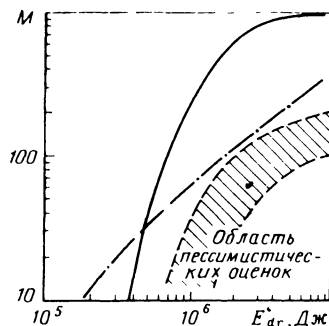
Необходимо отметить важную проблему, связанную с конструкциями практически всех ионных мишеней. Эти конструкции чрезвычайно чувствительны к неоднородности облучения, так как поглощение энергии ионов происходит в мишени на довольно большой глубине (по сравнению с лазерным излучением). Таким образом, область, где вторичная теплопроводность выравнивает процесс передачи энергии между областью поглощения энергии и фронтом абляции, мала.

9.3.4. Зависимость усиления мишени от энергии драйвера. Конструкции мишеней обычно достаточно специфичны и сильно зависят от конкретного типа драйвера (и замысла конструктора).

Однако, когда конструкция окончательно разработана, размеры мишеней могут варьироваться, но при этом должны оставаться постоянными такие параметры, как характерная поглощенная энергия ϵ и интенсивность излучения в фокусе I_{\max} (около 20 МДж/г и 10^{14} Вт/см² соответственно). Если процесс сжатия мишени описывается только в гидродинамичес-

Рис. 9.9. Зависимость коэффициента усиления мишени от энергии драйвера E_{dr} .

сплошная кривая — двухоболочечная мишень; штрихпунктирная — однооболочечная; заштрихованная область — область пессимистических оценок



ком приближении (никакие другие процессы, такие как передача энергии надтепловыми электронами, не рассматриваются), тогда их размеры могут быть произвольными и определяются следующими пропорциями: энергия $E \sim r^3$; мощность $P \sim r^2$; пробег $R \sim r$; время $t \sim r$. Однако такой выбор не всегда верен, так как при этом не учитываются эффекты переноса энергии излучением в процессе имплозии и зависимости скорости термоядерных реакций от температуры и плотности. Поэтому усиление энергии не зависит от подводимой энергии. По этой причине так называемые кривые усиления должны быть рассчитаны для нескольких типичных конструкций из общего класса мишеней. Кривые усиления такого рода представлены на рис. 9.9 для двух различных типов мишеней. Высокоэффективная двухоболочечная конструкция аналогична лазерной мишени с большим усилением, описанной выше. Однооболочечная конструкция аналогична мишени для ионных пучков. Следует заметить, что при достаточно низких энергиях (ниже 400 кДж) характеристики однооболочечной конструкции лучше характеристик двухоболочечных, при больших энергиях картина меняется на обратную. На заштрихованной области рисунка, названной областью умеренных оценок, представлены результаты, полученные для двухоболочечной конструкции. Отличие между кривой для двухоболочечной мишени и этой областью возникает из-за неопределенности в расчетах. Эти расхождения отражены в табл. 9.2. В их ос-

Таблица 9.2. Предпосылки, лежащие в основе расчета усиления энергии в мишени

Параметр	Теоретический предел	Умеренные оценки
Поглощение	100%	80%
Эффективность абляции	Около 10% (LASNEX)	Около 10% (LASNEX)
Ограничения на процесс переноса энергии	Нет	Нет
Потери на быстрые ионы	Пренебрежимо малы	Пренебрежимо малы
Энтропия сжатого вещества	Предел Ферми	Предел Ферми
Предварительный нагрев	Не существует	Не существует
Форма импульса	Оптимальная	Оптимальная
Асимметрия (гидродинамические неустойчивости)	Не влияют	Не влияют
Эффективность зажигания	100% (LASNEX)	50% (LASNEX)
Распространение горения (эффективность горения)	LASNEX	70% (LASNEX)

нове лежит то, что предполагаемая энергия, необходимая для осуществления условий зажигания, в 2 раза превосходит то значение, которое предсказывается расчетами конструкции мишени на ЭВМ. Кроме того, предполагается, что после зажигания выход энергии составит только около 70% выхода, предсказываемого результатами расчетов на ЭВМ. Все это является попыткой привести в соответствие расчеты на ЭВМ с реальностью. На самом деле процесс имплозии мишеней не одномерен, как он моделируется в этих расчетах, и даже не двумерен, скорее всего он трехмерен. Абсолютно изозетропийное сжатие также является только идеалом, так как несомненно существуют некоторые потери энергии на быстрые ионы или электроны в зоне поглощения. Когда реализовано зажигание топлива, оно не будет гореть с теоретической эффективностью из-за асимметрии и перемешивания топлива с материалом окружающего сжимающего слоя. Поэтому наиболее вероятное усиление энергии в мишени дается в основном кривыми умеренных оценок. Эти кривые характерны для коротковолновых лазеров и ионных пучков. Можно надеяться, что эти типы драйверов эффективно передают энергию в мишень (предполагаемая эффективность поглощения энергии 80%). Для драйверов с меньшей эффективностью передачи энергии в мишень, таких как длинноволновые лазеры, расхождения с областью умеренных оценок, видимо, будут не так велики, так что параметры имплозии мишеней при использовании таких источников энергии с большим КПД будут близки к теоретическим пределам. Следовательно, с помощью драйверов с низкой эффективностью передачи энергии в мишень можно получить интересные результаты.

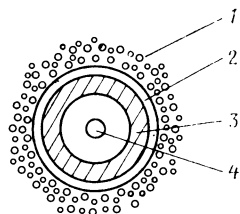
9.4. ДИАГНОСТИКА МИШЕНЕЙ

Физические процессы, протекающие при имплозии термоядерных мишеней, характеризуются пространственным масштабом от 10 до 100 мкм и масштабом времени от 10 пс до 10 нс. Для имплозии мишеней в ИТС характерны также исключительно высокие плотности энергии (10 МДж/г) и интенсивности излучения драйвера (10^{15} Вт/см²). Таким образом, очевидно, что развитие методов диагностики, необходимых для исследования динамики нагрева и сжатия мишеней в ИТС, является очень значительной проблемой [68, 69].

Пространственные и временные масштабы, характерные для имплозии мишеней в ИТС, исключают возможность использования многих диагностических методов, разработанных для систем с магнитным удержанием. Нельзя, например, размещать зонды или детекторы внутри мишени. В диагностических экспериментах по ИТС основное внимание должно быть уделено эмиссии излучения или продуктов реакции из мишени, хотя применение зондирующих пучков в некоторых случаях должно быть ограничено. Прежде всего представляет интерес исследование электромагнитного излучения на всех длинах волн — от инфракрасного до видимого, от ультрафиолетового до рентгеновского диапазона; заряженных частиц, испускаемых разлетающейся плазмой (быстрых ионов); продуктов реакций синтеза и быстрых электронов, испускаемых при взаимодействии излучения драйвера с мишенью; нейтронов, образующихся в реакциях синтеза (в первую очередь в D—T-реакциях) в ядре мишени. Для получения информации о параметрах взаимодействия излучения драйвера с мишенью в качестве зондов можно использовать лазерные пучки, например в голографической или интерферометрической технике.

Рис. 9.10. Различные области сжимаемой мишени, представляющие интерес с точки зрения ее диагностики:

- 1 — плазменная корона, где происходит оптическое поглощение ($n = 10^{20} \div 10^{21} \text{ см}^{-3}$); 2 — область абляции, в которой происходит перенос энергии ($n = 10^{21} \div 10^{23} \text{ см}^{-3}$); 3 — полностью ионизованная стеклянная сжимающая оболочка ($n \sim 10^{24} \text{ см}^{-3}$); 4 — сжатое D-T-топливо ($n = 10^{22} \div 10^{24} \text{ см}^{-3}$)



В значительной степени современные эксперименты по ИТС служат для исследования пространственного и временного поведения мишени в процессе имплозии, причем особое внимание уделяется передаче и превращению энергии (например, взаимодействию излучения драйвера с мишенью, гидродинамике сжатия, выходу энергии синтеза). Такие эксперименты играют важную роль в определении и исследовании различных физических процессов, протекающих при имплозии мишеней. Их результаты неоценимы также для калибровки программ модельных расчетов на ЭВМ, которые используются при конструировании мишеней.

9.4.1. Основные требования для диагностики мишеней в ИТС. Как уже отмечалось, динамику процесса имплозии мишеней в ИТС можно проанализировать, рассматривая три различные области мишени. Во внешнем слое мишени интерес представляют процессы поглощения энергии излучения драйвера и разлета плазмы. В пространстве между областями поглощения и абляции доминируют процессы передачи энергии через теплопроводность или перенос излучения. И, наконец, в центральном топливном ядре мишени основными являются процессы гидродинамического сжатия и термоядерного горения.

Каждый из этих процессов передачи и преобразования энергии необходимо исследовать экспериментально. Диагностический метод должен быть конкретным для каждой области мишени (короны, где поглощается излучение драйвера; зоны абляции; ядра) из-за больших различий в их параметрах, таких как плотность и температура (рис. 9.10).

Так как плазменная корона имеет низкую плотность, ее можно зондировать оптическими методами. Одним из наиболее успешных методов исследования области короны является классическая оптическая техника интерферометрии и поляриметрии [70 — 75]. Плотности и градиенты плотности в короне требуют, чтобы длина волны зондирующего излучения лежала в видимом и ультрафиолетовом диапазонах. Для этого можно использовать умножение частоты лазерного излучения драйвера, такого как Nd-лазер с длиной волны 1,06 мкм. Если зондирующий пучок проходит в поперечном направлении через плазменную корону, изменение его фазы и поляризации определяется показателем преломления плазмы. Для восстановления профиля плотности плазмы можно использовать интерферометрию. Полезную информацию о короне можно получить на основе анализа прошедшей, рассеянной обратной или преломленной компонент падающего пучка драйвера. Измерения параметров рентгеновского излучения и излучения заряженных частиц [76 — 80] можно использовать для исследования генерации надтепловых электронов в области короны.

Зона абляции между поверхностью критической плотности и поверхностью абляции является разреженной, с электронной плотностью на уровне $10^{23} - 10^{24} \text{ см}^{-3}$. Для зондирования этой области требуется

рентгеновское излучение такой длины волны, при которой оно почти не поглощается (с энергией выше энергии отсечки, соответствующей данной плотности). Кроме того, следует учитывать, что во многих типах конструкции мишени (таких как стеклянные микрооболочки) может происходить сильное поглощение излучения из-за фотоэффекта. Следовательно, для исследования этой области надо использовать рентгеновское излучение с энергией 1 — 10 кэВ. В режиме взрывающейся оболочки при нагреве материала оболочки до высоких температур (нескольких килоэлектрон-вольт) генерируется мощное рентгеновское излучение, которое следует использовать для диагностических целей. Например, на основе интегральных по времени измерений рентгеновской камерой-обскурой можно восстановить пространственное распределение излучения. Рентгеновская камера с щелевой разверткой может измерять временное распределение излучения. Оба метода можно комбинировать для получения пространственно-временных характеристик процесса имплозии.

Собственное рентгеновское излучение является важным диагностическим инструментом для исследования мишеней в режиме взрывающейся оболочки. Однако в абляционном (изоэнтропийном) режиме имплозии мишеней эмиссия рентгеновского излучения в килоэлектрон-вольтном диапазоне значительно понижается из-за более низких температур. Следовательно, в данном случае для диагностических целей должен служить внешний или вторичный источник рентгеновского излучения. В одной из схем используется дополнительная мишень, которая при нагревании служит источником интенсивного рентгеновского излучения, которое освещает основную абляционную мишень. Это излучение, проходя через первичную мишень, является некогерентным рентгеновским зондом. Прошедшее излучение можно использовать для исследования конфигурации мишени в процессе имплозии.

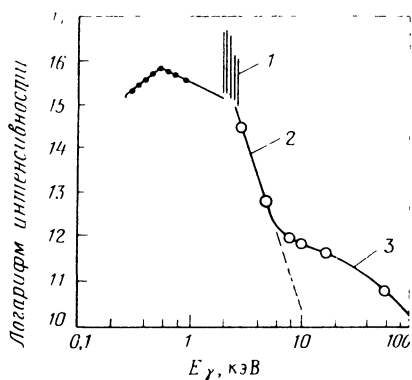
Динамика очень плотного, сжатого топливного ядра мишени имеет временной масштаб от 10 до 100 пс. Самую существенную информацию о динамике ядра дают измерения продуктов реакций (α -частиц и нейтронов) и уширения линий рентгеновского излучения высокоионизированных атомов с большим Z в топливной области. Нейтронный выход дает информацию о термоядерном горении. Плотность сжатого ядра может быть измерена с помощью зонных пластин, регистрирующих α -частицы, с последующим восстановлением изображения [76]. Информацию о плотности и профиле плотности можно получить из анализа штарковского уширения рентгеновских линий высокоионизированных ионов, таких как аргон и неон. Кроме того, в ряде экспериментов использовались такие диагностические методы, как нейтронная активация и регистрация характеристического индуцированного излучения K -линий атомов элементов, вводимых в состав мишени.

9.4.2. Диагностические методы, основанные на регистрации собственного излучения плазмы. Длины волн электромагнитного излучения, испускаемого (или отражаемого) термоядерной мишенью, могут меняться от инфракрасной области до коротковолнового рентгена. Параметры эмиссии этого излучения несут важную информацию о динамике мишени, энергетическом балансе и преобразовании энергии внутри мишени, о взаимодействии излучения драйвера с мишенью.

Особенный интерес в экспериментах по лазерному синтезу вызывает определение доли падающего светового излучения, поглощаемого или отражаемого мишенью. Интенсивность падающего и отраженного пучков

Рис. 9.11. Спектр рентгеновского излучения из стеклянной микрооболочечной мишени, Ливерморская национальная лаборатория

1 — линейчатое излучение элементов, входящих в состав стекла, 2 — "температурное" рентгеновское излучение; 3 — "надтемпературное" рентгеновское излучение



можно измерять калориметрами. Например, для измерения интенсивности падающего пучка часть его можно отводить в калориметры. Для измерения интенсивности отраженного или рассеянного света калориметры помещают вокруг мишени. Особенно удобно использовать зеркала в сферической геометрии, которые собирают световое излучение, рассеянное как вперед, так и назад под большими телесными углами, и затем фокусируют его в калориметры. Для измерений на выделенной частоте падающего пучка или для регистрации гармоник падающего светового излучения (например, на частоте 2ω или $3/2\omega$) перед калориметрами могут быть помещены фильтры.

Другим очень важным диагностическим методом является измерение длинноволнового рентгеновского излучения (от 100 эВ до 5 кэВ), испускаемого мишенью. Для исследования процесса имплозии мишени используются различные методы фотографирования в рентгеновских лучах. С помощью рентгеновских камер-обскур осуществляют исторические по времени измерения пространственного распределения источника рентгеновского излучения (и, следовательно, получают прямую информацию о симметрии сжатия и имплозии). Однако камеры-обскуры выделяют только малые телесные углы. Поэтому для повышения разрешения камеры надо помещать недалеко от мишени. Это сокращает срок использования диафрагмы до нескольких выстрелов. Снятие изображения с помощью френелевских зонных пластин (ФЗП) повышает разрешение и увеличивает телесный угол. Однако обработка информации в данном случае сложна и, кроме того, ФЗП также надо устанавливать вблизи от мишени. Рентгеновские телескопы и микроскопы (например, типа Уолтера или Киркпатрика—Байеса) можно помещать вдали от мишени, но их сложно изготавливать и юстировать.

Спектроскопия рентгеновского излучения дает информацию о температуре в мишени и наличии надтепловых электронов (рис. 9.11). Очень распространенным является применение метода поглощающих фильтров, использующих рекомбинационные скачки в поглощении рентгеновского излучения разными элементами. При наличии нескольких фильтров можно перекрыть весь интересующий спектр. Фильтры можно помещать перед разными чувствительными детекторами — рентгеновскими диодами, сцинтилляционными счетчиками или другими приборами. Более высокое спектральное разрешение можно получить с помощью рентгеновских кристаллических дифракционных спектрометров. Для достижения пространственного разрешения можно использовать диаф-

рагмы, а для пространственного и временного — камеры с щелевой разверткой.

Измерения коротковолнового рентгеновского излучения дают информацию о надтепловых электронах. Для этого применяют сцинтилляционные детекторы и флуоресцентные эмиттеры с фильтрами. Для отклонения заряженных частиц, испускаемых мишенью, можно применять магнитные поля.

9.4.3. Диагностические методы, основанные на эмиссии частиц. В процессе термоядерного горения и имплозии мишени будут испускать множество различных частиц с большой энергией. При поглощении излучения драйвера и имплозии в разлетающейся плазме происходит ускорение ионов и электронов. В горячем термоядерном топливе образуются такие продукты реакций, как α -частицы и быстрые нейтроны. Эти частицы несут ценную информацию о динамике мишени.

Детектирование быстрых ионов связано с информацией о взаимодействии излучения драйвера с мишенью и эффекте ограничения теплопроводности в зоне абляции. Для измерения спектра быстрых ионов применяют метод парабол Томсона; отклоняющие электростатические пластины; магнитные анализаторы и время-пролетные методы. Пространственное распределение источника ионов можно измерять с помощью ФЗП.

Для детектирования и анализа потоков быстрых нейтронов, испускаемых горящим термоядерным топливом мишени, применимо множество методов. Измерения нейтронного энергетического спектра могут быть основаны на время-пролетной методике и применении быстрых сцинтилляторов. Нейтронный выход может измеряться активационными методами, например с помощью активации Cu/Ag или кремния внутри мишени.

ГЛАВА 10

ПРИЛОЖЕНИЯ

В последние годы инерциальный термоядерный синтез развивался чрезвычайно стремительно по нескольким направлениям. Основная цель заключалась в осуществлении критического эксперимента для термоядерных мишеней, т. е. достижении таких условий, при которых выделенная энергия синтеза равна или превышает падающую энергию излучения драйвера. Сводка экспериментальных программ (как реализованных, так и развивающихся) приведена в табл. 10.1. Предполагается, что драйверы, необходимые для проведения критического эксперимента, будут созданы к середине 80-х годов. Таким образом, дальнейшее рассмотрение возможных приложений инерциального синтеза проводится в перспективе, превосходящей рамки критического эксперимента, чтобы определить будущие применения ИТС.

Можно выделить три основных направления в приложениях инерциального термоядерного синтеза: производство энергии, военные приложения и фундаментальные физические исследования. Основным приложением считается производство энергии, которая может использоваться для выработки электроэнергии [1, 2], производства промышленной теплоты и синтетических видов топлива [3] или в двигателях [4]. К сожалению, оказывается, что энергетическое приложение ИТС наиболее трудно осуществимо. Несмотря на это, практически вся данная глава будет посвящена именно энергетическому приложению ИТС.

Следует заметить, что в значительной степени исследования по ИТС финансировались для военных приложений [5, 7]. Среда, создаваемая в процессе имплозии и термоядерного горения крошечных топливных мишеней, во многом аналогична

Таблица 10.1. Экспериментальные программы по ИТС в США

Организация	Тип драйвера и его параметры	Результаты
Ливерморская национальная лаборатория	Shiva, Nd-лазер; 30 кДж; 30 ТВт Nova, Nd-лазер; 300 кДж; 300 ТВт	$100\rho_{\text{иг}}$; 10^{12} нейтронов; резонансное поглощение
Национальная лаборатория в Лос-Аламосе	Helios, CO ₂ -лазер; 10 кДж; 10 ТВт	(50 – 100) $\rho_{\text{иг}}$; 10^9 нейтронов; горячие электроны
Лаборатория Сандиа	Antares, CO ₂ -лазер; 40 кДж; 40 ТВт PBFA-I, 2 МэВ ионы; 1 МДж; 25 ТВт PBFA-II, 4 МэВ ионы; 4 МДж; 100 ТВт	
KMS Fusion	Chroma-II, Nd-лазер; 1 кДж; 2 Вт	Первые термоядерные нейтроны. Сравнение параметров имплозии при 0,52 и 1,06 мкм
Рочестерский университет	Omega-10, Nd-лазер 10 кДж; 10 ТВт	10^{11} нейтронов Имплозия мишени при длине волны лазерного излучения 0,35 мкм
Военно-морская лаборатория	Pharos-II, Nd-лазер; 1 кДж; 1 ТВт Gamble-II, 2 МэВ, ионы; 150 кДж; 2,5 ТВт	Абляционное ускорение. Взаимодействие лазер-плазма Разработка ионных диодов. Фокусировка и распространение ионов в плазменных каналах

среде, создаваемой при взрыве термоядерной бомбы. Таким образом, мишени для ИТС можно использовать для моделирования на микроскопическом уровне эффектов, важных для развития оборонных приложений.

Возможно, ближайшим приложением ИТС будут фундаментальные физические исследования. Температура и плотность, создаваемые в процессе имплозии топливных термоядерных мишеней, совершенно уникальны (по крайней мере, в земных условиях). Эксперименты по сжатию и нагреву термоядерных мишеней можно использовать для определения свойств вещества, находящегося при экстремальных условиях, взаимодействия интенсивного излучения с веществом и некоторых аспектов ядерной физики низких энергий.

Инерциальный термоядерный синтез дает уникальную возможность исследовать некоторые астрофизические аспекты, такие как поведение внутренней области звезд, в лабораторных условиях.

Но, как было замечено ранее, возможно наиболее важным приложением ИТС будет производство энергии путем преобразования энергии синтеза в электричество или использования энергии синтеза или продуктов реакций для выработки синтетических химических или ядерных видов топлива. Ниже рассмотрены следующие энергетические приложения

- 1) производство электроэнергии; 2) производство делящихся видов топлива;
- 3) тепловой цикл и производство синтетического топлива; 4) двигатели

10.1. РЕАКТОРЫ НА ОСНОВЕ ИТС

Возможно, основная проблема будет связана с тем, как собрать энергию, выделенную в процессе термоядерного микровзрыва, и преобразовать ее, например, в электричество. В первых будущих установках инерциального синтеза, основанных на D-T-топливном цикле, термоядерная энергия должна выделяться преимущественно в виде кинетической энергии (14 МэВ) быстрых нейтронов. Для реализации реакторного цикла необходимо сжечь каплю термоядерного топлива, используя излучение определенного типа драйвера (лазера или пучка заряженных частиц); удержать микровзрыв капли в соответствующей камере сгорания или реакторной полости; преобразовать кинетическую энергию продуктов реакций синтеза (в основном быстрых нейтронов) в теплоту в окружающем бланкете и затем использовать эту теплоту для производства полезной работы (например, в тепловом паронагревательном цикле для получения электроэнергии). Так как в проведенных исследованиях основное внимание было сосредоточено на схемах ЛТС, то ниже будут рассмотрены преимущественно энергетические системы, построенные по схеме ЛТС.

При обсуждении устройства энергетической установки возникает множество вопросов. Некоторые из этих вопросов перечислены ниже.

Исследование лазерных мишеней. Какое усиление энергии в мишени требуется? Какой должен быть выход энергии? Какая лазерная энергия необходима? Какой спектр имеют различные виды продуктов разлета мишени? Какая требуется степень однородности облучения мишени и сколько необходимо лазерных пучков? Сколько мишени будут стоять, как их изготавливать и транспортировать в фокус внутри камеры?

Лазерные исследования. Каков оптимальный масштаб длин волн лазерного излучения? Какая необходима лазерная энергия? Какой должна быть форма лазерного импульса? Как сконструировать оптический тракт транспортировки пучка и какие проблемы связаны с последним фокусирующим зеркалом? Какая требуется частота повторения вспышек и как это влияет на устройство лазерной системы, силовое обеспечение и жизнеспособность ее отдельных узлов?

Оптический тракт. Сколько здесь будет оконечных зеркал и как они устроены? Как объединить оптический тракт с лазерной системой? Нужно ли комбинировать пучки? Какова форма и положение оконечных зеркал? Как длина волны лазерного излучения влияет на конструкцию оптической системы?

Устройство реакторной полости и бланкета. Нужен ли защитный слой для первой стенки реактора? Как защитный слой первой стенки реагирует на облучение рентгеновским излучением, ионами и отраженным лазерным излучением? Как эта реакция изменяется с изменением спектра и энергии каждой из компонент излучения? Как сконструировать первую стенку? Как должен быть сконструирован бланкет для отбора тепловой энергии и размножения трития?

Материалы и радиационные повреждения нейтронами. Существуют ли эффекты, характерные только для реакторов на основе ИТС? Как повреждения зависят от температуры? Какой конструктивный материал должен быть выбран? Какой должна быть нейтронная нагрузка на стенку? Какие проблемы связаны с динамическим давлением и как их можно решить?

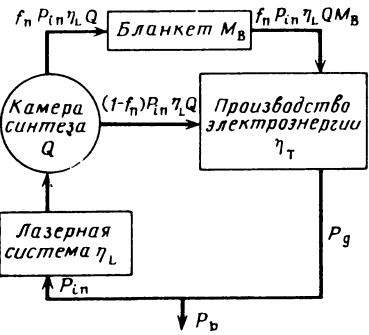
Схема тритиевого цикла и энергетический цикл. Что будет представлять собой замкнутый тритиевый цикл? Как регенерировать и удалить тритий? Как уменьшить эффекты утечки? Как объединить различные виды тепловых потоков в оптимальном энергетическом цикле? Нужен ли промежуточный контур?

Успешное приращение ИТС для производства электроэнергии связано с необходимым достижением некоторых технологических целей, которые перечислены ниже.

1. Реализацией высокой средней мощности драйвера при требуемой эффективности (свыше 5%) и надежности (свыше 70%);
2. Разработкой мишеней с большим усилением энергии;
3. Возможностью изготовления дешевых мишеней на промышленной основе;
4. Разработкой первой стенки, способной выдержать воздействие рентгеновского излучения, продуктов разлета мишеней и нейтронов от термоядерных микровзрывов;

Рис. 10.1. Схема распределений энергетического потока в реакторе ИТС

η_L — КПД лазерной системы; Q — усиление мишени; f_n — отношение энергии нейтронного излучения к выделившейся термоядерной энергии; M_B — усиление энергии в бланкете; η_T — эффективность преобразования выделившейся энергии в электроэнергию; P_{in} — электроэнергия, потребляемая лазерной системой; P_g — полная вырабатываемая электроэнергия; P_b — энергия потребителю



5. Созданием конструкционных материалов, способных выдержать накапливающееся во времени воздействие высокоэнергетических нейтронов и повторяющихся импульсов давления.

Конечные фокусирующие элементы должны быть или защищены, или удалены от области микровзрывов, или быть легко заменяемыми, с тем чтобы не увеличивать стоимость энергетической установки.

10.1.1. Баланс энергии в реакторах синтеза с инерциальным удержанием. Все реакторы, основанные на схеме ИТС, должны быть определенным образом сбалансированы по энергии и подчиняться соответствующим экономическим требованиям. Эти ограничения связаны в основном с тем, что реактор должен производить энергии существенно больше, чем потребляет. Тогда он будет экономически конкурентоспособен по сравнению с другими источниками электроэнергии. Схема распределения энергетического потока в реакторе ИТС изображена на рис. 10.1.

Наибольший интерес для экономического анализа реактора представляет циркулирующая часть энергии (ЦЧЭ) [8]. Она определяется отношением энергии, потребляемой системой питания драйвера, к полной выделившейся электроэнергии. Циркулирующая часть энергии может быть описана в терминах КПД основных узлов реактора и коэффициента усиления энергии в мишени Q

$$P_{in}/P_g = 1/\eta_L Q \eta_T [1 + f_n (M_B - 1)].$$

Если коэффициент усиления энергии в бланкете (энергия падающего потока нейтронов/тепловая энергия на выходе) взять равным 1,0, тогда циркулирующую часть энергии можно представить в виде функции произведения $\eta_D Q$ (рис. 10.2). Следует отметить, что в гибридных реакторах коэффициент усиления энергии в бланкете может быть существенно больше 1,0, достигая 100. Кроме того, даже в реакторах, основанных только на схеме ИТС, характерный коэффициент усиления в бланкете составляет 1,1 – 1,3, что может представлять большой интерес для экономики системы. На рисунке приведено значение циркулирующей части энергии в энергетических установках на природном топливе и в реакторах деления. Предполагается, что для систем, которые экономически выгодны, циркулирующая часть энергии не должна превышать 25%. Это соответствует $\eta_D Q = 10$. Таким образом, перспективность ИТС как основы для создания реактора связана как с эффективностью драйвера, так и с усилением энергии в мишени. Для получения экономической выгоды, например, при использовании CO_2 -лазера с КПД 10% необходимо, чтобы коэффициент усиления энергии в мишени был порядка 100. Если КПД драйвера лежит в интервале от 3 до 5% (как, например, в Krf-лазере), тогда коэффициент усиления энергии в мишени должен составлять 200 – 300. Кроме того, при использовании ионных пучков с проектируемым КПД ускорителя от 25 до 30% требуемый коэффициент усиления энергии в мишени может быть понижен до 30 – 40.

10.1.2. Энергетический выход и частота повторения импульсов в реакторах ИТС. Если соотношение между КПД драйвера и коэффициентом усиления энергии в мишени зафиксировано, тогда энергию драйвера, требуемую для достижения данного коэффициента усиления, можно определить из зависимости усиления мишени от

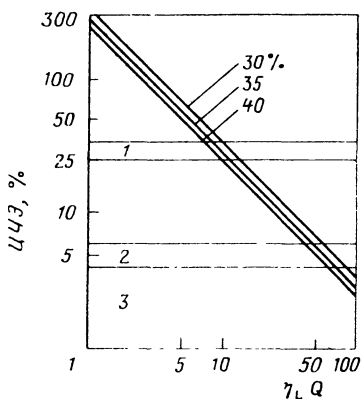


Рис. 10.2. Зависимость циркулирующей части энергии электростанции от коэффициента усиления энергии в синтезе при различных значениях теплового КПД, %:

1 — концептуальные проекты; 2 — реакторы деления (вода-водяные); 3 — реакторы деления (высокотемпературные с газовым охлаждением) и тепловые электростанции на природном топливе

энергии драйвера (см. рис. 9.9). Вид этих кривых определяется конструкцией мишени и эффективностью передачи энергии излучения драйвера в мишень. Выход энергии из мишени и частота повторения вспышек связаны между собой простыми соотношениями

$$Y = QE_D; P_F = Y\omega,$$

где P_F — энергия синтеза; ω — частота повторения вспышек в реакторе. Эти соотношения определяют параметры реактора, основанного на данном типе драйвера. Реакторная камера должна выдерживать взрыв с энергией порядка нескольких мегаджоулей, и рабочие условия в ней должны восстанавливаться за время между импульсами ω^{-1} .

Руководствуясь общими предпосылками, следует уделить внимание основным деталям конструкций реакторов ИТС.

10.2. РЕАКТОРНАЯ КАМЕРА

Рассмотрим конструкцию камеры, в которой будет происходить микровзрыв. Выход энергии 100 МДж эквивалентен взрыву 21,6 кг ТНТ. В принципе такого количества ВВ могло бы быть достаточно, чтобы разрушить камеру любой конструкции, рассчитанную на частоту повторения от 1 до 10 взрывов за 1 с. Но этого не произойдет, так как давление, действующее на стенки камеры, пропорционально квадратному корню из массы осколков. Таким образом, разрушительная сила действия от разлетающихся микроскопических осколков термоядерной мишени в 1000 раз меньше силы от осколков при химическом взрыве.

Однако гораздо более важным является воздействие излучения, испускаемого в процессе микровзрыва. Оно накладывает самые жесткие ограничения на устройство взрывной полости.

10.2.1. Излучение. В основном из взрывающихся термоядерных мишеней испускается четыре вида излучения. рентгеновское, заряженные частицы (включая α -частицы и продукты разлета мишени), нейтроны и отраженное лазерное излучение (для лазерных драйверов). Ниже приведены характерные значения энергетического выхода и средней энергии каждого вида излучения для мишеней ИТС, нагреваемых пучками легких ионов, с большим усилением энергии, которые обсуждались в гл. 9.

Полный выход энергии синтеза, МДж	100
Нейтронный выход, МДж	71
Выход рентгеновского излучения, МДж	20
Выход ионов, МДж	7,4
Эндознергетические реакции, МДж	1,6
Умножение нейтронов	1,046
Средняя энергия нейтронов, МэВ	12

Средняя энергия γ -излучения, МэВ	1,53
Коэффициент размножения трития	0,01
Рентгеновский спектр, кэВ (черное тело)	Около 1

Проинтегрированный по времени спектр рентгеновского излучения приведен на рис. 10.3. Хотя 80% энергии, выделяемой в реакциях синтеза, приходится на нейтроны с энергией 14,1 МэВ, расчеты показывают, что при выходе из мишени в результате соударений нейтроны будут замедляться и терять часть энергии в топливе (рис. 10.4). Действительно, при $\rho R \sim 5$ 60% нейтронов с энергией 14,1 МэВ претерпевают соударения в мишени, теряя вплоть до 90% начальной энергии в однократном соударении с дейтонами.

Рентгеновский спектр в случае простых мишеней является достаточно жестким и нетепловым, однако его можно аппроксимировать спектром излучения абсолютно черного тела с температурой 8 кэВ. В сложных мишенях значительная часть энергии нейтронов в процессе замедления передается заряженным продуктам разлета. Высокоэнергетические заряженные частицы — продукты рассеяния будут быстро излучать обратно эту дополнительную энергию в форме рентгеновского излучения. Таким образом, в сложных составных мишенях до 20% энергии синтеза может переизлучаться в виде рентгеновского излучения, температура которого может изменяться от 300 эВ до 1 кэВ. В таких мишенях генерируются и γ -кванты с E порядка нескольких мегаэлектрон-вольт в реакциях неупругого рассеяния нейтронов с элементами, входящими в состав мишени.

В некоторых случаях очень важным является учет отраженного лазерного излучения. Для мишеней с низким выходом энергия отраженного лазерного излучения может намного превысить энергию продуктов реакций. При использовании коротковолновых лазеров с коротким импульсом и мишеней с высокой отражающей способностью отраженное лазерное излучение может вызвать чрезмерный нагрев стенок камеры.

Хотя быстрые нейтроны в большинстве материалов камеры имеют большую среднюю длину пробега (около 10 см) и легко проникают к реакторному blankets, другие виды излучений будут полностью поглощаться в первой стенке.

10.2.2. Механизмы нагрузки на стенку. Поглощение энергии продуктов горения термоядерной мишени в первой стенке приведет к появлению импульсного давления. Давление возникает из-за температурных градиентов в материале, обусловленных неоднородностью нагрева и теплопроводности, а также инерциальными эффектами. Можно выделить четыре разных механизма нагрузки на стенку: воздействие

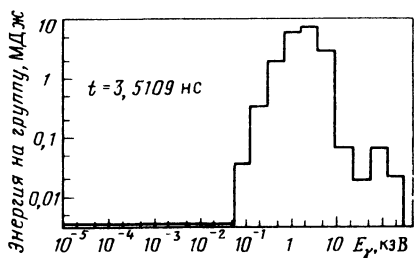


Рис. 10.3. Проинтегрированный по времени спектр излучения термоядерного микровзрыва (мишень сконструирована для синтеза на пучках легких ионов)

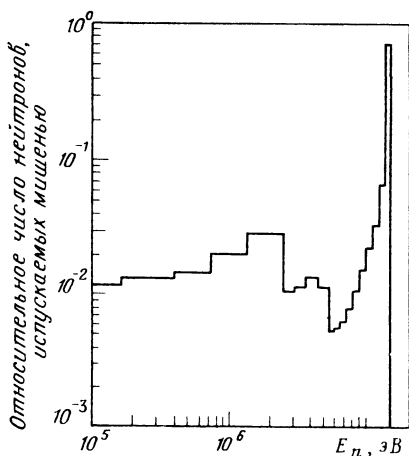


Рис. 10.4. Проинтегрированный по времени спектр нейтронного излучения термоядерного микровзрыва. (Мишень сконструирована для синтеза на пучках легких ионов)

продуктов взрыва мишени; воздействие ударной волны; абляционное давление; расширение blankets; тепловая деформация

В основном в первой стенке происходит поглощение энергии заряженных частиц и рентгеновского излучения и, в меньшей степени, отраженных фотонов.

Задача расчета отклика первой стенки (повышения температуры поверхности и импульсного механического давления) чрезвычайно сложна. Из-за экстремальных условий на поверхности первой стенки основную роль при расчете отклика будут играть фазовые соотношения. Кроме того, временные константы температурной релаксации часто имеют тот же порядок, что и времена тепловыделения, т. е. если T_m — время механической релаксации, T_T — время тепловой релаксации стенки, то время тепловыделения, связанное с поглощением нейтронов, рентгеновского излучения и высокоэнергетических α -частиц, $\tau < T_m \ll T_T$, а для разлетающихся осколков мишени $T_m \ll T_T \sim \tau$.

Резкое поглощение энергии и малые длины поглощения заряженных частиц разлетающейся плазмы и рентгеновского излучения могут вызвать серьезные повреждения поверхности материалов первой стенки. Действительно, теоретический анализ времени жизни стенки показал, что сухая, незащищенная стенка реакторной полости, сделанная из обычного материала, не выдержит экономически разумной нагрузки (более 1 МВт/м^2) из-за чрезмерной тепловой абляции и распыления материала поверхности [9]. И графитовые, и металлические первые стенки (Mo, Ta, нержавеющая сталь) будут подвержены большой поверхностным градиентам температуры, так как энергия ионов и длинноволнового рентгеновского излучения поглощается в тонком поверхностном слое. Будет иметь место чрезмерное испарение (около 1 см за 1 год) поверхности. Необходимо также учитывать распыление поверхности (около 1 см за 1 год), так как разрушение материала происходит при повышенных температурах. (Распыление резко повышается при нагреве поверхности до температур плавления.) Растрескивание материала стенки не представляется очень серьезной проблемой, так как при поглощении энергии ионов не генерируется волна термоупругого давления (из-за разброса во временах пролета ионов). Кроме того, если длина волны рентгеновского спектра меньше длины волны излучения абсолютно черного тела с температурой 1 кэВ, тогда возникают только низкоамплитудные переходные давления.

Важной проблемой, которую необходимо учитывать при конструировании реакторной полости, является нейтронное разрушение конструкционных материалов. Самыми важными механизмами разрушения материалов нейтронным излучением являются смещение атомов и наработка газа-продукта (в первую очередь гелия). Повреждение, связанное со смещением, выражается в числе смещений на атом, а наработка газа — в числе атомов газа, приходящихся на 10^6 частиц среды. Предел повреждения для нержавеющей стали марки SS-316 при рабочей температуре 500°C равен 150 смещениям на 1 атом и 500 атомов гелия на 10^6 частиц. При нейтронной нагрузке на стенку 1 МВт/м^2 незащищенная стенка из стали SS-316 будет подвержена разрушению вследствие смещений со скоростью примерно 10 смещений на 1 атом в течение года эксплуатации, производство гелия при этом составит 220 атомов на 10^6 частиц за полный рабочий год. Для более детального сравнения значения скоростей смещения и наработки газа для реакторов различных типов приведены в табл. 10.2.

10.2.3. Конструкции реакторной камеры. Разрушение материала первой стенки рентгеновским излучением и заряженными частицами — продуктами разлета представляется наиболее существенной проблемой, связанной с системами ИТС.

В связи с этим было предложено несколько конструкций реакторной полости, куда входят [10, 11]: сухая стенка с заменяемым покрытием; стенка с магнитной защитой; смачиваемые стенки; жидкая завеса или струи; газонаполненная полость. Эти конструкции различаются по параметрам взаимодействия внутренней поверхности первой стенки с рентгеновским излучением и заряженными продуктами разлета. (Данные подходы представлены схематически на рис. 10.5.) В конструкции, основанной на концепции сухой стенки [12], предлагается поместить заменяемое металлическое или керамическое покрытие между взрывной камерой и blanketом. Этот слой не восстанавливается и должен периодически заме-

Таблица 10.2. Предполагаемые требования к конструкционным материалам для реакторов деления и синтеза

Параметр	Реактор-размножитель на быстрых нейтронах с охлаждением жидким металлом	Синтез с магнитным удержанием	ИТС
Температура, °С	300 – 600	300–500 (сталь) 500 – 1000 (огнеупоры)	300 – 500 (сталь) 500 – 1000 (огнеупоры)
Максимальная мгновенная скорость смещений (число смещений на атом/с)	Около 10^{-6}	(3–10) 10^7 (зеркала и токамаки) (1–10) 10^5 (θ -пинч)	1 – 10
Средняя скорость смещений (число смещений на атом/год)	Около 50	10 – 30	10 – 30
Скорость наработки газообразного He-продукта (один атом He на 10^6 атомов/год)	Около 10	200 – 600 (сталь) 25 – 150 (огнеупоры)	200 – 500 (сталь) 25 – 150 (огнеупоры)
Энергетические циклы в год	Около 10	10 (зеркала) $10^3 \pm 10^5$ (токамак) $3 \cdot 10^6$ (θ -пинч)	$10^7 - 10^9$
Уровень давления, МПа	60 – 120	60 – 120	100 – 200
<i>Условия, при которых должна сохраняться жизнеспособность полости*</i>			
Смещения на атом	100 – 150	300 – 1000	300 – 1000
Наработка гелия (один атом на 10^6 атомов)	20 – 30	6000 – 20 000	6000 – 20 000
$\Delta V/V_0$, %	Меньше 5	Меньше 10	Меньше 10
Ползучесть	Меньше 1	Меньше 1	Меньше 1

* Время эксплуатации – 30 лет

няться. В концепции, основанной на магнитной защите [13, 14], предлагается использовать магнитное поле соленоида для отклонения продуктов разлета от цилиндрического бланкета в конические коллекторы, расположенные сверху и снизу камеры. В концепции, основанной на смачиваемой стенке [15, 16], предполагается использовать тонкий слой жидкого металла, который покрывает металлическую стенку и предохраняет ее от окаливания и испарения, происходящих при поглощении продуктов разлета микровзрыва. В схеме с жидкой завесой [17, 18] или струями первая стенка защищается от рентгеновского излучения, нейтронов и осколков толстым слоем падающего жидкого металла (лития) или твердых шариков. В конструкции с газонаполненной полостью [20] камера сгорания наполняется буферным газом, например ксеноном, под давлением менее 10^2 Па, достаточным для защиты первой стенки от ионов и длинноволнового рентгеновского излучения, испускаемых в процессе микровзрыва. Ниже детально обсужден каждый из подходов.

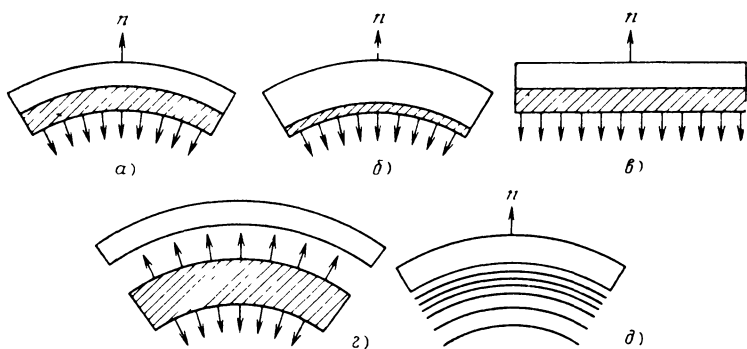
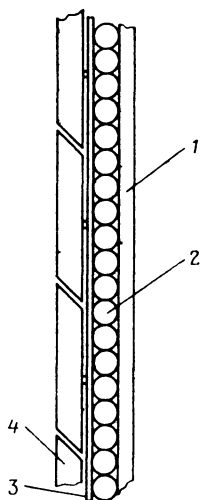


Рис. 10.5. Различные схемы защиты первой стенки реакторов ИТС:

а — заменяемое покрытие (испарение под воздействием рентгеновского излучения и продуктов разлета); *б* — стенка, смачиваемая жидким литием (слой лития испаряется под воздействием рентгеновского излучения и продуктов разлета); *в* — магнитная защита (продукты разлета отклоняются, стенка разрушается под воздействием рентгеновского излучения); *г* — защита жидким литиевым занавесом (поглощаются рентгеновское излучение, продукты разлета и нейтроны); *д* — защита буферным газом (поглощаются рентгеновское излучение и продукты разлета, возникает ударная волна)

Сухая стенка (конструкции с заменяемым невозстанавливаемым защитным покрытием). Выше отмечалось, что незащищенная сухая стенка будет подвержена такому интенсивному поверхностному разрушению продуктами разлета микровзрыва, что в чистом виде данная конструкция неприемлема. Поэтому было предложено [21] защитить первую стенку сменяющимся защитным покрытием, сделанным, например, из графита. Защитное покрытие будет подвержено разрушению вследствие теплового испарения и распыления, при этом толщина его будет уменьшаться. При достижении минимально допустимой заданной толщины покрытие должно быть заменено. Конструкция сухой стенки с графитовой защитой показана на рис. 10.6 (здесь первая стенка изготовлена из нержавеющей стали и имеет каналы для охлаждения). В других конструкциях сухой стенки исследуются параметры незащищенной стенки из ниобия.



Конструкция стенки с магнитной защитой. В таких конструкциях [22 — 24] для отклонения заряженных продуктов разлета в конические поглотители, расположенные на концах цилиндрической реакторной полости, используется магнитное поле соленоида (рис. 10.7). Как предусмотрено конструкцией, на защищенную графитом цилиндрическую первую стенку будет попадать только 10 — 20% рентгеновского излучения плюс 0,1% отраженного лазерного излучения. Поглотители должны быть изготовлены из огнеупорных материалов, таких как графит, и их необходимо заменять, когда уровень радиационных и механических повреждений

Рис. 10.6. Схема графитовой защиты сухой первой стенки:

1 — задняя конструктивная часть стенки (нержавеющая сталь); 2 — трубки теплоносителя (нержавеющая сталь); 3 — внутренний элемент стенки (нержавеющая сталь); 4 — слой графита

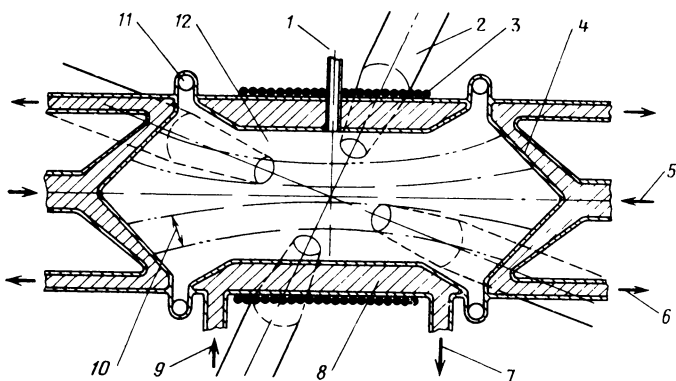


Рис. 10.7. Конструкция первой стенки с магнитной защитой.

1 — инжекция мишени; 2 — ввод пучка лазерного излучения; 3 — соленоид; 4 — конический поглотитель энергии; 5 — хладагент; 6 — к теплообменнику; 7 — к теплообменнику и системе отделения трития; 8 — цилиндрический бланкет; 9 — жидкий литий; 10 — силовые линии магнитного поля; 11 — к вакуумным насосам; 12 — реакторная полость

превысит допустимое значение. В принципе защита первой стенки магнитным полем может комбинироваться с прямым преобразованием кинетической энергии продуктов разлета в электрическую энергию (что представляет интерес при использовании перспективных топливных циклов, основанных на $D-D$ или $p^{11}-B$ -реакциях).

Однако такой подход имеет несколько недостатков. Хотя α -частицы взаимодействуют как отдельные частицы и быстро отклоняются в поглощающие конусы, более медленные продукты разлета плазмы, совершая работу против магнитного поля, действуют коллективно. Таким образом, когда продукты разлета достигают конца цилиндра, они сначала подавляют, а потом сжимают магнитное поле между плазмой и стенкой полости. Это может вызвать рост плазменных неустойчивостей, в результате чего частицы будут пересекать линии поля и соударяться со стенкой. Кроме того, использование магнитной защиты первой стенки неудобно, если применяются охладители из жидкого металла, так как для прокачки охладителя в направлении поперек линий магнитного поля требуется дополнительная энергия. В такой схеме модули бланкета и первая стенка будут более недоступны для ремонта и проверки по сравнению с конструкцией, основанной на концепции сухой стенки.

Конструкция со смачиваемой стенкой. В конструкциях со смачиваемой стенкой [15, 16, 25] стенка реакторной полости изготавливается из пористого огнеупорного металла, через который просачивается охладитель, например литий, образуя, таким образом, защитное покрытие ее поверхности (рис. 10.8). Этот защитный слой на первой стенке служит для поглощения заряженных частиц и отраженного лазерного излучения, в то время как рентгеновское излучение только ослабляется. Характерные толщины защитного слоя составляют 1–2 мм, из которых 0,1 мм испаряется при каждой вспышке. Из-за процесса испарения частота повторения вспышек для такой конструкции ограничена одной вспышкой в секунду. Это объясняется тем, что необходимо время для восстановления защитного слоя и отдачи полости до давления, соответствующего плотности примерно 10^{17} атомов/см³. Основные недостатки этой схемы связаны с большими нагрузками на вакуумную систему откачки, обусловленными высоким давлением паров текущего лития и сложностью конструкции первой стенки, позволяющей охладителю протекать из резервуара на покрывной слой первой стенки.

Литиевый занавес. В этой схеме [5, 26 – 33] для защиты первой конструкционной стенки от прямого воздействия термоядерного микровзрыва предлагается ис-

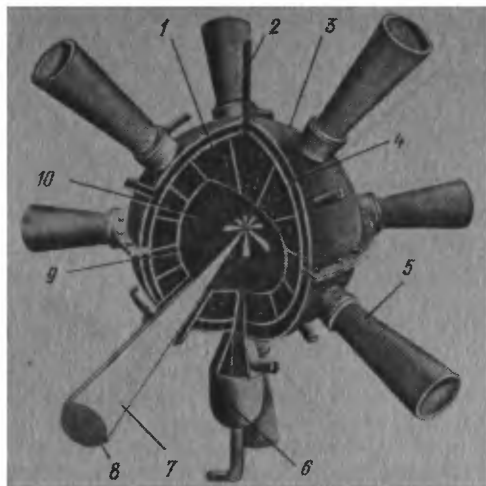


Рис. 10.8. Конструкция камеры со смачиваемой стенкой

1 — литиевый бланкет;
 2 — инъекция мишени;
 3 — внешняя стенка;
 4 — промежуточная конструкционная стенка;
 5 — система ввода пучка лазерного излучения;
 6 — конденсор;
 7 — пучок лазерного излучения;
 8 — зеркало;
 9 — внутренняя конструкционная стенка;
 10 — пористая стенка

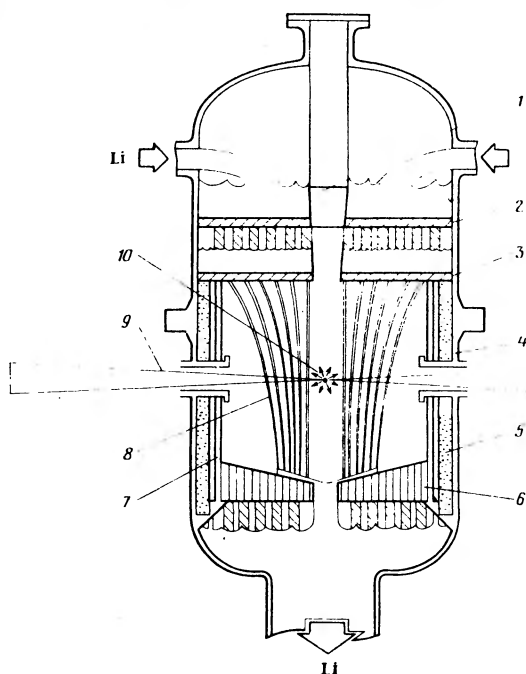


Рис. 10.9. Защита первой стенки с использованием литиевых струй (проект NYLIFE):

1 — графитовая пробка; 2 — пластина с отверстиями; 3 — пластина с соплами;
 4 — камера высокого давления; 5 — графитовый отражатель; 6 — экран, предохраняющий от разбрызгивания; 7 — первая стенка (стальная); 8 — последовательность струй; 9 — пучок лазерного излучения; 10 — топливная термоядерная мишень

пользовать непрерывно меняющуюся первую стенку, образованную струями текущего лития (рис. 10.9). В каждой вспышке последовательность струй лития разрушается, но затем в интервале между вспышками восстанавливается. Литий постоянно накачивается к верхушке вакуумной камеры через резервуар, отделяющий первую конструкционную стенку от реакторного бака, находящегося под давлением. Небольшая часть литиевого потока циркулирует как первичный охладитель в теплообменниках. Обратный поток из теплообменников инжектируется через турбулизатор для защиты верхней части камеры.

Основное назначение падающего литиевого потока состоит в том, чтобы уменьшить нейтронное разрушение конструкционных материалов blankets и сохранить их на время эксплуатации станции. Литиевый занавес не только замедляет нейтроны, но и поглощает фотоны (рентгеновское и отраженное лазерное излучения) и продукты разлета мишени (α -частицы, несгоревшее топливо и осколки других частей мишени). Так как падающий литий отделен от стенки камеры, никакая ударная волна, образуемая в нем, не будет передаваться непосредственно конструкционной стенке.

Лития в падающем занавесе достаточно для того, чтобы существенно снизить нейтронное разрушение реакторных конструкционных материалов, возникающее в результате смещений атомов и наработки газа. Системы подобного рода могут функционировать при нагрузках на стенку около 4 МВт/м² на протяжении тридцати лет работы реактора без превышения пределов радиационных разрушений. Концепция жидкого литиевого занавеса или струй отличается также прекрасными параметрами преобразования и отвода энергии и наработки трития. Почти 99% полной выделившейся энергии поглощается непосредственно в первичном литиевом охладителе. Вследствие этого существенно уменьшаются циклические температурные напряжения в конструкционных стенках.

Основным недостатком данной конструкции является ее механическая сложность и ограничения, накладываемые на атмосферу лития в реакторной полости, препятствующую распространению лазерного излучения и тяжелых ионов. Кроме того, энергия, расходуемая на накачку и поддержание падающего потока лития или его струй, вносит значительную добавку к циркулирующей части энергии.

Конструкция реакторной полости с газовым наполнением [1, 20, 34 – 37]. В конструкциях газонаполненной реакторной полости для лазерного синтеза полости предполагается заполнять неон или ксенон под давлением $(0,7 - 1,5) \times 10^2$ Па, который должен играть роль буферного газа, предотвращая бомбардировку первой стенки заряженными продуктами разлета мишени. Энергия, поглощенная в газе, излучается на переднюю стенку через относительно большое время (около 1 мс), так что нагрев поверхности и тепловое испарение стенки становятся незначительными. Максимальное дополнительное давление, оказываемое на первую стенку, будет всего только около 10^5 Па. Основное внимание в этой конструкции должно быть обращено на поддержание достаточно низкой плотности газа для того, чтобы лазерное излучение не расфокусировалось и не ослабилось. Примером такой концепции является реакторная установка для ЛТС SOLASE, которая будет рассмотрена ниже.

В системах с пучками легких ионов давление газа в полости должно составлять $(5 - 50) \cdot 10^2$ Па [38, 39]. Такое давление объясняется тем, что между диодами и мишенью устанавливаются ионизованные каналы, образованные в результате лазерного пробоя, предшествующего протеканию тока разряда. Импульсное ионное излучение инжектируется затем в эти Z-пинчевые каналы и распространяется к мишени. При таких давлениях газа продукты разлета мишени быстро демпфируются в газе, образуя подобие огненного шара. Ударная волна, образуемая этим шаром, распространяется наружу (рис. 10.10) и отражается от первой стенки. Эта ударная волна может вызывать дополнительное давление на стенку ($10^5 - 10^6$ Па). Следовательно, стенка в такой схеме должна быть смонтирована из прочных материалов и, кроме того, должна еще дополнительно быть закреплена. Основная сложность такой концепции заключается в том, что условия в полости должны восстанавливаться между вспышками с такой скоростью, чтобы при следующей вспышке могли быть сформированы новые передающие каналы.

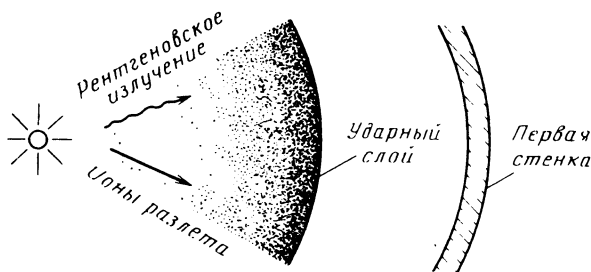


Рис. 10.10. Защита первой стенки с использованием буферного газа

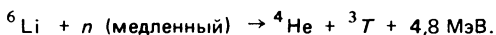
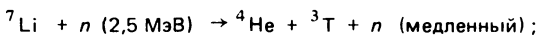
Проблемы, возникающие в связи с различными концепциями схемы реакторной полости, приведены ниже.

Металл без защиты	Очень большие диаметры полости (порядка нескольких десятков метров). Экономически невыгодны
Сменяющиеся покрытия	Частая замена покрытия
Магнитная защита	Периодическая замена покрытия (только вследствие испарения рентгеновским излучением). Необходим дальнейший анализ
Газовое наполнение	Защита от рентгеновского излучения и ионов разлета. Неясен механизм восстановления начальных условий. Необходим дальнейший анализ
Смачиваемая стенка	Защита от рентгеновского излучения и ионов разлета. Значительное импульсное воздействие на стенку. Частота повторения ограничена одной вспышкой в 1 с
Толстый литиевый занавес или струя лития	Защита от рентгеновского излучения и ионов. Уменьшение конструкционных радиационных повреждений. Значительное импульсное воздействие на стенку. Механизм восстановления начальных условий неясен. Необходим дальнейший анализ

10.3. ДРУГИЕ АСПЕКТЫ КОНСТРУКЦИИ РЕАКТОРОВ НА ОСНОВЕ ИТС

10.3.1. Конструкции бланкета. Система бланкета в реакторе призвана выполнять несколько функций. В бланкете должно происходить превращение выделившейся энергии синтеза в тепловую энергию с обеспечением эффективного отвода тепловой энергии. Кроме того, в бланкете необходимо воспроизводить тритий для замены того, что выгорает в реакциях синтеза. Система бланкета должна также поддерживать требуемый вакуум в камере синтеза.

Едва ли не самым существенным ограничением, связанным с конструкцией большинства бланкетов в реакторах синтеза, является необходимость того, чтобы тритий воспроизводился и вырабатывался из лития. Так как изотопный состав природного лития 7,4% ${}^6\text{Li}$ и 92,6% ${}^7\text{Li}$, то можно использовать две реакции:



Следует отметить, что реакция с ${}^7\text{Li}$ является пороговой и нейтрон сохраняется, а реакция с ${}^6\text{Li}$ имеет большое сечение по тепловым нейтронам и экзотермична. Таким образом, в идеале лучшее, на что можно надеяться с чисто литиевой системой и энергией нейтронов 14,1 МэВ, это то, что произойдет реакция с ${}^7\text{Li}$ и обра-

зававшийся медленный нейтрон поглотится в ${}^6\text{Li}$. В результате получится один избыточный атом трития (коэффициент размножения равен 2) и выделится энергия 2,3 МэВ.

В большинстве конструкций средой для размножения и охладителем blankets является жидкий литий. Однако с точки зрения воспроизводства трития в реакторе синтеза можно использовать и некоторые соединения лития, например расплавы солей (Li_2BeF_4 или LiF), керамические соединения (Li_2O и Li_2C_2) и алюминиевые соединения (LiAl , LiAlO_2).

Разветвленный трубопровод из нержавеющей стали с охлаждением жидким литием. В традиционном подходе, требующим в конечном итоге сложной технологии, предлагается в цилиндрическом кольцевом слое из нержавеющей стали просверлить вертикальные охлаждающие каналы, образующие разветвленный трубопровод (рис. 10.11). Концепция разветвленного трубопровода из нержавеющей стали совместима с конструкциями сухой или смачиваемой первой стенки реакторной полости. В подходе, связанном с сухой стенкой, можно на нержавеющей стали использовать графитовое покрытие, которое охлаждается жидким литием. Графитовое покрытие можно спроектировать с расчетом на время эксплуатации, равное одному году. В схеме со смачиваемой стенкой можно поддерживать тонкий (3 мм) слой жидкого лития на внутренней поверхности трубопровода. Необходимость воспроизводства трития накладывает ограничения на толщину конструкционной стенки из твердой нержавеющей стали (не более 10 см). Разветвленный трубопровод из нержавеющей стали может функционировать при нейтронных нагрузках на первую стенку около $1 - 2 \text{ МВт/м}^2$, но это потребует довольно больших радиусов камеры (10 – 15 м для систем мощностью 4000 МВт). При использовании нержавеющей стали, чтобы избежать излишней коррозии, температура лития должна быть ограничена (около 500°C).

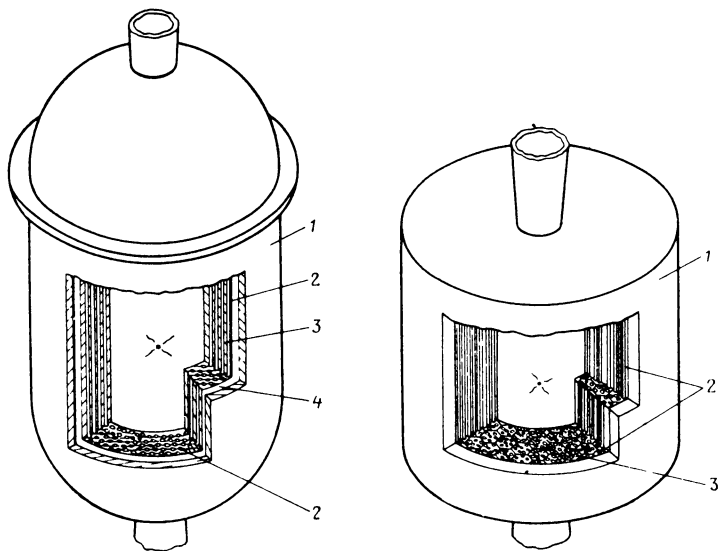


Рис. 10.11 Конструкция blankets с разветвленным трубопроводом из нержавеющей стали и охлаждением жидким литием

1 — камера высокого давления; 2 — каналы системы охлаждения; 3 — разветвленный трубопровод из нержавеющей стали; 4 — резервуар с жидким литием

Рис. 10.12. Конструкция blankets с разветвленным графитовым трубопроводом и газовым охлаждением.

1 — бетонная камера высокого давления; 2 — каналы газовой системы охлаждения (заполнены керамическими соединениями лития); 3 — графитовые блоки

Графитовый разветвленный трубопровод с газовым охлаждением. Графитовый разветвленный трубопровод [21, 40] подобен трубопроводу из нержавеющей стали, но в нем вертикальные охлаждающие каналы делаются в матрице графитовых блоков, образующих взрывную камеру. Можно использовать технологию реакторов деления с высокотемпературным газовым охлаждением и сконструировать вакуумный реакторный бак из армированного, предварительно напряженного бетона (рис 10.12) Газообразный гелий под большим давлением будет прокачиваться через каналы охлаждения, часть из которых или все будут заполнены шариками из керамических литевых соединений. По мере того как тритий диффундирует из литевых соединений, в которых он регенерируется, происходит его отвод из этих каналов газом-хладоагентом. Конструкция с разветвленным графитовым трубопроводом предоставляет возможность снизить нейтронную активацию и количество трития в системе.

Жидкая стенка и концепция защиты струями. В концепции жидкой стенки первая металлическая стенка в дополнение к защите от рентгеновского излучения и продуктов разлета мишени защищается и от быстрых нейтронов. Эта концепция в меньшей степени подвержена зависимости от уровня разработки конструкционных материалов, так как радиационные повреждения значительно снижены. Были предложены и исследованы схемы как с непрерывным занавесом из жидкого лития, так и с системой струй. Схема установки с литиевыми струями показана на рис. 10.13.

В таких схемах первая конструкционная стенка защищается толстым падающим слоем жидкого лития, который позволяет сохранить ее в течение всего периода эксплуатации станции. Так как литиевый падающий поток не прикасается к стенке камеры, ударные волны, которые в нем генерируются, не передаются непосредственно конструкционной стенке. Основная часть энергии синтеза поглощается, таким образом, в жидком литии, который служит одновременно и основным хладоагентом, и воспроизводящим веществом для регенерации трития, и первой стенкой. Следовательно, система не нуждается в повышении теплопроводности конструкционных материалов для более эффективного отвода теплоты.

Можно ожидать, что у схемы с жидкой непрерывной стенкой или струями будут очень хорошие характеристики по воспроизводству трития [21, 41]. Так как между

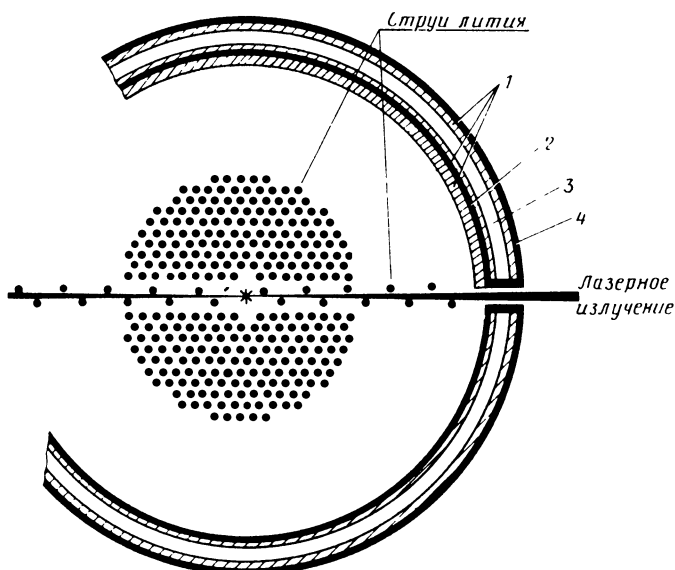


Рис. 10.13. Конструкция литиевой первой стенки или бланкета из литевых струй.

1 — охлаждение структуры бланкета; 2 — первая стенка (сталь); 3 — графитовый отражатель; 4 — стальная камера высокого давления

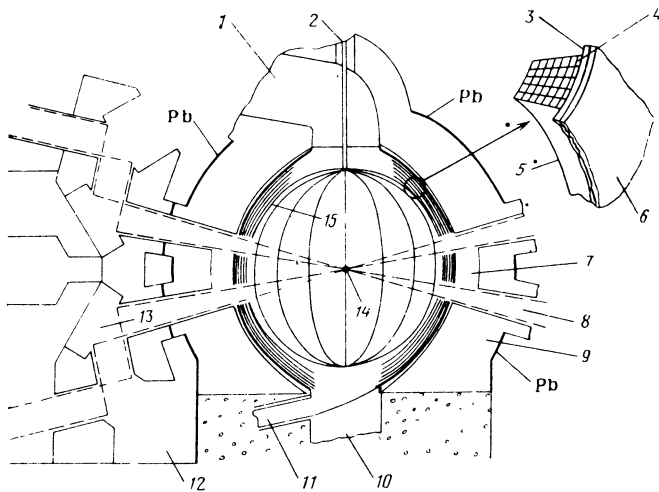


Рис. 10.14. Конструкция реакторной полости с защитой буферным газом (проект SOLASE)

1 — система ввода Li_2O (с поворотом на 90° , $T = 400^\circ\text{C}$); 2 — инжектор мишени; 3 — задняя конструкционная стенка из алюминиевого сплава с водяным охлаждением; 4 — керамические изоляторы; 5 — бланкет; 6 — графитовый отражатель; 7 — демпфирующая камера; 8 — система ввода лазерного пучка; 9 — защита из напряженного бетона; 10 — система вывода Li_2O , $T = 600^\circ\text{C}$; 11 — система вывода трития (с поворотом на 90° , $T = 850^\circ\text{C}$); 12 — заменяемый блок защиты из напряженного бетона; 13 — зеркало (последнее); 14 — мишень; 15 — графитовый бланкет

нейтронами и литиевым падающим потоком нет никаких конструкционных материалов, в данной схеме полностью используются преимущества пороговой реакции ${}^7\text{Li}(n, n'\text{T})$

Конструкция газонаполненной реакторной полости. Прототипом конструкции с газонаполненной реакторной полостью является система SOLASE, разработанная в Висконсинском университете (рис. 10.14). Бланкет в SOLASE сконструирован в основном из графита (ядерно-чистого и волокнистого). Частицы окиси лития диаметром 100 — 200 нм перемещаются под действием собственной силы тяжести в бланкете и служат двоякой цели — размножению трития и отводу теплоты. В такой схеме нет необходимости в металлической первой стенке и покрытиях, так как буферный газ понижает поток излучения до уровня, соответствующего температурным и механическим допускам на первую стенку. При нагрузке на стенку 5 МВт/м^2 время эксплуатации бланкета составляет примерно один год (что соответствует 30 смещениям на один атом). Поэтому бланкет конструируется с таким расчетом, чтобы периодически его можно было заменять по частям.

10.3.2. Инжекция мишеней. Методы инъекции термоядерных мишеней во взрывную камеру реактора будут сильно отличаться от статических методов ввода мишеней, используемых в настоящее время в большинстве экспериментов [42, 43]. Наибольший интерес представляют два способа инъекции — электростатическая и пневматическая. Электростатическая инъекция в большей степени подвержена влиянию интенсивной радиации и высоких температур, наблюдающихся в области взрывной камеры. Поэтому более привлекателен метод пневматической инъекции. Например, можно инжектировать мишень пневматическим запусковым устройством, которое вбрасывает мишень по вертикальной траектории. Уровень развития техники пневматической инъекции очень высок. Точность попадания из современ-

ных прецизионных воздушных пневматических ружей достигает 1 мм на расстоянии 12 м по горизонтальной траектории.

Более серьезная проблема связана с осуществлением слежения траектории мишени за фокальным пятном и переприцеливанием лазерного пучка. Для ее решения было предложено управлять пучками с помощью лазерного доплеровского скоростемера и дополнительной оптикой, устанавливаемой в оптических трактах.

10.3.3. Развитие драйверов. Уровень развития мощных лазеров и драйверов на пучках заряженных частиц был обсужден в гл. 7 и 8. Развитие драйверов, по-видимому, является основным критическим звеном в создании энергетических систем ИТС. Создание доступных и эффективных драйверов с энергией, мощностью и параметрами пучка, необходимыми для приложений ИТС, связано с огромными трудностями.

Ни один из известных типов лазеров не удовлетворяет полностью требованиям лазерного синтеза. Однако для нескольких типов лазеров, таких как CO_2 и KrF , предъявляются наиболее умеренные требования к энергии (от 1 до 4 МДж), мощности (от 100 до 1000 ТВт) и длительности импульса (от 1 до 10 нс). Существует несколько типов лазеров, которые могут иметь эффективность, большую 1 – 2%. Если параметры электростанции допускают работу с лазерами такой эффективности, тогда возможности в выборе лазера значительно возрастают. Однако здесь существует значительная неопределенность, связанная с тем, будет ли эффективность системы лазер—мишень достаточной для того, чтобы достичь коэффициентов усиления мишени от 100 до 1000, как это требуется для реакторных приложений.

Несмотря на то что требования к эффективности и энергии в импульсе могут быть легко выполнены для пучков заряженных частиц, а эффективность взаимодействия излучения драйвера с мишенью представляется удовлетворительной для пучков ионов, по-прежнему есть сомнения. Можно ли этот тип драйвера разработать для промышленных приложений. Проблемы формирования импульса излучения необходимой длительности и энергии и транспортировки его до мишени также являются очень важными.

Необходимо учитывать, что требуемая продолжительность эксплуатации драйвера и компонент его энергообеспечения должна, если говорить о промышленных приложениях, соответствовать 10^9 вспышкам. Это на несколько порядков величины превышает предел современных возможностей и ставит развитие драйверов перед колоссальными трудностями.

10.3.4. Лазерная оптика. Важным звеном в конструкции реактора ЛТС является лазерная оптика. Транспортировка и фокусировка в мишенной камере пучков мощного лазерного излучения, защита линз и зеркал от радиации, образуемой в процессе микровзрыва, представляет серьезную проблему. В наибольшей степени это касается последних зеркал в оптической цепи, так как эти зеркала будут находиться в непосредственной близости от области микровзрыва.

Исследования по программе SOLASE в Висконсинском университете показали, что однородное облучение мишени не совсем совместимо с реакторными приложениями [44]. Поэтому было предложено осуществить неоднородное двустороннее облучение мишени, по шесть пучков с каждой стороны (как это выполнено на установках Shiva и Nova).

Серьезным вопросом является поверхностное разрушение составляющих оконечных зеркал рентгеновским излучением и продуктами разлета мишени. Нельзя допускать попадания большого количества продуктов разлета мишени на поверхность зеркал. Ядерные и, что более важно, химические реакции на поверхности зеркал ухудшают их оптические свойства. Можно защитить зеркала от продуктов разлета потоком газа, например ксенона или неона, текущим перед их поверхностью, обращенной к мишени.

Нейтронное разрушение, по-видимому, не будет представлять серьезной проблемы для зеркал без покрытия. Нейтронное разрушение зеркала на медной или алюминиевой подложке, расположенного на расстоянии 15 м от мишени с энергетическим выходом 150 МДж, при частоте повторения вспышек 20 Гц, будет умеренным, около 10^{-7} смещений на атом в 1 с, а нагрев нейтронами составит менее 10 Вт/см^3 . Это позволяет в принципе не отодвигать зеркала дальше чем на 15 м от мишени [45].

Однако нейтронное разрушение будет совершенно другим, если требуется использовать зеркала с покрытием. Диэлектрические покрытия необходимы, чтобы увеличить отражательную способность зеркал для лазерного излучения с длинами волн меньше 1 мкм [20]. Эти покрытия могут быть подвержены процессу образования окрашенных центров, который индуцируется воздействием нейтронного и рентгеновского излучений. Если это имеет место, тогда в реакторах, где используются коротковолновые лазеры, по-видимому, необходимо будет удалять оконечную оптику на расстояние вплоть до 100 м от мишени. Проблема, связанная с погрешностью юстировки оптических элементов, сильно усложнится, но другого выхода, по-видимому, нет.

10.3.5. Топливные мишени. Уже сейчас можно с достаточной уверенностью предположить, что в принципе мишень будет состоять из замороженного D-T-топлива, заключенного в стеклянную оболочку или оболочку на основе поливинилового спирта. Эта оболочка будет сначала окружена слоем с большим Z (или, возможно, низким Z), затем слоем аблятора с низкой плотностью и низким Z .

Производство таких мишеней включает в себя три основных технологических этапа: топливное наполнение, криогенную технику и нанесение на оболочку слоев с различной плотностью и Z . Все перечисленные этапы широко используются в настоящее время и, по-видимому, будут способны удовлетворить требованиям производства мишеней для ИТС, однако может возникнуть серьезная проблема, связанная со стоимостью производства.

Необходимо будет обеспечить хранение мишеней, так как производственный процесс является серийным, к тому же хранение мишеней потребуется в случае аварийной остановки. Желательно, чтобы мишени хранились при криогенных температурах, это уменьшит диффузию D-T-топлива. Кроме того, от способов хранения сильно зависит полное количество трития в системе станции.

Особенно важный аспект конструирования мишеней для ИТС связан с совместимостью материалов мишени со стенками реакторной полости. При конструировании мишеней следует избегать использования химически активных материалов и свести к минимуму содержание в них кислорода и водорода.

10.3.6. Мощности станции. Конструкция электростанций на основе ЛТС в значительной степени зависит от типа защиты первой стенки. Например, в первых конструкциях, разработанных в Лос-Аламосе [13 – 15], основанных на использовании защиты стенки реакторной полости типа смачиваемой стенки, предполагается объединение вплоть до 26 реакторных полостей (каждая генерирует около 120 МВт), причем полости объединены попарно и обслуживаются общими теплопереносщими контурами, парогенераторами и системами производства технологической теплоты. Две восьмипучковые лазерные системы способны каждая управлять всеми реакторными полостями с помощью вращающегося зеркала, которое направляет пучок в каждую полость соответственно. Каждая лазерная система дублируется для достижения высокой надежности.

Возможность использования многокамерных схем в общей форме исследовалась конструкторской группой в Висконсинском университете. Хотя основной причиной такой множественности реакторных полостей являлось стремление к увеличению потенциального полезного времени эксплуатации реактора, было обнаружено, что лазерная подсистема более критична к фактору надежности, нежели реакторная камера. Поэтому, несмотря на свою неэкономичность, в многокамерной схеме предпочтительным было бы использование мультилазерной системы с раздельными системами энергообеспечения. Обращение к многополостной схеме, видимо, потребуется, если время, необходимое для восстановления условий, обеспечивающих функционирование камеры, будет слишком большим (например, из-за вакуумной откачки).

Один из альтернативных проектов станции, упоминаемый как проект NYLIFE, основан на использовании литевой завесы или струй.

10.3.7. Реактор SOLASE. Проект реактора SOLASE, разработанный в Висконсинском университете, показан на рис. 10.14 и 10.15. Мощность этого реактора при эффективности 29% и использовании термоядерных топливных мишеней с коэффициентом усиления 150 составляет 965 МВт. При этом предполагается, что на мишень

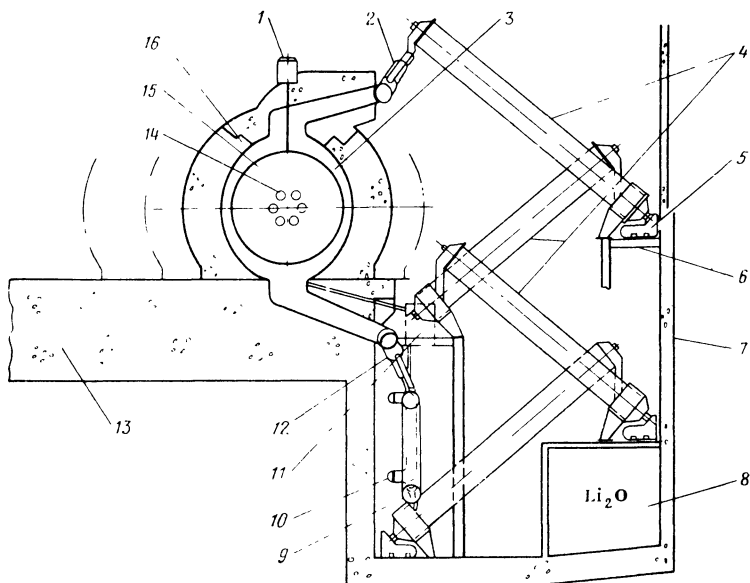


Рис. 10.15. Реактор SOLASE на основе ИТС:

1 — инжектор мишени; 2 — верхний трубопровод; 3 — бланкет; 4 — подъемные насосы; 5 — электродвигатель насоса и механизм привода; 6 — несущая конструкция насоса; 7 — конструкционная стенка реактора; 8 — хранилище Li_2O ; 9 — парогенераторы; 10 — теплообменники; 11 — система отделения трития; 12 — нижний трубопровод; 13 — основание реактора; 14 — система ввода лазерного пучка; 15 — реакторная полость; 16 — подвижная бетонная защита реактора

падает 1 МДж энергии и за 1 с будет облучаться 20 мишенями. Кроме того, предполагается, что эффективность лазерной системы составит около 6,7%, включая процесс многократного прохождения лазерного излучения через предпоследний и последний усилительные каскады. Лазерная система сконструирована на основе газового CO_2 -лазера, но используемые длины волн не конкретизированы. Эффективность лазера 6,7% требует сложного энергообеспечения, при этом циркулирующая часть мощности составит около 28%.

Для анализа спектра продуктов разлета мишени, необходимого при разработке конструкции реакторной полости, были выполнены расчеты динамики термоядерного горения [46]. Для остановки ионов будет использоваться буферный газ — неон под давлением $(0,7 - 1,5) \cdot 10^2$ Па. Многослойные криогенные мишени изготавливаются в серийном технологическом процессе. Мишени доставляются с помощью пневматических пушек, хотя диагностика траектории и техника коррекции должны еще быть дополнительно разработаны. Последние зеркала с относительным фокусом, равным 7,5, выполняются из меди с алмазной обработкой на алюминиевой подложке и удаляются на расстояние 15 м от мишени. Нагрев поверхности зеркала в такой схеме будет незначительным, так как ионы разлета останавливаются в буферном газе.

Реакторная камера представляет собой сферу радиусом 6 м, сконструированную так, чтобы направлять падающий под действием силы гравитации поток шариков из окиси лития (Li_2O). Графитовая стенка служит и для воспроизводства трития и как теплопередающая среда. Коэффициент размножения трития равен 1,33, а максимальная скорость потока Li_2O составляет 1 м/с. Нейтронная нагрузка на стенку равна 5 MBт/м^2 , так что SOLASE представляет собой компактную

Таблица 10.3. Суммарные капитальные затраты для реализации проекта SOLASE (на 1979 г.)

Перечень затрат	Стоимость, млн. долл.
<i>Прямые затраты</i>	
Земля и права на землю	2,4
Общие строительные расходы	131,2
Реакторное оборудование станции	879,0
Турбинное оборудование станции	206,0
Электрическое оборудование станции	69,5
Прочее оборудование станции	14,6
Специальные материалы	175,6
<i>Промежуточный итог</i>	
Полная стоимость проекта станции	1478,3
Стоимость проекта резервных систем	87,9
Непредвиденные расходы	27,5
	159,1
<i>Косвенные затраты</i>	
Расходы на сооружение, оборудование и обслуживание зданий и помещений станции	263,0
Расходы на техническое обслуживание и управление строительством	263,0
Прочие затраты на обслуживание станции	87,7
Общие прямые и косвенные затраты	2366,5
Проценты на вкладываемый капитал в течение 9 лет	1479,2
Полные капитальные затраты	3845,7
Полная стоимость станции (на 1 кВт мощности)	3985,0

экономичную систему, дающую выход полезной энергии. Структурные элементы тыльной стороны бланкета выполняются из алюминиевых сплавов, а защита может быть сделана как на основе бетона, так и на основе раствора ацетата свинца. Таким образом, суммарный уровень наведенной нейтронами активности очень быстро падает до нуля. По-видимому, проведение ограниченных ремонтных работ внутри реактора будет возможно уже через неделю после его остановки.

Эта сферическая система удобна для обслуживания и допускает возможность двустороннего облучения мишени (по шесть пучков с каждой стороны). Разработана быстрая и простая процедура ежегодной смены бланкета. Предполагаемое время спада активности, по прошествии которого можно заменять графитовый бланкет, равно двум неделям. Конструкция позволяет избежать обслуживания бланкета по сегментам после стока Li_2O графит просто удаляется.

В паросиловом цикле Li_2O -шарики передают теплоту непосредственно парогенератору, который управляет турбинами. В результате генерируется суммарная электрическая мощность 1349 МВт. Циклически отбираемая мощность 300 МВт, необходимая для энергообеспечения лазерной системы, и другой расход энергии на внутреннее обеспечение станции приводит к выработке промышленной электроэнергии 965 МВт при тепловом КПД 29%. Большая доля энергии, отбираемой на внутренние нужды, характерна для всех систем ЛТС до тех пор, пока коэффициент усиления не превысит 150 или эффективность лазера не будет более 5–10%.

Объединенная инженерная и конструкторская группа провела анализ капиталовложений в проект SOLASE. Были тщательно проанализированы финансовые затраты на все, что связано с реактором и балансом всей станции. Сводка учетных капиталовложений приведена в табл. 10.3. Если добавить ежегодные затраты на топливо и эксплуатацию к затратам на строительство, полная стоимость энергии

потребителю составит 66,1 млн. долл. за 1 кВт электроэнергии. Наиболее дорогостоящими являются фабрика по производству мишеней, L_1 - L_2 -теплопереносящая система и лазерная система.

10.3.8. Некоторые выводы. Как уже отмечалось, в станциях на основе лазерного синтеза циклически будет отбираться значительная часть энергии на ее внутреннее обеспечение (около 30%), до тех пор пока не удастся достигнуть больших коэффициентов усиления мишени (больше 500) или высокой эффективности лазера (порядка 10–20%). В настоящее время достижение даже умеренных коэффициентов усиления мишеней (порядка 100) или разработка лазеров с умеренной эффективностью (около 1%) остается нерешенной проблемой. Важным вопросом является также разработка относительно недорогих систем энергообеспечения и импульсного переключения с высокой надежностью ($10^8 - 10^9$ вспышек).

Ограничения, связанные с физикой мишени и необходимостью использования нескольких пучков, привели к развитию различных концепций конструкции реакторной полости. Что касается геометрии реакторной полости, то здесь, в отличие от систем с магнитным удержанием, не будет никаких существенных ограничений (за исключением диаметра полости). Более того, исходная плотность среды, заполняющей камеру, и буферного газа будет, по-видимому, довольно низкой для того, чтобы не препятствовать распространению пучков.

В большинстве проектов реактора в основном детально разработаны вопросы защиты первой стенки и достижения высокой частоты повторения вспышек. Предварительные исследования конструкции реактора показывают, что применение сухих или чисто металлических стенок без покрытия следует исключить. Имеются тенденции к развитию как концепции жидкой стенки, так и концепции защитных сменных покрытий с ограниченным временем эксплуатации. Успешное применение и выбор той или иной конструкции полости будет очень сильно зависеть от материалов мишени и ее выходных характеристик.

Другим важным моментом, характерным для приложений ИТС, является их закреплённость. Вряд ли энергетические приложения ИТС можно развить до промышленного уровня в рамках существующих ограничений, накладываемых секретностью.

10.4. ГИБРИДНЫЕ СИСТЕМЫ СИНТЕЗ – ДЕЛЕНИЕ

Альтернативным приложением любой системы D–T-синтеза, как инерциального, так и с магнитным удержанием, является использование нейтронов с энергией 14 МэВ для производства делящихся видов топлива (Pu или U-233) на основе превращения под воздействием нейтронов материалов, обогащенных изотопами (U-238 или Th-232). Это возможно, так как вblankете реактора высокоэнергетические нейтроны будут участвовать во многих реакциях с умножением числа нейтронов, таких как $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ и $(n, \text{деление})$. Это позволит воспроизводить делящееся топливо, так же как и необходимое количество трития, для того чтобы завершить топливный цикл синтеза [50 – 56]. Действительно, в большинстве гибридных конструкций blankета реактора на каждый нейтрон, рождающийся в реакциях синтеза, приходится от 2 до 4 реакций захвата нейтронов. В таких схемах blankет функционирует как подкритическая сборка, управляемая источником нейтронов – продуктов реакций синтеза.

Blankет можно сконструировать для различных целей. Если спектр нейтронов в blankете остается коротковолновым, тогда в системе будет производиться избыточное количество делящегося топлива, которое может затем периодически выводиться и сжигаться в обычных реакторах деления. Если спектр нейтронов смягчается в процессе прохождения через замедляющие материалы, включенные в blankет, тогда воспроизведенное топливо можно сжигать в этом же реакторе. Это приводит к увеличению коэффициента умножения энергии в blankете; в отдельных случаях коэффициент умножения $M_B = 50 \div 100$. Некоторые системы можно сконструировать так, чтобы они функционировали в смешанном режиме.

У гибридных систем синтез–деление есть несколько принципиальных преимуществ. Прежде всего, в них производится значительное количество делящегося

топлива. А это означает, что в данном случае суммарная энергия, выделяемая в расчете на один нейтрон синтеза, складывается из приблизительно энергии $E = 20$ МэВ от синтеза плюс $E = 200$ МэВ от обычного деления произведенного топлива. Таким образом, появляется потенциальная возможность сделать такую схему экономически более выгодной, чем чистый реактор деления. Кроме того, основная часть энергии производится в обычном реакторе деления. Следовательно, нет необходимости разрабатывать новую технологию для этой части энергетической системы.

Наличие процесса умножения энергии в blankets может значительно снизить требования к режиму синтеза в гибридном реакторе. Следует напомнить, что циркулирующая часть энергии ЦЧЭ, которую необходимо воспроизводить в каждом цикле (энергия, циклически отбираемая на внутреннее обеспечение реактора), определяется следующим выражением

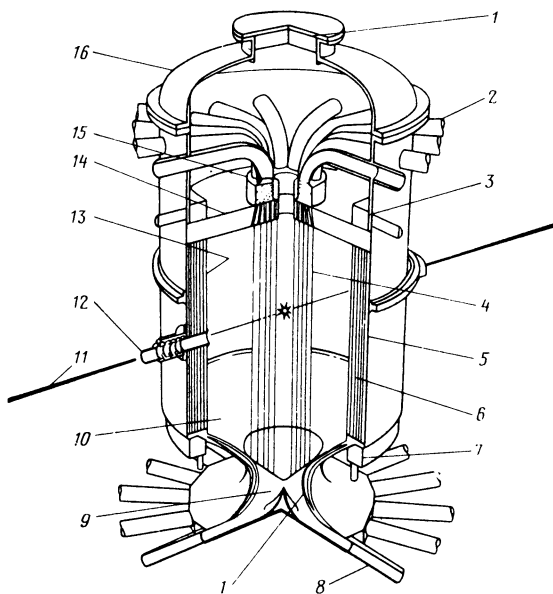
$$1/\eta_L Q\eta_t [1 + f_n(M_B - 1)],$$

где M_B — коэффициент умножения энергии в blankets. Следовательно, коэффициент умножения энергии в процессе синтеза может быть уменьшен пропорционально коэффициенту умножения энергии в blankets. Это важно по нескольким причинам. Во-первых, понижение требований к режиму синтеза может сократить сроки пуска гибридной системы по сравнению с чистой системой синтеза благодаря технологическим упрощениям. Во-вторых, сокращение сроков пуска в сочетании с производством значительного количества делящегося топлива дает гибриднему реактору существенные преимущества на энергетическом рынке.

Конечно, создание гибридных реакторов не лишено некоторых специфических проблем. Выгодные характеристики реакций синтеза с большим выходом нейтронов и реакций деления с большим выходом энергии сочетаются с невыгодными свойствами реакторов, основанных на каждом процессе в отдельности. Реакторы, основанные на ИТС, представляют собой очень сложные устройства, включающие большое количество технологически высоко развитых систем, таких как лазеры или ус-

Рис. 10.16. Конструкция гибридного реактора, основанная на проекте HYLIFE:

1 — графитовая защита; 2 — система ввода лития; 3 — трубопровод для ввода натрия и шариков из тория; 4 — последовательность струй лития (заполняется в среднем 50% пространства); 5 — графитовый отражатель; 6 — топливные трубки с шариками из тория, охлаждаемые жидким натрием; 7 — трубопровод для вывода натрия и шариков из тория; 8 — система вывода лития; 9 — турбулизатор; 10 — плита для защиты от разбрызгиваемого лития и воронка для стока лития; 11 — база пролета инжектируемых мишеней и лазерного пучка; 12 — система инъекции мишени и пучка; 13 — первая стенка; 14 — плита с соплами; 15 — насадка для гидростатической подачи лития; 16 — вакуумная камера



корители, фабрики по изготовлению мишеней, системы отвода трития и т. д. Кроме того, в гибридных реакторах в спектре делящихся материалов всегда присутствуют продукты деления и актиниды.

За последние несколько лет было представлено несколько проектов конструкций гибридного реактора, основанного на реакторе ИТС [57 – 62]. В этих конструкциях система, ответственная за синтез, совершенно аналогична системам, характерным для реакторов чистого синтеза, различие состоит только в уменьшении коэффициента усиления мишени и эффективности драйвера. Примерная схема гибридного реактора, использующего концепцию литиевых струй, изображена на рис. 10.16. Наибольшее внимание в этих конструкциях было сосредоточено на бланкетах. Эти схемы обнаружили поразительное сходство с конструкциями активной зоны реактора-размножителя на быстрых нейтронах с охлаждением жидким металлом (топливо в кожухе из нержавеющей стали, натриевые охладители и т. д.).

Нейтроны, рождаемые в реакциях D–T-синтеза, можно использовать также для превращения долгоживущих продуктов–отходов деления (преимущественно актинидов) в короткоживущие или стабильные изотопы [63 – 65]. Это может понизить требования к долгосрочному геологическому захоронению отходов с высоким уровнем радиоактивности. В одном интересном исследовании предложена идея создания топки (горелки) актинидов-отходов на основе системы управляемого лазерного синтеза (LDAB). В ней в качестве топлива используются разделенные актиниды-продукты отходов реакторов деления, растворенные в расплавленном свинцовом сплаве. В данном случае предполагается использовать новую технологию подготовки топлив, которая включает в себя процесс высокотемпературного осаждения нитритов актинидов из жидкого раствора со свинцом. Эта схема позволяет удалять продукты деления с высокой степенью выгорания.

10.5. ПРОМЫШЛЕННАЯ ТЕПЛОТА И ПРОИЗВОДСТВО СИНТЕТИЧЕСКИХ ВИДОВ ТОПЛИВА

Возможны и некоторые другие приложения реакторов на основе ИТС. Температуры в бланкете реактора лазерного синтеза ограничены только характеристиками огнеупорных материалов в бланкете. Таким образом, могут быть достигнуты температуры выше предела высокотемпературного реактора с газовым охлаждением (около 1650 K). Такие температуры могут использоваться в производстве технологической теплоты для промышленных приложений [66]. (Действительно, около 28% энергии, потребляемой в США, используется для производства технологической теплоты.) Реакторы на основе ИТС в этом отношении оказываются просто уникальными, так как на них не распространяются температурные ограничения, как в системах с магнитным удержанием, и угроза плавления топлива, как в реакторах деления.

В Лос-Аламосе было разработано несколько конструкций бланкетов ИТС для производства технологической теплоты. На основе двухсекционного бланкета, состоящего из чистого углерода и смеси углерода – 90% с карбидом бора – 10%, реакторы ИТС со сферической геометрией могли бы быть сконструированы так, чтобы вырабатывать от 20 до 100 МВт тепловой энергии при температуре 2100 K.

Реакторы на основе ИТС могут также вырабатывать энергию, необходимую для производства синтетических видов топлива. Для этого было предложено использовать термохимический, электролитический и радиолитический процессы [68, 69].

Тепловую энергию от реактора ИТС можно использовать для поддержания некоторых химических реакций, проходящих при высокой температуре, в различных термохимических процессах с производством водорода. Несмотря на то что в этих химических процессах расходуется небольшое количество реагирующих веществ, в них часто в больших количествах используются активные и коррозионные химикаты. До 65% энергии синтеза может восстанавливаться в виде тепловой энергии, имеющей промышленное применение, которая выделяется при сгорании наработанного водорода.

Реакторы подобного рода могут также вырабатывать электричество для электролиза воды, в результате которого выделяется водород. На существующих электро-

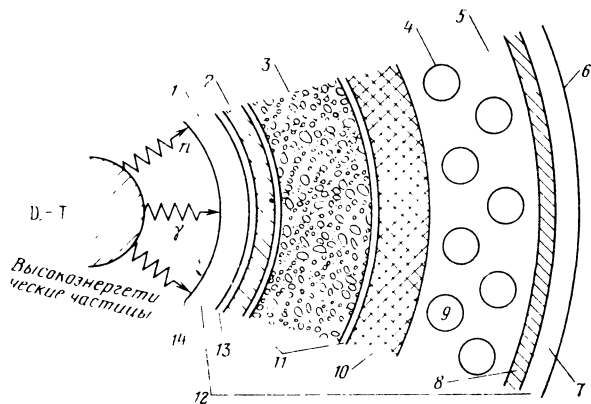


Рис 10.17 Конструкция blankets в реакторе ИТС для производства синтетического топлива

1 — охладитель первой стенки и размножитель; 2 — теплоизоляция и конструкционная поддержка; 3 — очень горячее металлическое соединение лития (неподвижное); 4 — трубы для вывода технологической теплоты; 5 — вакуумный барьер для трития; 6 — последняя стенка; 7 — охладитель последней стенки; 8 — изоляция; 9 — высокотемпературная технологическая теплота (He, 1500 K); 10 — конструкционная поддержка, нагреваемая до высокой температуры, и радиатор; 11 — антикоррозионная оболочка; 12 — низкотемпературный тепловой поток ($T < 1000\text{ K}$); 13 — охлаждающая структура; 14 — охлаждаемая первая стенка

литических фабриках энергия, выделяемая при сгорании водорода, достигает 60 — 100% вложенной электроэнергии. Итак, если предположить, что эффективность преобразования выделившейся энергии в теплоту на станции равна 40%, можно подсчитать, что в такой системе мог бы вырабатываться водород с общей эффективностью преобразования энергии 25 — 40%.

Производство водорода с помощью радиолиза можно осуществить разными методами. Если в область blankets, окружающего вакуумную камеру синтеза, ввести достаточное количество воды, можно использовать проникающее нейтронное излучение. В этом смысле реакторы синтеза чрезвычайно привлекательны, так как в них интенсивное нейтронное излучение генерируется не в активной зоне (как в реакторах деления), а в области окружающего blankets

Исследовалось множество схем для производства синтетического топлива, в которых реактор на основе ИТС используется как источник излучения. Конструкция blankets в одной из таких схем изображена на рис 10.17.

10.6. ДВИЖИТЕЛИ

Реакторы на основе инерциального термоядерного синтеза предполагалось использовать в качестве источника энергии для двигателей кораблей, самолетов и космических кораблей [4, 70, 71]. В действительности приложение их в качестве двигателей для самолетов следует, вероятно, немедленно исключить, так как суммарная плотность мощности в системе ИТС будет меньше, чем в реактивных струях химического происхождения или ракетных двигателях. Двигатели на основе схемы ИТС для морских судов будут обладать параметрами, аналогичными параметрам двигателей на основе ядерного деления. Поэтому это приложение не представляет существенных преимуществ по сравнению с известной технологией двигателей на основе реакторов деления.

Так как частицы — продукты реакций синтеза обладают очень высокими скоростями (10^7 м/с), можно предположить, что для ракеты, использующей эти продукты

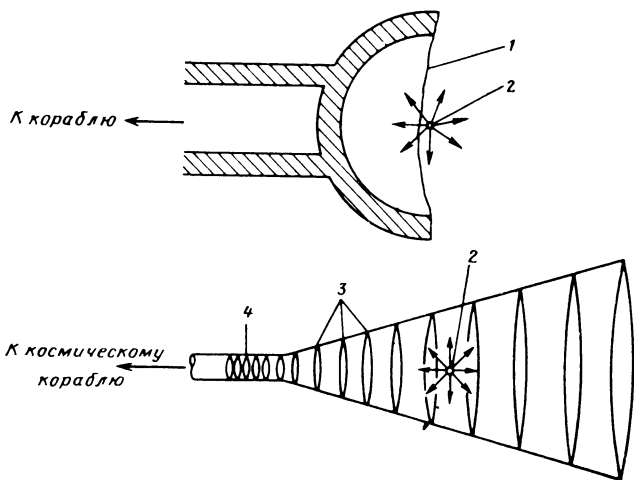


Рис. 10.18. Две схемы двигателя на основе ИТС.

1 — поверхность поршня; 2 — топливная мишень; 3 — сверхпроводящие магнитные кольца; 4 — отражающее зеркало

разлета в качестве движущей силы, будут характерны очень высокие импульсы (скорость выхлопа, деленная на ускорение свободного падения g). Например, в системах на основе ИТС могут достигаться импульсы 10^6 с. Это значение можно сравнить с импульсами 450 с или меньше, характерными для химических видов топлива и ракет с двигателями на основе реакторов деления, где достигаются импульсы 2000 с.

Были предложены две схемы двигателя (рис. 10.18). В первой продукты разлета, образуемые в процессе термоядерного микровзрыва, сталкиваются с "поршнем", передавая таким образом некоторую часть энергии космическому кораблю. Этот подход на микроскопическом уровне сходен с проектом "Орион", где перво-

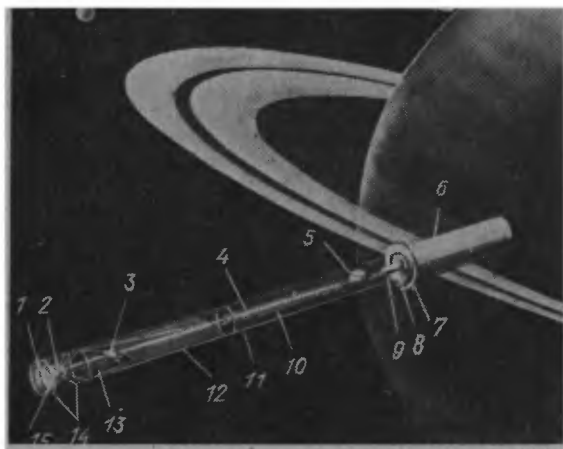


Рис. 10.19. Изображение космического корабля, использующего энергию реактора на основе ИТС:

1 — В-магнитная катушка и система ее охлаждения; 2 — S-магнитная катушка; 3 — вспомогательный реактор; 4 — лазер; 5 — конденсаторная батарея; 6 — грузовая часть космического корабля; 7 — метеорная защита; 8 — топливные баки; 9 — ускоритель мишени; 10 — система охлаждения лазера; 11 — конструкционная оболочка; 12 — система охлаждения S-катушки; 13 — защита грузового отсека и радиатор; 14 — лазерные зеркала; 15 — область микровзрыва

начально предполагалось использовать энергию взрывов атомных и термоядерных бомб.

Более привлекательным подходом является имплозия мишени в магнитном зеркале, которое с одной стороны отражает, а с другой — открыто. Заряженные частицы — продукты реакций будут направляться в поле зеркала в направлении ракетного выхлопа. В последнем подходе предпочтительнее использовать такие виды топливных циклов, как $D-^3He$ или $p-^{11}B$, в которых в основном рождаются заряженные продукты синтеза.

Такие движительные системы на основе ИТС более всего подходят для далеких космических полетов. Например, в Ливерморской национальной лаборатории анализируется система ЛТС, в которой импульс лазера с энергией 1 МДж используется для производства энергии из мишени 260 МДж превращающейся затем в энергию 120 МДж реактивной тяги. При частоте повторения, равной 500 вспышек за 1 с, такая система разовьет тягу около 2,2 т, при этом характерный импульс будет равен $5,5 \cdot 10^5$ с (что соответствует скорости выхлопа около $6 \cdot 10^6$ м/с). Космический корабль с 300-тонной движительной системой и загрузкой дейтериевого топлива 200 т может с полезной нагрузкой 100 т за год совершить путешествие туда и обратно в любую точку Солнечной системы. Схема такой движительной системы на основе ЛТС изображена на рис. 10.19.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Глава 1.

1. A. S. Bishop, *Project Sherwood: The United States Program in Controlled Fusion* (New York, Doubleday, Anchor Books, 1960).
2. S. Glasstone and R. H. Lovberg, *Controlled Thermonuclear Reactions* (New York, Van Nostrand, 1960).
3. L. A. Arzimovich, *Elementary Plasma Physics* (Waltham, Mass., Blaisdel, 1963).
4. R. F. Post and R. L. Ribe, "Fusion Power," *Science* **186**, 397 (1974).
5. J. P. Holdren, "Fusion Energy in Context: Its Fitness for the Long Term," *Science* **200**, 168 (1978).
6. G. L. Kulcinski, G. Kessler, J. P. Holdren, and H. Hafele, "Energy for the Long Run: Fission or Fusion?" *Am. Sci.* **67**, 78 (1979).
7. H. P. Furth, "Progress Toward a Tokamak Fusion Reactor," *Sci. Am.* **241**, 50 (August, 1979).
8. J. D. Lawson, "Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor," *Proc. Phys. Soc. London* **B70**, 6 (1957).
9. J. L. Emmett, J. Nuckolls, and L. Wood, "Fusion Power by Laser Implosion," *Sci. Am.* **231**, 24 (June, 1974).
10. C. H. Stickley, "Laser Fusion," *Phys. Today* 50 (May, 1978).
11. J. A. Maniscalco, "Inertial Confinement Fusion," *Ann. Rev. Energy* **5**, 33 (1980).
12. E. Teller, "A Future ICE (Thermonuclear, That Is!)," *IEEE Spectrum* 60 (January, 1973).
13. L. A. Booth, D. A. Freiwald, T. G. Frank, and F. T. Finch, "A Laser Fusion Reactor Design," *Proc. IEEE* **64**, 1460 (1976).
14. "Laser Fusion: An Energy Option, But Weapons Simulation Is First," *Science* **188**, 30 (1977).
15. A. J. Toepfer and L. D. Posey, "The Applications of Inertial Confinement Fusion to Weapons Technology," Sandia Laboratories Report 77-0913 (1978).
16. E. T. Hayes, "Energy Resources Available to the United States, 1985-2000," *Science* **203**, 233 (1979).
17. K. M. Siegel, "The Energy Crisis and a Potential Laser-Fusion Solution," *J. Appl. Sci. Eng.* **1**, 3 (1975).
18. J. Duderstadt and C. Kikuchi, *Nuclear Power: Technology on Trial* (Ann Arbor, University of Michigan Press, 1979).
19. "Energy in Transition, 1985-2010," Report of the Commission on Nuclear and Alternative Energy Sources (CONAES), National Research Council, National Academy of Sciences, Washington, D. C. (1980).
20. A. Fraas and M. Lubin, "Fusion by Laser," *Sci. Am.* **225**, 21 (June, 1971).
21. K. Brueckner and S. Jorna, "Laser Driven Fusion," *Rev. Mod. Phys.* **46**, 325 (1974).
22. K. Boyer, "Laser Fusion," *Aero. and Astro.* **11**, 44 (1973).
23. G. S. Fraley, E. J. Linnebur, R. J. Mason, and R. L. Morse, "Thermonuclear Burn Characteristics of Compressed Deuterium-Tritium Microspheres," *Phys. Fluids* **17**, 474 (1974).
24. J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, and G. Zimmerman, "Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications," *Nature* **239**, 139 (1972).
25. J. L. Emmett, J. Nuckolls, and L. Wood, "Fusion Power by Laser Implosions," *Sci. Am.* **231**, 24 (June, 1974).
26. K. A. Brueckner, "Introduction to Laser Driven Fusion," *Energy*, Vol. 3, *Nuclear Energy and Energy Policies*, Ch. 23, ed. by S. S. Penner (Reading, Mass., Addison-Wesley, 1976), p. 349

- 27 J S Clarke, H N Fisher, and R. J. Mason, "Laser Driven Implosion of Spherical DT Targets to Thermonuclear Burn Conditions," *Phys Rev Lett.* **30**, 89 (1974).
- 28 J Nuckolls, J. Emmett, and L. Wood, "Laser Induced Thermonuclear Fusion," *Phys. Today* **46** (August, 1976).
- 29 P M Campbell, G Charatis, and G. R Montry, "Laser-Driven Compression of Glass Microspheres," *Phys. Rev Lett.* **34**, 74 (1975).
- 30 *Laser Program Annual Reports*, Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-50021, 1973 to present
- 31 *Laser Fusion Program Progress Reports*, Los Alamos National Scientific Laboratory, 1974 to present
- 32 G Yonas, "Fusion Power With Particle Beams," *Sci. Am.* **239**, 48 (November, 1978)
- 33 G. Yonas, Ed., *Particle Beam Fusion Program Publications and Related Reports: A Bibliography*, Sandia National Laboratory Report SAND-80-0809 (1980).
- 34 *Particle Beam Fusion Program Reports*, Sandia Laboratory, Albuquerque, 1976 to present.
- 35 G Cooperstein et al., "NRL Light Ion Beam Research for Inertial Confinement Fusion," NRL Memo Report 4387, Nov. 1980.
- 36 R. C Arnold, "Heavy Ion Beam Inertial Confinement Fusion," *Nature* **276**, 19 (1978).
- 37 A. I. Peaslee, Ed., *Proc. Impact Fusion Workshop*, Los Alamos, NM (July 1979), U.S. Department of Energy Document (NTIS) CONF-79074 (1979).
- 38 A Robson, "A Conceptual Design for an Imploding-Linear Fusion Reactor (LINUS)," NRL Memo Report 3861, Sept. 1978.
- 39 S. I Anisimov et al., "Generation of Neutrons as a Result of Explosive Initiation of the D-D Reaction in Conical Targets," *JETP Lett.* **31**, 61 (1980).
- 40 L. A. Booth, D. A. Freiwald, T. G. Frank, and F. T. Finch, "A Laser Fusion Reactor Design," *Proc IEEE* **64**, 1460 (1976)
- 41 G A Moses, R W Conn, and S. I. Abdel-Khalik, "The SOLASE Conceptual Laser Fusion Reactor Study," *Proc. Third Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion*, Santa Fe, NM (1978).
- 42 J. Maniscalco, J. A. Blink, J. Hovingh, W. R. Meier, M. J. Monsler, and P. E. Walker, "A Laser Fusion Power Plant Based on a Fluid Wall Reactor Concept," *Proc. Third Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion*, Santa Fe, NM (1978).
- 43 B R Leonard, "A Review of Fission-Fusion Hybrid Concepts," *Nucl. Technol.* **20**, 161 (1973)
- 44 L. Lidsky, "Fission-Fusion Systems: Hybrid, Symbiotic, and Augean," *Nucl. Fusion* **15**, 151 (1975).
- 45 W D. Metz, "Fusion Research. III. New Interest in Fusion Assisted Breeders," *Science* **193**, 307 (1976)
- 46 Robert McGrath, "A Suppressed Fission Hybrid Reactor for Producing Fissile Fuel," submitted for publication to *Nucl. Technol.*, 1980.
- 47 D R Berwald and J J. Duderstadt, "Preliminary Design and Neutronic Analysis of a Laser Driven Fusion Actinide Waste Burning Hybrid Reactor," *Nucl. Technol* **42**, 34 (1978).
- 48 H J Gombert and W. W. Meinke, "Production of Synthetic Fuels: An Important Civilian Application of Laser Fusion," *Miami International Conference on Alternative Energy Sources*, ed by T. N. Veziroglu, Miami, FL (1977)
- 49 H I Avci, K D Kok, R. G. Jung, and R. C Dykheizer, "Production of High Temperature Process Heat in Pebble Beds in ICTR Blankets," *Trans. Am. Nucl. Soc.* **32**, 39 (1979).
- 50 H Bethe, "Energy Production in Stars," *Phys Rev* **55**, 434 (1939)
- 51 R. G. Hewlett, *The Atomic Shield* (University Park, Pennsylvania State University Press, 1972)

- 52 Lord Rayleigh, "Investigation of the Character of the Equilibrium of an Incompressible Heavy Fluid of Variable Density," *Scientific Papers*, II, Cambridge, England (1900), pp 200-207
- 53 G Guderley, "Starke Kugelige und Zylindrische Verdichtungsstöße in der Nahe des Kugelmittelpunktes bzw der Zylinderachse," *Luftfahrtforschung* **19**, 302 (1942)
- 54 R G Hewlett and O E Anderson, Jr., *The New World, 1939/1946* (University Park, Pennsylvania State University Press, 1962).
- 55 L Wood and J Nuckolls, "Prospects for Unconventional Approaches to Controlled Fusion," AAAS Philadelphia Meeting (December, 1971).
- 56 R E Kidder, "Some Aspects of Controlled Fusion by Use of Lasers," UCRL-73500, Symposium on Fundamental and Applied Physics, Esfahan, Iran, August, 1971
- 57 R E Kidder, "Interaction of Intense Photon Beams With Plasmas (II)," UCRL-74040, presented at the Japan-United States Seminar on Laser Interaction With Matter, Kyoto, Japan, September, 1972
- 58 J M Dawson, "On the Production of Plasma by Giant Pulse Lasers," *Phys. Fluids* **7**, 981 (1964)
- 59 J W Daiber, A Hertzberg, and C E Wittliff, "Laser-Generated Implosions," *Phys. Fluids* **9**, 617 (1966)
- 60 M Lubin and A Fraas, "Fusion by Laser," *Sci. Am.* **225** (June, 1971).
- 61 J Soures, L M Goldman, and M Lubin, "Short Pulse Laser Heated Plasma Experiments," *Nucl Fusion* **13**, 829 (1973).
- 62 A F Haught and D. H. Polk, "Plasmas for Thermonuclear Research Produced by Laser Beam Irradiation of Single Solid Particle," *Proc. Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Culham (1965) (Vienna, International Atomic Energy Agency, 1966) p 219
- 63 W J Fader, "Hydrodynamic Model of Spherical Plasma Produced by a Q-Spoiled Laser Irradiation of a Solid Particle," *Phys Fluids* **10**, 2200 (1968).
- 64 H F Haught and D H Polk, "Formation and Heating of Laser Irradiated Solid Particle Plasmas," *Phys. Fluids* **13**, 2825 (1970)
- 65 N G Basov and O H. Krokhun, "The Conditions of Plasma Heating by the Optical Generation of Radiation," *Proc. Third International Congress on Quantum Electronics* (New York, Columbia University Press, 1964) p. 1373
- 66 O N Krokhin, "Self-Regulating Regime of Plasma Heating by Laser Radiation," *Z. Angew. Math u Phys* **16**, 123 (1965)
- 67 Yu P Razer, "Heating of a Gas by a Powerful Light Pulse" *Sov. Phys. JETP* **21**, 1009 (1965)
- 68 N G Basov, V A Boiko, V A Demetev, O. N Krokhun, and G. V Sklizkov, "Heating and Decay of Plasma Produced by a Giant Laser Pulse Focused on a Solid Target," *Sov. Phys. JETP* **24**, 659 (1967)
- 69 N G Basov, V A Gribkov, O. N Krokhin, and G. V Sklizkov, "High Temperature Effects of Intense Laser Emission Focused on a Solid Target," *Sov Phys JETP* **27**, 575 (1968).
- 70 N G Basov, V A Boiko, S. M. Zakharov, O. H Krokhun, and G V Sklizkov, "Generation of Neutrons in a Laser CD-2 Plasma Heated by Pulses of Nanosecond Duration," *ZhETF Pis Red* **13**, 691 (1971)
- 71 N Basov, O H Krokhin, and G. V. Sklizkov, "Heating of Laser Plasmas for Thermonuclear Fusion," *Proc. Second Workshop on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, ed. by H Hora and H Shwarz (1971)
- 72 F Floux, D Cognard, L G. Denoeud, G Piar, D Parisot, J L Bobin, F Delobbeau, and C. Fauquignon, "Nuclear Fusion Reactions in Solid Deuterium Laser-Produced Plasma," *Phys. Rev.* **A1**, 821 (1970)

- 73 A. Caruso, B. Bertotti, and P. Guipponi, "Ionization and Heating of Solid Material by Means of a Laser Pulse," *Nuovo Cimento* **B45**, 176 (1966).
- 74 A. Caruso and R. Gratton, "Some Properties of the Plasmas Produced by Irradiating Solids by Light Pulses," *Plas Phys* **10**, 867 (1968).
- 75 P. Mulser and S. Witkowski, "Numerical Calculations of the Dynamics of a Laser Irradiated Solid Hydrogen Foil," *Phys. Lett.* **A28**, 703 (1969)
- 76 C. Yamanaka, T. Yamanaka, T. Sasaki, K. Yoshida, M. Waki, and H. B. Kang, "Anomalous Heating of a Plasma by Lasers," *Phys Rev* **A6**, 2335 (1972).
- 77 N. G. Basov, P. G. Kryokov, S. D. Zakharov, Yu. V. Senatskiy, and S. V. Chekalin, "Experiments on the Observation of Neutron Emission at the Focus of High-Power Laser Radiation on a Lithium Deuteride Surface," *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-4**, 864 (1968).
78. G. Charatis, J. Downard, R. Goforth, B. Guscott, T. Henderson, S. Hildum, R. Johnson, K. Moncur, T. Leonard, F. Mayer, S. Segall, L. Siebert, D. Solomon, and C. Thomas, "Experimental Study of Laser Driven Compression of Spherical Glass Shells," *Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Fusion* (Vienna, International Atomic Energy Agency, 1974).
- 79 G. F. McCall, F. Young, A. W. Ehler, J. F. Kephardt, and R. P. Godwin, "Neutron Emission from Laser-Produced Plasmas," *Phys Rev Lett* **30**, 1116 (1973)
- 80 V. W. Slivinsky, H. G. Ahlstrom, K. G. Tirsell, J. Larsen, S. Gilaros, G. Zimmerman, and H. Shav, "Measurement of the Ion Temperature in Laser Driven Fusion," *Phys Rev Lett* **35**, 1083 (1975)
- 81 D. R. Speck et al., "The Performance of Argus as a Laser Fusion Facility," UCRL-79816, presented at the Eleventh European Conference on Laser Interaction With Matter, Oxford, England (1977)
- 82 D. R. Speck et al., "Performance of the Shiva Laser Fusion Facility," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL 82117, presented at the 1979 IEEE Conference on Laser Engineering and Applications, Washington, D.C. (1979)
- 83 T. J. Gilmartin, "Nova, the Laser Fusion Scientific Feasibility Experiment," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-82094, presented at the 1979 IEEE conference on Laser Engineering and Applications, Washington, D.C. (1979)
- 84 H. G. Ahlstrom, "Progress of Laser Fusion at Lawrence Livermore Laboratory," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-82835 Rev 1 (1979)
- 85 K. R. Manes and J. A. Glaze, "Recent Inertial Confinement Fusion Results From the SHIVA Target Irradiation Facilities," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-83274 (1979)
- 86 C. A. Fenstermacher, M. J. Nutter, W. T. Leland, and K. Boyer, "Electron Beam Controlled Electrical Discharge as a Method of Pumping Large Volumes of CO₂ Laser Media at High Pressure," *Appl Phys. Lett* **20**, 56 (1972)
- 87 K. B. Mitchell, D. B. Van Hulsteyn, G. H. McCall, P. Lee, and H. Greim, "Compression Measurements of Neon Filled Glass Microballoons Irradiated by CO₂ Laser Light," *Phys Rev Lett* **42**, 232 (1979)
- 88 R. B. Perkins, "Recent Progress in Inertial Confinement Fusion Research at the Los Alamos Scientific Laboratory," Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-UR-78-1629 (1978)
- 89 W. D. Metz, "Energy Research: Accelerator Builders Eager to Aid Fusion Work," *Science* **194**, 307 (1976).
- 90 S. V. Basenkov et al., "Accelerator Module of ANGARA-5," IEEE Pulsed Power Conference Lubbock, Texas (1979), U.S. Department of Energy Document (NTIS) CONF-790622 (1979)
- 91 "Report of the Panel on High Density Compression Experiments," W. J. Shafer Associates, United States Department of Energy Report WJSA-78-6-SR7 (1978)
- 92 "Final Report of the Ad Hoc Experts Group on Fusion" (The Foster Committee), United States Department of Energy Report DOE/ER-0008 (Washington, 1978).

93. K. Brueckner, "An Assessment of Drivers and Reactors for Inertial Confinement Fusion," K. A. Brueckner Associates, prepared for the Electric Power Research Institute, EPRI-AP-1371 (1980).

Глава 2.

1. R. F. Post, "Controlled Fusion Research: An Application of the Physics of High Temperature Plasmas," *Rev. Mod. Phys.* **28**, 338 (1956).
2. D. J. Rose and M. Clark, *Plasmas and Controlled Fusion* (New York, MIT Press-Wiley, 1961).
3. W. Stacey, *Magnetic Fusion Physics* (New York, Wiley-Interscience, 1981).
4. J. Rand McNally, Jr., K. E. Rothe, and R. D. Sharp, "Fusion Reactivity Graphs and Tables for Charged Particle Reactions," Oak Ridge National Laboratory Report ORNL TM-6914, August, 1979.
5. J. L. Tuck, "Thermonuclear Reaction Rates," Los Alamos Scientific Laboratory Report LAMS-1640 (March, 1954).
6. W. B. Thompson, "Thermonuclear Reaction Rates," Harwell Laboratory Report AERE-T/M-138 (May, 1956).
7. W. B. Thompson, "Thermonuclear Reaction Rates," *Proc. Phys. Soc.* **70B**, 1 (1957).
8. N. Jarmic and J. D. Seagrave, eds., "Charged Particle Cross Sections," Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-2014 (March, 1956).
9. S. L. Greene, Jr., "Maxwell Averaged Cross Sections for Some Thermonuclear Reactions on Light Isotopes," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-70522 (May, 1967).
10. J. Rand McNally, Jr., and R. D. Sharp, "Advanced Fuels for Inertial Confinement Fusion," *Nucl. Fusion* **16**, 868 (1976).
11. G. W. Shuy, "Advanced Fusion Fuel Cycles and Fusion Reaction Kinetics," University of Wisconsin Fusion Project Report UWFD-335 (December, 1979).
12. R. W. Conn and G. W. Shuy, "Alternate Fusion Fuel Cycle Research," presented at the 8th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, Brussels, 1980.
13. M. Gordinier and R. Conn, University of Wisconsin Fusion Project, October, 1976.
14. J. D. Lawson, "Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor," *Proc. Phys. Soc. London* **B70**, 6 (1957).
15. K. Boyer, "Laser Fusion," *Aero. and Astro.* **28** (July, 1973).
16. R. E. Kidder, "Lectures on Inertial Confinement Fusion: The Inside Story," presented at the AUA-ANL Faculty Workshop on Inertial Confinement Fusion, Argonne National Laboratory (1978).
17. R. Grande, "Laser Driven Fusion," Les Houches Lectures on Strongly Coupled Plasmas (1980).
18. E. Teller, "A Future ICE (Thermonuclear, That Is!)," *IEEE Spectrum* **60** (January, 1973).
19. J. L. Emmett, J. Nuckolls, and L. Wood, "Fusion Power by Laser Implosion," *Sci. Am.* **231**, 24 (June, 1974).
20. G. A. Moses, R. W. Conn, and S. I. Abdel-Khalik, "The SOLASE Conceptual Laser Fusion Reactor Study," *Proc. Third Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion*, Santa Fe, NM (1978).
21. K. Brueckner and S. Jorna, "Laser Driven Fusion," *Rev. Mod. Phys.* **46**, 325 (1974).
22. J. Nuckolls, J. L. Emmett, and L. Wood, "Laser Induced Thermonuclear Fusion," *Physics Today* **46** (August, 1976).

23. K. A. Brueckner, "Introduction to Laser Driven Fusion," *Energy*, Vol. 3, *Nuclear Energy and Energy Policies*, Chap. 23, ed by S. S. Penner (Reading, Mass., Addison-Wesley, 1976), p 349
24. K. A. Brueckner, "An Assessment of Drivers and Reactors for Inertial Confinement Fusion," K. A. Brueckner Associates, prepared for the Electric Power Research Institute, Report EPRI-AP-1371 (1980)
25. *Laser Program Annual Reports*, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-50021 (1976).
26. Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (New York, Academic, 1966).
27. G. S. Fraley, E. J. Linnebur, R. J. Mason, and R. L. Morse, "Thermonuclear Burn Characteristics of Compressed Deuterium-Tritium Microspheres," *Phys. Fluids* **17**, 474 (1974).
28. H. Brysk, "Electron-Ion Equilibration in a Partially Degenerate Plasma," *Plasma Phys.* **16**, 927 (1974).
29. D. B. Henderson, "Burn Characteristics of Marginal Deuterium-Tritium Microspheres," *Phys. Rev. Lett.* **33**, (1974).
30. G. D. Beynon and G. Constantine, "A Study of Fusion-Neutron Heating in Laser-Compressed Deuterium-Tritium Spheres," *J. Phys.* **G3**, 81 (1977).
31. R. J. Mason and R. L. Morse, "Hydrodynamics and Burn of Optimally Imploded Deuterium-Tritium Spheres," *Phys. Fluids* **18**, 814 (1975).
32. *Laser Program Annual Reports*, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-50021 (1977).

Глава 3.

1. J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, and G. Zimmerman, "Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications," *Nature* **239**, 139 (1972).
2. K. A. Brueckner and S. Jorna, "Laser Driver Fusion," *Rev. Mod. Phys.* **46**, 325 (1974).
3. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Fluid Mechanics* (New York, Pergamon, 1959)
4. Ya. Zel'dovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena* (New York, Academic, 1966).
5. H. Lamb, *Hydrodynamics* (New York, Dover, 1945).
6. K. Huang, *Statistical Mechanics* (New York, Wiley, 1963).
7. W. G. Vincenti and C. H. Kruger, *Introduction to Physical Gas Dynamics* (New York, Wiley, 1965).
8. N. A. Krall and A. W. Trivelpiece, *Principles of Plasma Physics* (New York, McGraw-Hill, 1973).
9. M. J. Jaffrin and R. F. Probstein, *Phys. Fluids* **7**, 1658 (1964).
10. M. S. Chu, "Structure of a Plasma Shock Wave," *Phys. Fluids* **15**, 413 (1972).
11. L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*, 2nd ed. (New York, Wiley, 1962).
12. S. Braginskii, *Review of Plasma Physics*, Vol. 1 (New York, Consultants Bureau, 1965), p. 205.
13. J. D. Jukes, "The Structure of a Shock Wave in a Fully Ionized Gas," *J. Fluid Mech.* **3**, 175 (1957).
14. W. G. Vincenti and C. H. Kruger, *Introduction to Physical Gas Dynamics* (New York, Wiley, 1965).
15. R. A. Gross, in *The Physics of High Energy Density*, ed. by P. Caldirola and H. Knoepfel (New York, Academic, 1971), p. 245.
16. H. W. Liepmann and A. Roshko, *Elements of Gas Dynamics* (New York, Wiley, 1957).

- 17 R Courant and K O Friedrichs, *Supersonic Flow and Shock Waves* (New York, Wiley-Interscience, 1957)
- 18 G B Whitham, *Linear and Nonlinear Waves* (New York, Wiley-Interscience, 1974)
- 19 J von Neumann, "Theory of Shock Waves," in *Collected Works*, Vol 6 (1943) pp 178-202.
- 20 H Hugoniot, *J l'Ecole Polytech* **58**, 1 (1899)
- 21 I D Landau and E M Lifshitz, *Statistical Physics* (Reading, Mass., Addison-Wesley, 1958)
- 22 M W Zemansky, *Heat and Thermodynamics* (New York, McGraw-Hill, 1943)
- 23 G Guderley, "Starke Kugelige und Zylindrische Verdichtungsstösse in der Nahe des Kugelmittelpunktes bzw der Zylinderachse," *Luftfahrtforschung* **19**, 302 (1942)
- 24 I D Landau and E M Lifshitz, *Fluid Mechanics* (New York, Pergamon, 1959)
- 25 I I Sedov, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics* (New York, Academic, 1959)
- 26 R E Kidder, "Theory of Homogeneous Isentropic Compression and Its Application to Laser Fusion," in *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, ed by H Hora and H Schwarz (1973)
- 27 R E Kidder, "Laser Driven Compression of Hollow Shells: Power Requirements and Stability Limitations," *Nucl Fusion* **16**, 3 (1976)
- 28 R E Kidder, "Energy Gain of Laser-Compressed Pellets. A Simple Model Calculation," *Nucl Fusion* **16**, 405 (1976)
- 29 R A Gross and C K Chu, "Plasma Shock Waves," *Adv Plasma Phys* **2**, 139 (1969)
- 30 G Taylor, "The Instability of Liquid Surfaces When Accelerated in a Direction Perpendicular to Their Planes," *Proc Roy Soc* **A201**, 192 (1950)
- 31 Lord Rayleigh, "Investigation of the Character of the Equilibrium of an Incompressible Heavy Fluid of Variable Density," *Scientific Papers* (Cambridge, 1900), pp. 200-207
- 32 R Lelevier, G Lasher, and F Bjorkland, "Effect of a Density Gradient on the Taylor Instability," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-4459 (1955)
- 33 G Wolf, "The Dynamic Stabilization of the Rayleigh-Taylor Instability and the Corresponding Dynamic Equilibrium," *Z. Phys* **227**, 291 (1969)
- 34 K A Brueckner, S Jorna, and R Janda, "Hydrodynamic Stability of a Laser-Driven Plasma," *Phys Fluids* **17**, 1554 (1974)
- 35 J D Lindl and W C Mead, "Behavior of Fluid Instabilities in Laser Fusion Pellets Results of 2-D Calculations," *Phys Rev Lett* **34**, 1273 (1975).
- 36 J Lindl, R O Bangerter, J H Nuckolls, W C Mead, and J J Thomson, "Effects of Density Gradient Modification on Fluid Instability in Thermonuclear Micro-Implosions," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-78470 (1976)
- 37 J Bors, "Dynamic Stabilization of the Imploding Shell Rayleigh-Taylor Instability," *Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion* **31**, (1977)
- 38 Yu Afans'ev, N G Basov, E G Gamalii, O N Krokhin, and V. B Rozanov, "Symmetry and Stability of Laser-Driven Compression of Thermonuclear Targets," *JETP Lett* **23**, 566 (1976)
- 39 S G Brush, "On the Equation of State at High Temperatures and Densities," translated from H Steinwedel, J Hans, and D Jensen, *Z. Physik* **125**, 394 (1949).
- 40 R Latter, "Temperature Behavior of the Thomas-Fermi Statistical Model for Atoms," *Phys. Rev* **99**, 1854 (1955)
41. E. E Salpeter and H S Zapolsky, "Theoretical High Pressure Equations of State Including Correlation Energy," *Phys Rev* **158**, 876 (1967).
42. R P. Feynman, N Metropolis, and E Teller, "Equations of State Based on the Generalized Fermi-Thomas Theory," *Phys Rev* **75**, 1561 (1949).
- 43 S G Brush, H L Sahlin, and E. Teller, "Monte Carlo Study of a One-Component Plasma," *J Chem Phys* **45**, 2102 (1966)

44. H. P Hansen, E L Pollock, I. R McDonald, and P Vieillefosse, "Statistical Mechanics of Dense Ionized Matter III Dynamical Properties of the Classical One-Component Plasma." *Phys Rev A* **11**, 1025 (1975)
45. The SESAME Equation of State Library, Los Alamos Scientific Laboratory, 1979.
46. F. J Mayer, J T Steele, and J. T Larsen, "A Simple Spherical Ablative-Implosion Model," KMS Fusion, Inc Report U856 (1980)
47. R Decoste, S Bodner, B Ripin, E. McLean, S Obenshain, and C Armstrong, "Ablative Acceleration of Laser-Irradiated Thin-Foil Targets," *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1673 (1979)
48. B Ripin, R Descoste, S Obenshain, S. Bodner, E. McLean, F Young, R. Whitlock, C Armstrong, J Green, J Stamper, S. Gold, D Nagel, R. Lehmberg, and J. McMahon, "Laser Plasma Interaction and Ablative Acceleration of Thin Foils at 10^{12} - 10^{15} w/cm²," *Phys Fluids* **23**, 1012 (1980)
49. J L Bobin, F Delobbeau, G De Giovanni, C Fauquignon, and F Flux, "Temperature in Laser-Created Deuterium Plasmas," *Nucl Fusion* **9**, 115 (1969)
50. J L. Bobin, D Colombant, and G. Toton, "Fusion by Laser-Driven Flame Propagation in Solid DT-Targets," *Nucl Fusion* **12**, 445 (1972)
51. J Orens, "Accurate Analytic Approximations and Numerical Solutions for the Structure of Quasi-Static Laser Driven Ablation Layers," Naval Research Laboratory Report NRL-4167 (1980)

Глава 4.

1. L. D Landau and E. M Lifshitz, *Fluid Mechanics* (New York, Pergamon, 1959)
2. L Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*, 2nd ed (New York, Wiley, 1962)
3. Ya Zel'dovich and Y P Razer, *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena* (New York, Academic 1966)
4. R E Kidder and J H Zink, "Decoupling of Corona and Core of Laser-Heated Pellets," *Nucl Fusion* **12**, 325 (1972)
5. G A Moses, "Laser Fusion Hydrodynamics Calculations", *Nucl Sci Eng* **64**, 49 (1977)
6. R J Bickerton, "Thermal Conduction Limitations in Laser Fusion," *Nucl Fusion* **13**, 457 (1973)
7. H Saltzmann, "The Applicability of Fourier's Theory of Heat Conduction on Laser Produced Plasmas," *Phys Lett* **41A**, 363 (1972)
8. G B Zimmerman, "Calculational Results Concerning Some Laser Initiated Fusion Proposals," APS Plasma Science Division Meeting, Madison, WI (Nov., 1971), postdeadline paper
9. G B Zimmerman and H L Kruer, "Numerical Simulation of Laser Initiated Fusion," *Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion* **2**, 51 (1975).
10. A Shavit and Y Zirin, "Macroscopic Phenomenological Relations for Nonlinear Processes in Kinetic Theory," *J Stat Phys* **11**, 291 (1974)
11. B Ripin, P Burkhalter, F Young, J McMahon, D Colombant, S Bodner, R Whitlock, D Nagel, D Johnson, N Winsor, C Dozier, R. Bleach, J Stamper, and E McLean, "X-Ray Emission Spectra from High-Power-Laser-Produced Plasmas," *Phys Rev Lett* **34**, 1313 (1975)
12. J Stamper and B Ripin, "Faraday-Rotation Measurements of Megagauss Magnetic Fields in Laser-Produced Plasmas," *Phys Rev Lett* **34**, 138 (1975)
13. J Stamper, E McLean, B Ripin, "Studies of Spontaneous Magnetic Fields in Laser-Produced Plasmas by Faraday Rotation", *Phys Rev Lett* **40**, 1177 (1978)

14. A. W. Ehler, "High-Energy Ions from CO-2 Laser-Produced Plasma," *J. Appl. Phys.* **48**, 2464 (1975).
15. R. C. Malone, R. L. McCrory, and R. L. Morse, "Indications of Strongly Flux-Limited Electron Thermal Conduction in Laser-Target Experiments", *Phys. Rev. Lett.* **34**, 721 (1975).
16. B. Yaakobi and T. C. Bristow, "Measurement of Reduced Thermal Conduction in (Layered) Laser-Target Experiments", *Phys. Rev. Lett.* **38**, 350 (1977).
17. F. Young, R. Whitlock, R. Decoste, B. Ripin, D. Nagel, J. Stamper, J. McMahon, and S. Bodner, "Laser-Produced-Plasma Energy Transport through Plastic Films," *Appl. Phys. Lett.* **30**, 45 (1977).
18. W. R. Mead, et al., "Observation and Simulation of Effects on Parylene Disks Irradiated at High Intensities with a 1.06 μm Laser," *Phys. Rev. Lett.* **37**, 489 (1976).
19. M. D. Rosen, et al., "The Interaction of 1.06 μm Laser Radiation with High-Z Disk Targets," *Phys. Fluids* **22**, 2020 (1979).
20. J. D. Hares, J. D. Kilkenny, M. H. Key, and J. G. Lunney, "Measurement of Fast Electron Energy Spectra and Preheating in Laser-Irradiated Targets," *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1216 (1979).
21. K. B. Mitchell and R. P. Godwin, "Energy Transport Experiments in 10 μm Laser Produced Plasmas," *J. Appl. Phys.* **49**, 3851 (1978).
22. S. Braginskii, *Review of Plasma Physics*, Vol. 1 (New York, Consultants Bureau, 1965), p. 205.
23. D. Forslund, "Instabilities Associated with Heat Conduction in the Solar Wind and Their Consequences," *J. Geophys. Res.* **75**, 17 (1970).
24. R. J. Bickerton, "Thermal Conduction Limitations in Laser Fusion," *Nucl. Fusion* **13**, 457 (1973).
25. W. M. Manheimer, M. Lampe, R. W. Clarke, P. C. Liewer, and K. R. Chu, "Plasma Multistreaming and the Viability of Fluid Codes," *Phys. Fluids* **19**, 1788 (1976).
26. D. R. Gray and J. D. Kilkenny, "The Measurement of Ion Acoustic Turbulence and Reduced Thermal Conductivity Caused by a Large Temperature Gradient in a Laser Heated Plasma," *Plasma Phys.* **22**, 81 (1980).
27. C. Max, Lectures Presented at Les Houches Summer Workshop, 1980.
28. J. Albritton, et al., "Transport of Long Mean Free Path Electrons in Laser Fusion Plasmas," *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1536 (1977).
29. E. Valeo and I. Bernstein, "Fast Ion Generation in Laser Plasma Interactions," *Phys. Fluids* **19**, 1348 (1976).
30. A. Bell, R. Evans, and D. Nicholas, "Electron Energy Transport in Steep Temperature Gradients in Laser-Produced Plasmas," *Phys. Rev. Lett.* **46**, 243 (1981).
31. R. J. Mason, "Double-Diffusion Hot Electron Transport in Self-Consistent E and B Fields," *Phys. Rev. Lett.* **42**, 239 (1979).
32. R. J. Mason, "Monte Carlo (Hybrid) Suprathermal Electron Transport," *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1975 (1979).
33. J. Kephart, R. Godwin, and G. McCall, "Bremsstrahlung Emission from Laser Produced Plasmas," *Appl. Phys. Lett.* **25**, 108 (1974).
34. C. Armstrong, B. Ripin, F. Young, R. Decoste, R. Whitlock, and S. Bodner, "Emission of Energetic Electrons from a Nd-Laser-Produced Plasma," *J. Appl. Phys.* **50**, 5233 (1979).
35. B. Yaakobi, I. Pelah, and J. Hoose, "Preheat by Fast Electrons in Laser-Fusion Experiments," *Phys. Rev. Lett.* **13**, 836 (1976).
36. R. Decoste and B. Ripin, "High Energy Ions From a Nd-Laser-Produced Plasma," *Appl. Phys. Lett.* **31**, 68 (1977).
37. R. Decoste and B. Ripin, "High-Energy Ion Expansion in Laser Plasma Interaction," *Phys. Rev. Lett.* **40**, 34 (1978).

38. E. McLean, R. Decoste, B. Ripin, J. Stamper, H. Griem, J. McMahon, and S. Bodner, "Spectroscopic Observation of Lost Ions from Laser Produced Plasma," *Appl. Phys. Lett.* **31**, 9 (1977).
39. R. L. Morse and C. W. Nielson, "Occurrence of High Energy Electrons and Surface Expansion in Radiantly Heated Target Plasmas," Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-4986-HS (1972).
40. D. W. Forslund, J. M. Kindel, and K. Lee, "Theory of Hot Electron Spectra at High Laser Intensity," *Phys. Rev. Lett.* **39**, 284 (1977).
41. J. D. Lindl, "Effect of Superthermal Electron Tail on the Yield Ratio Obtained from DT-Targets Illuminated with a Shaped Laser Pulse," *Nucl. Fusion* **14**, 511 (1974).
42. T. Mehlhorn and J. J. Duderstadt, "Discrete Ordinates Solution of the Fokker-Planck Equation," *J. Comp. Phys.* **38**, 86 (1980)
43. Ya. Zel'dovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena* (New York, Academic, 1966), Chap. 6.
44. J. J. Duderstadt and W. R. Martin, *Transport Theory* (New York, Wiley, 1979).
45. G. Pomraning, *Radiation Hydrodynamics* (New York, Plenum, 1972).
46. S. Chandrasekhar, *Stellar Structure* (New York, Dover, 1939), Chap. 5.
47. S. Pai, *Radiation Gas Dynamics* (Berlin, Springer-Verlag, 1966), Chap. 3.
48. W. G. Vincenti and C. H. Kruger, *Introduction to Physical Gas Dynamics* (New York, Wiley, 1965).
49. H. Hottel and A. Sarofin, *Radiative Transfer* (New York, McGraw-Hill, 1967).
50. D. Bates, *Atomic and Molecular Processes* (New York, Academic, 1962).
51. H. Griem, *Plasma Spectroscopy* (New York, McGraw Hill, 1964).
52. G. Magelssen and G. Moses, "Pellet X-Ray Spectra for Laser Fusion Reactor Designs," *Nucl. Fusion* **19**, (1979).
53. P. Campbell, "A Variable Eddington Method for Radiation Transport in Dense Fusion Plasmas", KMS Fusion, Inc., Report KMSF-U458, Jan. 1976.

Глава 5.

1. C. DeMichelis, "Laser interaction with Solids—A Bibliographical Review," *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-6**, 630 (1970).
2. P. Nelson, P. Veyrie, H. Berry, and Y. Durand, "Experimental And Theoretical Studies of Air Breakdown by Intense Pulse of Light," *Phys. Lett.* **13**, 226 (1964).
3. A. J. Alcock, C. DeMichelis, V. V. Korobkin, and M. C. Richardson, "Preliminary Evidence for Self-Focusing in Gas Breakdown Produced by Picosecond Laser Pulses," *Appl. Phys. Lett.* **14**, 141 (1969).
4. J. W. Shearer, "A Survey of the Physics of Plasma Heating by Laser Light," Lawrence Livermore Laboratory Report UCID-15745 (1970).
5. J. W. Shearer, "Effect of Oblique Incidence on Optical Absorption of Laser Light by a Plasma," *Phys. Fluids* **14**, 501 (1971).
6. T. Johnston and J. Dawson, "Correct Values for High Frequency Power Absorption by Inverse Bremsstrahlung in Plasmas," *Phys. Fluids* **16**, 722 (1973).
7. J. W. Shearer and J. J. Duderstadt, "Wavelength Dependence of Laser-Light Absorption by a Solid Deuterium Target," *Nucl. Fusion* **13**, 401 (1973).
8. C. Max, 1980 Les Houches Lectures.
9. S. Rand, "Inverse Bremsstrahlung with High-Intensity Radiation Fields," *Phys. Rev.* **136**, B231 (1964).

10. V. P. Silin, "Non-linear High Frequency Plasma Conductivity," *Sov. Phys. JETP* **20**, 1510 (1965).
11. M. B. Nicholson-Florence, "Intensity Dependence of Free-Free Absorption," *J. Phys.* **A4**, 574 (1971)
12. R. K. Osborn, "Nonlinear Bremsstrahlung," *Phys. Rev.* **A5**, 1660 (1972)
13. G. J. Pert, "Inverse Bremsstrahlung Absorption in Large Radiation Fields During Binary Collisions-Born Approximation I. Elastic Collisions," *J. Phys.* **A5**, 1221 (1972)
14. H. Brysk, "Multiphoton Inverse Bremsstrahlung," *J. Phys.* **A8**, 1260 (1975)
15. J. F. Seely and E. G. Harris, "Heating of a Plasma by Multiphoton Inverse Bremsstrahlung," *Phys. Rev.* **A7**, 1064 (1973)
16. L. Schlessinger and J. Wright, "Inverse Bremsstrahlung Absorption Rate in an Intense Laser Field," *Phys. Rev.* **A20**, 1934 (1979).
17. B. Langdon, "Non-linear Inverse Bremsstrahlung and Heated Electron Distributions," *Phys. Rev. Lett.* **44**, 575 (1980).
18. V. L. Ginzburg, *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas* (New York, Pergamon, 1964)
19. N. Denisov, "On a Singularity of the Field of an Electromagnetic Wave Propagated in an Inhomogeneous Plasma," *Sov. Phys. JETP* **4**, 544 (1957)
20. A. Piliya, "Wave Conversion in an Inhomogeneous Plasma," *Sov. Phys.-Tech. Phys.* **11**, 609 (1966)
21. J. P. Freidberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse and L. I. Rudinski, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 795 (1972)
22. W. Kruer, Lecture Notes for Scottish Summer School on Laser-Plasma Interactions, 1979
23. J. Balmar and T. Donaldson, "Resonance Absorption of 1.06 μm Laser Radiation in Laser Generated Plasma," *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1084 (1977)
24. K. Manes, V. Rupert, J. Auerbach, P. Lee, J. Swain, "Polarization and Angular Dependence of 1.06 μm Laser-Light Absorption by Planar Plasmas," *Phys. Rev. Lett.* **39**, 281 (1977)
25. J. Perlman and J. J. Thompson, "Polarization Dependent Energy Transport in Laser Produced Plasmas," *Appl. Phys. Lett.* **32**, 703 (1978)
26. W. Kruer and K. Estabrook, "Laser Light Absorption Due to Self-Generated Magnetic Fields," *Phys. Fluids* **20**, 1688 (1977).
27. K. Estabrook and W. Kruer, "Properties of Resonantly Heated Electron Distributions," *Phys. Rev. Lett.* **40**, 42 (1978)
28. D. Forslund, J. Kindl, and K. Lee, "Theory of Hot Electron Spectra at High Laser Intensity," *Phys. Rev. Lett.* **39**, 284 (1977)
29. B. Bezzendes, S. Gitomer, and D. Forslund, "Randomness, Maxwellian Distributions and Resonance Absorption," *Phys. Rev. Lett.* **44**, 651 (1980)
30. C. Armstrong, B. Ripin, F. Young, R. Decoste, R. Whitlock, and S. Bodner, "Emission of Energetic Electrons from a Nd-Laser-Produced Plasma," *J. Appl. Phys.* **50**, 5233 (1979)
31. H. Hora, "Nonlinear Confining and Deconfining Forces Associated with the Interaction of Laser Radiation with Plasma," *Phys. Fluids* **12**, 182 (1969)
32. J. D. Lindl and P. K. Kaw, "Ponderomotive Force on Laser-Produced Plasmas," *Phys. Fluids* **14**, 371 (1971)
33. E. Valeo and K. Estabrook, "Stability of the Critical Surface in Irradiated Plasmas," *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1008 (1975)
34. E. Lindman, "Absorption and Transport in Laser Plasmas," *J. Phys. Colloq.* **C-6**, 9 (1977).
35. D. W. Phillion, et al., "Evidence for Profile Steepening in Laser Irradiated Plasmas," *Phys. Fluids* **20**, 1892 (1977)

- 36 J J Thomson, et al., "Theoretical Interpretation of Angle and Polarization Dependent Laser Light Absorption Measurements," *Phys Fluids* **21**, 707 (1978)
- 37 H Nishimura, et al., "Resonance Absorption and Surface Instability at a Critical Density Surface of a Plasma Irradiated by a CO₂ Laser," *Plasma Phys.* **21**, 69 (1980)
- 38 B Ripin, "Laser Fusion Studies at NRL," Ed S Bodner, NRL Memo Report 3591, Oct 1977, p 128
- 39 J Dawson and C Oberman, "High Frequency Conductivity and the Emission and Absorption Coefficients of a Fully Ionized Plasma," *Phys Fluids* **5**, 517 (1962)
- 40 R Faehl and W. Kruer, "Laser Light Absorption by Short Wavelength Ion Turbulence," *Phys. Fluids* **20**, 55 (1977)
- 41 W Manheimer, D Colombant, and B. Ripin, "Efficient Light Absorption by Ion-Acoustic Fluctuations in Laser Produced Plasmas," *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1135 (1977)
- 42 W Manheimer and D Colombant, "Light Absorption by Ion-Acoustic Turbulence in Laser Produced Plasmas," *Phys. Fluids* **21**, 1818 (1978)
- 43 J W Shearer, et al., "Experimental Indications of Plasma Instabilities Induced by Laser Heating," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-73489 (1971), *Phys. Rev.* **A6**, 764 (1972)
- 44 R A Haas, et al., "Irradiation of Parylene Disks with a 1.06 Micron Laser," *Phys. Fluids* **20**, 322 (1977)
- 45 W L Kruer, R A Haas, W C Mead, D W Phillion, and V C Rupert, "Collective Behavior in Recent Laser-Plasma Experiments," *Plasma Phys.*, **64** (1977)
- 46 K Nishikawa, "Parametric Excitation of Coupled Waves," *J Phys. Soc. (Japan)* **24**, 916, 1154 (1968).
- 47 J Dawson and C Oberman, "High Frequency Conductivity and the Emission and Absorption Coefficients of a Fully Ionized Plasma," *Phys Fluids* **5**, 517 (1962)
48. V P Silin, "Parametric Resonance in a Plasma," *Sov. Phys.-JETP* **21**, 1127 (1965).
49. G G Comisar, "Theory of the Stimulated Raman Effect in Plasma," *Phys. Rev.* **141**, 200 (1966)
- 50 E A Jackson, "Parametric Effects of Radiation on a Plasma," *Phys. Rev.* **153**, 235 (1967).
- 51 D F Dubois, "Parametrically Excited Plasma Fluctuations," *Phys. Rev.* **164**, 207 (1967)
- 52 J Dawson, P Kaw, and B Green, "Optical Absorption and Expansion of Laser-Produced Plasmas," *Phys. Fluids* **12**, 875 (1969)
- 53 J R Sanmartin, "Electrostatic Plasma Instabilities Excited By a High-Frequency Electric Field," *Phys. Fluids* **13**, 1533 (1970)
- 54 V V. Pustovalov and V P Silin, "Anomalous Absorption of an Electromagnetic Wave," *Sov. Phys JETP* **32**, 1198 (1971)
- 55 W. L Kruer, J Katz, J Byers, and J DeGroot, "Plasma Heating by Large-Amplitude, Low-frequency Electric Fields," *Phys. Fluids* **15**, 1613 (1972)
- 56 A A Galeev and R Z Sagdeev, "Parametric Phenomena in a Plasma," *Nucl. Fusion* **13**, 603 (1973)
- 57 S Jorna, "Laser Induced Instabilities in Homogeneous Plasmas," *Phys. Fluids* **17**, 765 (1974)
- 58 C S Liu, "Parametric Instabilities in Homogeneous Unmagnetized Plasmas," *Adv. Plasma Phys* **6**, 83 (1975) and "Parametric Instabilities in an Inhomogeneous Unmagnetized Plasma," *Adv Plasma Phys.* **6**, 121 (1975)
- 59 D W Forslund, J M Kindel, and E L Lindman, "Theory of Stimulated Scattering Processes in Laser-Irradiated Plasmas," *Phys Fluids* **18**, 1002 (1975)
- 60 J J Thomson, W. L Kruer, and S E Bodner, "Parametric Instability Thresholds and Their Control," *Phys Fluids* **17**, 849 (1974)

61. E. J. Valeo and C. R. Oberman, "Model of Parametric Excitation by an Imperfect Pump," *Phys. Rev. Lett.* **30**, (1973).
62. J. J. Thomson and J. I. Karush, "Effects of Finite-Bandwidth Driver on the Parametric Instability," *Phys. Fluids* **17**, 1608 (1974).
63. J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd ed. (New York, Wiley, 1975), Chap. 13.
64. R. D. Evans, *The Atomic Nucleus*, (New York, McGraw Hill, 1969), Chap. 21.
65. D. Mosher and I. Bernstein, "Magnetic-Field-Induced Enhancement of Relativistic-Electron Beam Energy Deposition," *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1483 (1977).
66. S. L. Bogolyubsky, B. P. Gerasimov, V. I. Liksonov, Yu. P. Topov, L. I. Pudakov, A. A. Samarskii, V. P. Smirnov, and L. I. Urutskoev, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **24**, 202 (1976)
67. T. A. Mehlhorn, "A Finite Material Temperature Model for Ion Energy Deposition in Ion-Driven ICF Targets," Sandia National Laboratory Report SAND 80-0038 (May, 1980)
68. J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, and G. Zimmerman, "Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications," *Nature* **239**, 139 (1972)
69. N. Bohr, "On the Theory of the Decrease of Velocity of Moving Electrified Particles on Passing Through Matter," *Philos. Mag.* **25**, 10 (1913).
70. S. P. Ahlen, "Theoretical and Experimental Aspects of the Energy Loss of Relativistic Heavily Ionized Particles," *Rev. Mod. Phys.* **52**, 121 (1980).
71. H. Bethe, "On the Theory of the Passage of Fast Particle Beams Through Matter," *Ann. Phys.* **5**, 325 (1930).
72. E. Williams, "Application of Ordinary Space-Time Concepts in Collision Problems and the Relation of Classical Theory to Born's Approximation," *Rev. Mod. Phys.* **17**, 217 (1945).
73. H. H. Andersen and J. F. Aieglar, *Hydrogen—Stopping Powers and Ranges in All Elements* (New York, Pergamon, 1977).
74. J. Linhard, M. Scharff, and H. E. Shiott, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. Fys. Medd.* **33**, (14) (1963).
75. P. C. Steward and R. W. Wallace, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-19128 (1970).
76. J. Linhard and M. Scharff, "Energy Dissipation by Ions in the Kev Range," *Phys. Rev.* **124**, 128 (1964).
77. H. D. Betz, "Charge States and Charge-Changing Cross Sections of Fast Heavy Ions Penetrating Through Gaseous and Solid Media," *Rev. Mod. Phys.* **44**, 465 (1972).
78. M. D. Brown and C. D. Moak, *Phys. Rev.* **B6**, 90 (1972).
79. P. Steward, "Stopping Power and Range for Any Nucleus in the Specific Energy Interval 0.01 – 500 MeV/amu in Any Nongaseous Material," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-18127 (1968).
80. J. F. Ziegler, *Stopping Cross Sections for Energetic Ions in All Elements*, Vol. 15 (New York, Pergamon, 1972).
81. D. Mosher, in *ERDA Summer Study of Heavy Ions for Inertial Fusion*, Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-5543 (1976), p. 39.
82. J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd ed. (New York, Wiley, 1975), p. 643.
83. L. Northcliffe and R. Schilling, *Nucl. Data Tables A7*, 233 (1970).

Глава 6.

1. G. A. Moses, "Laser Fusion Hydrodynamics Calculations," *Nucl. Sci. Eng.* **64**, 49 (1977).

2. G. B. Zimmerman and W. L. Kruer, "Numerical Simulation of Laser Initiated Fusion," *Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. II, 51 (1975)
3. R. E. Kidder and W. Barnes, "WAZER: A One-Dimensional, Two Temperature Hydrodynamics Code," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-50583 (1971).
4. G. Fraley, E. Linnebur, R. Mason, and R. Morse, "Thermonuclear Burn Characteristics of Compressed Deuterium-Tritium Microspheres," *Phys. Fluids* **17**, 474 (1974)
5. E. B. Goldman, "Numerical Modeling of Laser Produced Plasmas: Theory and Documentation for SUPER," University of Rochester Laboratory for Laser Energetics Report 16 (1973).
6. J. P. Christiansen, D. E. T. F. Ashby, and K. V. Roberts, "MEDUSA - A One-dimensional Laser Fusion Code," *Comp. Phys. Comm.* **7**, 271 (1974).
7. S. Thomson, "Improvements in the CHART-D Energy Flow Hydrodynamic Code V: 1972/73 Modifications," Sandia Laboratory Report SLA-73-0477 (1973).
8. G. A. Moses and J. J. Duderstadt, "PHD, A Plasma Hydrodynamics Code for Laser Fusion Simulation Studies," *Trans. Am. Nucl. Soc.* **23**, 50 (1976).
9. G. A. Moses and G. R. Magelssen, "PHD-IV, A Plasma Hydrodynamics-Thermonuclear Burn-Radiative Transfer Computer Code," University of Wisconsin Fusion Project Report UWFD-194 (1978)
10. D. Colombant, K. Whitney, D. Tidman, N. Winsor, and J. Davis, "Laser Target Model," *Phys. Fluids* **18**, 1687 (1975)
11. "LILAC, A 2-D Eulerian Code," University of Rochester Laboratory for Laser Energetics, 1976.
12. J. Friedberg, R. Mitchell, R. Morse, and R. Rudinski, "Resonant Absorption of Laser Light by Plasma Targets," *Phys. Rev. Lett.* **28**, 795 (1972).
13. K. G. Estabrook, E. J. Valeo, and W. L. Kruer, "Two-Dimensional Relativistic Simulations of Resonance Absorption," *Phys. Fluids* **18**, 1151 (1975).
14. J. Howard, "Classical Energy Deposition and Refraction in Spherical and Planar Laser Fusion Targets," University of Wisconsin Fusion Project Report UWFD-188 (1976).
15. "Laser Program Annual Report-- 1975," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-50021-75 (1975), p. 292.
16. Reference 15, p. 287.
17. D. W. Forslund, J. M. Kindel, and K. Lee, "Theory of Hot Electron Spectra at High Laser Intensity," *Phys. Rev. Lett.* **39**, 284 (1977).
18. K. A. Brueckner, "Fast Electron Production in Laser Heated Plasmas," *Nucl. Fusion* **17**, 1257 (1977).
19. "Laser Program Annual Report--1976," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-50021-1976, p. 483.
20. K. A. Brueckner and R. S. Janda, "Production of Fast Ions in Laser Heated Plasmas," *Nucl. Fusion* **17**, 1265 (1977).
21. G. Charatis, et. al., "Experimental Study of Laser-Driven Compression of Spherical Glass Shells," in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Tokyo, 1974* (Vienna, International Atomic Energy Agency, 1975), p. 317.
22. J. Lindl, "Effect of a Suprathermal Electron Tail on the Yield Ratio Obtained from DT Targets Illuminated with a Shaped Laser Pulse," *Nucl. Fusion* **14**, 511 (1974).
23. E. L. Lindman, "Convective Instabilities Driven by Electromagnetic Waves," *Phys. Fluids* **10**, 396 (1967).
24. D. Forslund, J. Kindel, K. Lee, and E. Lindman, "Absorption of Laser Light on Self-Consistent Plasma Density Profiles," *Phys. Rev. Lett.* **36**, 35 (1976).
25. G. A. Moses and J. J. Duderstadt, "An Improved Treatment of Electron Thermal Conduction in Plasma Hydrodynamics Calculations," *Phys. Fluids* **20**, 762 (1976)

26. R Malone, R McCrory, and R Morse, "Indications of Strongly Flux-Limited Electron Thermal Conduction in Laser Target Experiments," *Phys Rev Lett* **34**, 721 (1975).
27. J Stamper and J. Dawson, "Spontaneous Magnetic Fields in Laser-Produced Plasmas," *Phys. Rev Lett* **26**, 1012 (1971).
28. Laser Program Annual Report-1977, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-50021-77 (1977) p 4-67
29. S Braginskii, *Review of Plasma Physics* 1 (New York, Consultants Bureau, 1965), p. 205.
30. J Shau, E Goldman, and C Weng, "Linear Stability Analysis of Laser-Driven Spherical Implosions," *Phys Rev Lett* **34**, 1273 (1975)
31. J Lindl and W Mead, "Two-Dimensional Simulation of Fluid Instability in Laser Fusion Pellets," *Phys Rev Lett* **34**, 1273 (1975)
32. P Campbell, "A Numerical Method for Discrete Ordinate and Momentum Equations in Radiative Transfer," *Int J Heat Mass Transfer* **12**, 497 (1969)
33. K Brueckner, "Semi-Empirical Estimates of Neutron Production in Shell Implosions," *Nucl. Fusion* **16**, 387 (1976)
34. P Haldy and J Ligou, "A Moment Method for Calculating the Transport of Energetic Charged Particles in Hot Plasmas," *Nucl Fusion* **17**, 1225 (1977).
35. G Pomraning, *Radiation Hydrodynamics* (New York, Plenum, 1972)
36. L D Landau and E M. Lifshitz, *Fluid Mechanics* (New York, Academic 1959)
37. J von Neumann and R Richtmyer, "A Method for the Numerical Calculation of Hydrodynamics Shocks," *J Appl Phys* **21**, 232 (1950)
38. J P Boris, "Flux-corrected Transport III. Minimal Error FCT Algorithms," *J Comp. Phys* **20** (1976)
39. R Richtmyer and K Morton, *Difference Methods for Initial Value Problems*, 2nd ed (New York, Interscience, 1967)
40. Laser Program Annual Report-1975, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-50021-75 (1975), p 290
41. Laser Fusion Program Semiannual Report January-June, 1972, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-50021-72-1 (1973), p 107
42. Laser Fusion Program Semiannual Report, July-December, 1973, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-50021-73-2 (1974), p 93
43. Laser Program Annual Report-1974, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-50021-74 (1975) p 368
44. Ref 40, p 289
45. Ref 19, p 4-51
46. Ref 28, p 4-29
47. W Schultz, in *Methods in Computational Physics*, Vol 3 (New York, Academic, 1964), p 1
48. Laser Program Annual Report-1978, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-50021-78 (1979), p 3-61
49. D S Kershaw, "The Incomplete Cholesky-Conjugate Gradient Method for the Iterative Solution of Linear Systems," Lawrence Livermore Laboratory UCRL-78333 Rev 1 (1977)
50. M L Wilkins, "Calculation of Elastic Plastic Flow," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-7322 Rev (1969)
51. J J Duderstadt and W R Martin, *Transport Theory* (New York, Wiley-Interscience, 1979)
52. T Mehlhorn and J J Duderstadt, "Discrete Ordinates Solution of the Fokker-Planck Equation," *J Comp Phys* **38**, 86 (1980)
53. F Beranek and R Conn, "Neutron Moderation in Inertial Confinement Fusion Pellets and Effects on Damage and Radioactive Inventory," *Nucl. Tech* **47**, 406 (1980)

- 54 K D Lathrop, "Discrete Ordinates Methods for the Numerical Solution of the Transport Equation," *React Technol* **15**, 107 (1972)
- 55 J Fleck and J Cummings, "An Implicit Monte Carlo Scheme for Calculating Time and Frequency Dependent Nonlinear Radiation Transport," *J Comp Phys* **8**, 313 (1971)
- 56 G B Zimmerman, "Numerical Simulation of the High Density Approach to Laser Fusion," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-74811 (1973)
- 57 E Corman, W Loewe, and G Cooper, "Multigroup Diffusion of Energetic Charged Particles," *Nucl Fusion* **15**, 377 (1975)
- 58 D Kershaw, "Differencing of the Diffusion Equation in LASNEX," Lawrence Livermore Laboratory Report UCID-17424 (1977)
- 59 N Krall and A Trivelpiece, *Principles of Plasma Physics* (New York, McGraw-Hill, 1973), p. 287
- 60 N K Winsor, "Velocity Space Methods for Fusion Reactor Plasmas," *Nucl Sci Eng* **64**, 33 (1977)
- 61 H Brysk, "Reaction Production Transport in a Fusion Pellet," KMS Fusion Report KMSF-U275 (1975)
- 62 M N Rosenbluth, W M MacDonald, and D L Judd, "Fokker-Planck Equation for an Inverse Square Force," *Phys Rev* **107**, 1 (1957)
- 63 A Minn, "Hybrid-II, A Two-Dimensional Multi-Species Fokker Planck Code," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-51615 Rev 1 (1975)
- 64 W Kruer, "Lectures on the Interaction of Laser Light with Plasmas," Scottish Summer School, 1979
- 65 G B Zimmerman and W L Kruer, "Numerical Simulation of Laser Initiated Fusion," *Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol II, 51 (1975)

Глава 7.

- 1 B A Lengyel, *Lasers*, 2nd ed (New York, Wiley-Interscience, 1971)
- 2 M Sargent, M O Scully, W E Lamb, *Laser Physics* (Reading, Mass., Addison-Wesley, 1974)
- 3 *Lasers and Light*, Readings from Scientific American (San Francisco, W H Freeman and Company, 1969)
- 4 Lawrence Livermore Laboratories Laser Fusion Annual Reports
- 5 C K N Patel, "High Power Carbon Dioxide Lasers," *Sci Am* **219**, 22 (August, 1968)
- 6 Los Alamos Scientific Laboratory Laser Fusion Annual Reports
- 7 E E Stark, Jr, "Lasers and Power Systems for Inertial Confinement Fusion Reactors," Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-UR-78-1350 (1978)
- 8 K Hohla, "The Iodine Laser A High Power Gas Laser," in *Third Workshop on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, Vol 3A (New York, Plenum, 1974), p 133
- 9 "Purely Chemical 1 μm Iodine Laser Emerges as Fusion-Driver Candidate," *Laser Focus* **15**, 24 (June, 1979)
- 10 K A Brueckner, An Assessment of Drivers and Reactors for Inertial Confinement Fusion, K A Brueckner Associates, prepared for the Electric Power Research Institute, EPRI-AP-1371 (1980)
- 11 P Hoff, "Laser Fusion Advanced Laser Program," Lectures presented at the AUA-ANL Faculty Workshop on Inertial Confinement Fusion, Argonne National Laboratory, 1978
- 12 C K Rhodes, Ed, *Excimer Lasers, Topics in Applied Physics* Vol. **30** (Berlin, Springer-Verlag, 1979)

13. R. M. Hill, D. L. Huestis, and C. K. Rhodes, "Review of High Energy Visible and UV Lasers," *Laser Induced Fusion and X-ray Laser Studies*, (Reading Mass, Addison-Wesley, 1976).
14. "Inertial Confinement Fusion—An LF Meeting Review," *Laser Focus* **16**, 58 (February, 1980).
15. G. Cooper, "HF Laser Design," in *SOLASE-H, A Laser Fusion Hybrid Study*, Univ. of Wisconsin Fusion Engineering Program Report UWFD-270, May 1979.

Глава 8.

1. G. Yonas, "Fusion Power with Particle Beams," *Sci. Am.* **239**, 50 (November, 1978).
2. G. Yonas, "Particle Beam Fusion Program: Publications and Related Reports," Sandia National Laboratory Report SAND-80-0809 (1980).
3. G. Kuswa, "Progress Toward Fusion with Light Ions," *Eighth International Conference on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research*, Brussels, 1980 (Vienna, International Atomic Energy Agency, 1979).
4. S. L. Bogolyubskij et. al., "Demonstration of the Possibility of Using Electron Beams for Heating Thermonuclear Targets," 6th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Fusion Research (Vienna, 1977).
5. A. J. Toepfer, "Particle Beam Fusion," lectures presented at the ANL-AUA Faculty Institute on Inertial Confinement Fusion, Argonne National Laboratory, 1978.
6. S. Nakai, K. Imasaki, and C. Yamanaka, "Relativistic-Electron Beam Induced Fusion," lectures presented at the ANL-AUA Faculty Institute on Inertial Confinement Fusion, Argonne National Laboratory, 1978.
7. J. W. Poukey et. al., "Focused Intense Ion Beams Using Self-Pinched Relativistic Electron Beams," *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1806 (1975).
8. J. T. Verdeyen et. al., "The Use of Electronic Space Charge to Accelerate, Focus, and Bunch Ions for Pellet Fusion," *Appl. Phys. Lett.* **27**, 380 (1975).
9. W. Bostick, V. Nardi, and O. Zucker, Eds., *Energy Storage, Compression, and Switching* (New York, Plenum, 1976).
10. G. Yonas, Ed., *Proc. Int. Top. Conf. Electron Beam Res. Technol.*, Vol. I and II, November, 1975 (Albuquerque, NM).
11. P. A. Miller, et. al., "Light Ion and Electron Beams for Inertial Fusion," *Comments on Plasma Physics* **5**, 95 (1979).
12. Electron-Beam Fusion Progress Report, 1975, Sandia National Laboratory Report SAND-76-0148, June–July, 1976, SAND-76-0410, July–September, 1976, SAND-76-0711, October, 1976–March, 1977, SAND-77-1414, April–September, 1977, SAND-78-0080. Particle Beam Fusion Progress Report, October, 1977–March, 1978, SAND-79-0002, April–December, 1978, SAND-79-1011, January–June, 1979, SAND-79-1944.
13. G. Cooperstein, D. Mosher, J. R. Boller, D. G. Colombant, W. F. Oliphant, S. J. Stephanakis, F. C. Young, S. A. Goldstein, R. J. Barker, R. A. Meger, P. F. Ottinger, F. L. Sandel, and A. Drobot, "NRL Light Ion Beam Research for Inertial Confinement Fusion," NRL Memorandum Report 4387 (November 20, 1980).
14. D. J. Johnson, S. A. Goldstein, R. Lee, and W. F. Oliphant, "Time-Dependent Impedance Behavior of Low-Impedance REB Diodes During Self-Pinching," *J. Appl. Phys.* **49**, 4634–4643 (1978).
15. A. E. Blaugrund and G. Cooperstein, "Intense Focusing of Relativistic Electrons by Collapsing Hollow Beams," *Phys. Rev. Lett.* **34**, 461–464 (1975).
16. S. A. Goldstein and R. Lee, "Ion-Induced Pinch and The Enhancement of Ion Current by Pinched Electron Flow in Relativistic Diodes," *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1079–1082 (1975).

17. S. J. Stephanakis, D. Mosher, G. Cooperstein, J. R. Boller, J. Golden, and S. A. Goldstein, "Production of Intense Proton Beams in Pinched-Electron-Beam Diodes," *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1543-1546 (1976).
18. S. A. Goldstein, G. Cooperstein, R. Lee, D. Mosher, and S. J. Stephanakis, "Focusing of Intense Ion Beams from Pinched-Beam Diodes," *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1504-1507 (1978).
19. P. F. Ottinger, D. Mosher, and S. A. Goldstein, "Propagation of Intense Ion Beams in Straint and Tapered Z-Discharge Plasma Channels," *Phys. Fluids* **23**, 909-920 (1980).
20. P. F. Ottinger, D. Mosher and S. A. Goldstein, "Electromagnetic Instabilities in a Focused Ion Beam Propagating Through a Z-Discharge Plasma," *Phys. Fluids* **24**, 164-170 (1981).
21. P. F. Ottinger and D. Mosher, "Microstability of a Focused Ion Beam Propagating Through a Z-Pinch Plasma," *Phys. Fluids* **22**, 332-337 (1979).
22. P. F. Ottinger, D. Mosher, and S. A. Goldstein, "Stability Considerations for Light-Ion Beam Transport in Z-Discharge Channels," NRL Memorandum Report, (March 1981).
23. D. G. Colombant, S. A. Goldstein, and D. Mosher, "Hydrodynamic Response of Plasma Channels to Propagating Ion Beams," *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1253-1256 (1980).
24. D. Mosher and D. G. Colombant, "Beam Requirements for Light-Ion-Driven Inertial-Confinement Fusion," NRL Memorandum Report 4397 (November 27, 1980).
25. J. Van Devender, "Light Ion Fusion Driver Technology: Pulsed Power Technology," Fusion Energy Technology, NE 712, In-Hours Technical Courses, Sandia Laboratory, August, 1980.
26. T. H. Martin and K. R. Prestwich, "EBFA, a 20 TH Electron Beam Accelerator," in *Energy Storage, Compression, and Switching*, edited by W. H. Bostick et. al. (New York, Plenum, 1976)
27. C. W. Mendel, Jr., and S. A. Goldstein, "A Fast-Opening Switch for Use in REB Diode Experiments," *J. Appl. Phys.* **48**, 1004 (1977).
28. K. R. Prestwich, "Harp, a Short Pulse, High Current Electron Beam Accelerator," *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-22, 975 (1975).
29. I. Smith "Liquid Dielectric Pulse Line Technology," *Energy Storage, Compression, and Switching*, W. Bostick, V. Nardi, and O. Zucker, Eds. (New York, Plenum, 1976).
30. K. D. Bergeron, "Equivalent Circuit Approach to Long Magnetically Insulated Transmission Lines," *J. Appl. Phys.* **48**, 3065 (1977)
31. K. D. Bergeron, "One and Two Species Equilibria for Magnetic Insulation in Coaxial Geometry," *Phys. Fluids* **20**, 688 (1977).
32. K. D. Bergeron, "Relativistic Space-Charge Flow in a Magnetic Field," *Appl. Phys. Lett.* **27**, 58 (1977).
33. K. D. Bergeron, "Theory of the Secondary Electron Avalance at Electrically Stressed Insulator-Vacuum Interfaces," *J. Appl. Phys.* **48**, 3073 (1977).
34. A. E. Blaugrund, G. Cooperstein, and S. Goldstein, "Relativistic Electron Beam Pinch Formation Processes in Low Impedance Diodes," *Phys. Fluids* **20**, 1185 (1977).
35. P. A. Miller, J. W. Poukey, and T. P. Wright, "Electron Beam Generation in Plasma-Filled Diodes," *Phys. Rev. Lett.* **35**, 940 (1975).
36. J. A. Pasour et al., "Reflex Tetrode with Unidirectional Ion Flow," *Phys. Rev. Lett.* **40**, 448 (1978).
37. J. W. Poukey, "Ion Effects in Relativistic Diodes," *Appl. Phys. Lett.* **25**, 145 (1975).
38. J. W. Poukey, "Two-Dimensional Ion Effects in Relativistic Diodes," *J. Vac. Sci. Technol.* **12**, 1214 (1975)
39. J. P. Quintenz and J. W. Poukey, "Ion Current Reduction in Pinched Electron Beam Diodes," *J. Appl. Phys.* **48**, 2287 (1977)
40. D. W. Swain et al., "Measurements of Large Ion Currents in a Pinched Relativistic Electron Beam Diode," *J. Appl. Phys.* **48**, 118 (1977).

41. Yu. L. Bakshaev and E. I. Baranchikov, "Transfer and Focusing of High-Current Relativistic Electron Beams onto a Target," (IAEA-200, 1976) p.25
42. J. R. Greig, "Electrical Discharges Guided by Pulsed CO-2 Laser Radiation," *Phys. Rev. Lett.* **41**, 174 (1978).
43. W. L. Johnson, G. B. Johnson, and J. T. Verdeyen, "Ion Bunching in Electronic Space-Charge Regions," *J. Appl. Phys.* **47**, 4442 (1976).
44. P. A. Miller, J. Chang, and G. W. Kuswa, "Electron Beam Concentration Enhanced by a Laser-Produced Plasma," *Appl Phys. Lett.* **23**, 423 (1973).
45. P. A. Miller et al. "Propagation of Pinched Electron Beams for Pellet Fusion," *Phys. Rev. Lett.* **39**, 92 (1977).
46. P. A. Miller and J. B. Gerardo, "Relativistic Electron Beam Propagation in High-Pressure Gases," *J. Appl. Phys.* **43**, 3008 (1972).
47. G. Yonas et al., "Electron Beam Focusing Using Current-Carrying Plasmas in High nu/gamma Diodes," *Phys. Rev. Lett.* **30**, 164 (1973).
48. Proc. ERDA Summer Study of Heavy Ion Fusion. Oakland/Berkeley, Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-5543, July, 1976.
49. Proceedings of Brookhaven National Laboratory Heavy Ion Fusion Workshop, BNL-50769, October, 1977.
50. Proceedings of Argonne National Laboratory Heavy Ion Fusion Workshop, ANL-79-41, September, 1978.
51. Proceedings of Lawrence Berkeley Laboratory/Stanford Linear Accelerator Heavy Ion Fusion Workshop, LBL-10301, SLAC-PUB-2575, UC-28, CONF-7910122.
52. J. Schoonover and M. Levitt, "Heavy Ion Fusion," *Fusion* **24** (February, 1979).
53. Discussion of the principal components is taken largely from W. Hermansfeldt, "The Development of Heavy-Ion Accelerators as Drivers for Inertially Confined Fusion," Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-9332, June, 1979.
54. This discussion of phase space considerations is taken from lectures by K. Symon, Department of Physics, University of Wisconsin, to the University of Wisconsin Fusion Engineering Program Heavy Ion Beam Reactor Design Group, February, 1980.
55. J. Lawson, *Particle Beam Acceleration* (London, Oxford University Press, 1972).
56. P. Arnold, "Heavy Ion Beam Inertial Confinement Fusion," *Nature* **276**, 19 (1978).
57. J. Rosenblatt, *Particle Acceleration* (London, Mehtuen, 1968).
58. E. Persico, E. Ferrari, and S. Segre, *Principles of Particle Accelerators* (New York, W. A. Benjamin, 1968)
59. K. A. Brueckner, "An Assessment of Inertial Confinement Fusion Drivers," K. A. Brueckner and Assoc., EPRI Report AP-1371 Feb. 1980.

Глава 9.

1. Yu-Li Pan and D. S. Bailey, "Super Liquid Density Target Designs," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-78472 (1976); *Bull. Am. Phys. Soc.* **21**, 1134 (1976).
2. J. H. Nuckolls, "Inertial Confinement Fusion Targets," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-80166 (1978).
3. R. C. Kirkpatrick, C. C. Cremer, L. C. Madsen, H. H. Rogers, and R. S. Cooper, "Structured Fusion Target Designs," *Nucl. Fusion* **15**, 333 (1975).
4. Yu V. Afanas'ev, N. G. Basov, P. P. Volosevich, E. G. GamLii, O. N. Krokhin, S. P. Kurdyumov, E. I. Levanov, V. B. Rosanov, A. A. Samarskii, and A. N. Tikhonov, "Laser Initiation of Thermonuclear Reactions in Inhomogeneous Spherical Targets," *JETP Lett.* **21**, 68 (1975)

5. S. I. Anisimov, M. P. Ivanov, P. P. Pashinin, and A. M. Prokhorov, "Gas Shell Target for Laser Initiation of Thermonuclear Reactions," *JETP Lett* **22**, 161 (1975).
6. J. Daiber, A. Hertzberg, and C. E. Wittliff, "Laser-Generated Implosions," *Phys. Fluids* **9**, 617 (1966).
7. J. Lindl, "Low Aspect Ratio Double Shell Targets for High Density and High Gain and a Comparison with Ultrathin Shells," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-79735 (1977).
8. W. C. Mead, J. D. Lindl, J. H. Nuckolls, J. T. Larsen, D. S. Bailey, and Y. L. Pan, "Simulations of Intermediate Density Laser Fusion Targets: Recent Progress in Design and Analysis," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-80005 (1977).
9. J. M. Kindl and M. A. Stroschio, "Double Shell Target Designs for the Los Alamos Eight-Beam System," Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-7167-MS (1977).
10. J. H. Nuckolls, R. O. Bangerter, J. D. Lindl, W. C. Mead, and Y. L. Pan, "High Performance Inertial Fusion Targets," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-79373 (1977).
11. M. A. Stroschio, "Structured Target Design for Laser Fusion: A Numerical Determination of the Optimum Mass Ratio," Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-UR-77-737 (1977) and LA-6986-MS (1977).
12. R. J. Mason, "The Calculated Performance of Structured Laser Fusion Pellets," *Nucl. Fus.* **15**, 1031 (1975).
13. G. S. Fraley, "Implosion Characteristics of Deuterium-Tritium Pellets Surrounded by High Density Shells," Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-6378-MS (1976).
14. J. Nuckolls, J. Lindl, W. Mead, A. Thiessen, L. Wood, and G. Zimmerman, "Laser Driven Implosion of Hollow Pellets," Plasma Physics and Controlled Fusion Research, Vol. II (Vienna, International Atomic Energy Agency, 1974).
15. G. S. Fraley, W. P. Gula, D. B. Henderson, R. L. McCrory, R. C. Malone, R. J. Mason, and R. L. Morse, "Implosion, Stability, and Burn of Multi-Shell Fusion Pellets," Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-5783-MS (1975).
16. B. Yaakobi and L. M. Goldman, "Laser Compression Studies with Neon-Filled Glass Microballoons," *Phys. Rev. Lett.* **37**, 899 (1976).
17. I. Pelah, E. B. Goldman, and B. Yaakobi, "Hydrodynamic Efficiency Measurements in Laser-Implored Targets," *Phys. Rev. Lett.* **37**, 829 (1976).
18. K. A. Brueckner, "Laser Driven Implosion of Spherical Shells," *Nucl. Fusion* **15**, 417 (1975).
19. R. J. Mason, D. V. Brockway, and E. L. Lindman, "2-D Implosion of Structured Pellets for Laser Fusion," Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-UR-76-2319 (1976).
20. R. J. Mason and R. L. Morse, "Tamped Thermonuclear Burn of DT Microspheres," *Nucl. Fusion* **15**, 935 (1975).
21. D. E. Ashby, "Illumination Asymmetries in Laser Induced Compression," *Nucl. Fusion* **15**, 933 (1975).
22. R. E. Kidder, "Laser Driven Isentropic Hollow Shell Implosions. The Problem of Ignition," *Nucl. Fusion* **19**, 223 (1979).
23. R. E. Kidder, "Energy Gain of Laser Compressed Pellets. A Simple Model Calculation," *Nucl. Fusion* **16**, 403 (1976).
24. R. C. Kirkpatrick, "An Overview of Design Space for Small Fusion Targets," *Nucl. Fusion* **19**, 69 (1979).
25. R. E. Kidder, "Theory of Homogeneous Isentropic Compression and Its Application to Laser Fusion," *Nucl. Fusion* **14**, 53 (1974).
26. R. E. Kidder, "Laser Compression of Matter: Optical Power and Energy Requirements," *Nucl. Fusion* **14**, 797 (1974).

27. J. D. Lindl, "Effect of a Suprathermal Electron Tail on the Yield Ratio Obtained from DT Targets Illuminated with a Shaped Laser Pulse," *Nucl. Fusion* **14**, 511 (1974).
28. E. B. Goldman, J. A. Delettrez, E. I. Thorsos, "A Theoretical Interpretation of Exploding Pusher Laser Fusion Experiments," *Nucl. Fusion* **19**, 155 (1979).
29. K. Lee, D. W. Forslund, J. M. Kindel, and E. L. Lindman, "Vacuum Insulation as a Way to Stop Hot Electrons," *Nucl. Fusion* **19**, 1447 (1979).
30. S. D. Bertke and E. B. Goldman, "The Dynamics of High Compression of Laser Fusion Targets," *Nucl. Fusion* **18**, 509 (1978).
31. M. A. Stroschio, D. B. Henderson, and A. G. Petshek, "Numerical Simulation of the Density Profile Produced by 10.6 Micron Irradiation of an SiO₂ Microballoon," *Nucl. Fusion* **18**, 1425 (1978).
32. M. A. Sweeney and M. M. Widner, "Thick-Shell Shock-Focusing Electron Beam Targets," *Nucl. Fusion* **18**, 429 (1978).
33. M. J. Clauser, "Ion Beam Implosion of Fusion Targets," *Phys. Rev. Lett.* **35**, 848 (1975).
34. J. W. Shearer, "Ion Beam Compression of Thermonuclear Pellets," *Nucl. Fusion* **15**, 952 (1975).
35. J. D. Lindl and R. O. Bangerter, "Low Power Multiple Shell Fusion Targets for Use with Electron Beam and Ion Beams," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-77042 (1975).
36. R. O. Bangerter, J. D. Lindl, C. E. Max, and W. C. Mead, "Stability and Symmetry Requirements of Electron and Ion Beam Fusion Targets," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-77048 (1975).
37. E. Nardi and Z. Zinamon, Weizmann Institute of Science Report WIS-76/37Ph (1976).
38. D. J. Meeker, J. H. Nuckolls, and R. O. Bangerter, "Fusion Targets Designed to Match Present Relativistic Electron Beam Machine Parameters," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-77045 (1976).
39. R. O. Bangerter and D. J. Meeker, "Charged Particle Fusion Targets," in *Second International Topical Conference on High Power Electron and Ion Beam Research and Technol.* (Ithaca, 1977), p. 183.
40. R. O. Bangerter, W. B. Hermannsfeldt, D. L. Judd, and L. Smith, *ERDA Summer Study of Heavy Ions for Inertial Fusion*, Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-5543, 1976.
41. R. Bangerter and D. Meeker, "Ion Beam Fusion Target Designs," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-78474 (1976).
42. E. L. Lindman and J. M. Kindel, "Compression and Burn by Fast Ions," Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-UR-76-2333 (1976).
43. J. M. Kindel and E. L. Lindman, "Target Designs for Energetic Ions," *Nucl. Fusion* **19**, 597 (1979).
44. J. D. Lindl and R. O. Bangerter, "Low Power Multiple Shell Fusion Targets for Use with Electron and Ion Beams," *Int. Conf. Electron Beam Res. Technol.* (Albuquerque, 1975), Vol. I, p. 37.
45. W. S. Varnum, "Electrically Imploded Cylindrical Fusion Targets," *Nucl. Fusion* **15**, 1183 (1975).
46. Laser Program Annual Report-1978, Lawrence Livermore Laboratory UCRL-50021-78 (1978), Chap. 3.
47. Laser Program Annual Report-1977, Lawrence Livermore Laboratory UCRL-50021-77 (1977), Chap. 4.
48. Laser Program Annual Report-1976, Lawrence Livermore Laboratory UCRL-50021-76 (1976), Chap. 4.

49. Laser Program Annual Report-1975, Lawrence Livermore Laboratory UCRL-50021-75 (1975), Chap. 5.
50. Laser Program Annual Report-1974, Lawrence Livermore Laboratory UCRL-50021-74 (1974), Chap. 8.
51. G. B. Zimmerman and W. L. Kruer, "Numerical Simulation of Laser Initiated Fusion," *Comments in Plasma Physics and Controlled Fusion* **2**, 51 (1975).
52. J. Nuckolls, "ICF Target Physics Overview," Topical Meeting on Inertial Confinement Fusion, OSA, San Diego (February, 1980).
53. F. Mayer, private communication (1979).
54. R. E. Kidder, "Laser Driven Compression of Hollow Shells: Power Requirements and Stability Limitations," *Nucl. Fusion* **16**, 3 (1976).
55. J. R. Freeman, M. J. Clauser, and S. L. Thompson, "Rayleigh-Taylor Instabilities in Inertial Confinement Fusion Targets," *Nucl. Fusion* **17**, 223 (1977).
56. J. D. Lindl, W. C. Mead, "Two-Dimensional Simulation of Fluid Instability in Laser Fusion Pellets," *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1273 (1975).
57. W. C. Mead, J. C. Lindl, *Proc. Orbis Scientiae* II, Coral Gables, Florida (1975).
58. K. A. Taggart, R. L. Morse, R. L. McCrory, R. N. Remund, "Two Dimensional Calculations of Asymmetric Laser Fusion Targets Using IRIS," *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 1378 (1975).
59. K. A. Taggart, R. L. Morse, R. L. McCrory, and R. N. Remund, "Two-Dimensional Studies of Turbulent Instabilities in High Aspect Ratio Laser Fusion Targets," *IEEE International Conference on Plasma Science*, Austin, Texas (1976).
60. J. P. Boris, "Dynamic Stabilization of the R-T Instability on Laser-Imploded Shells," NRL Memorandum Report 3427 (Dec. 1976).
61. D. L. Book, "Linear Stability of Self-Similar Flow: 3. Compressional Waves in Imploding Spherical Shells," NRL Memorandum Report 3799 (May 1978).
62. D. L. Book and I. B. Bernstein, "Stability of Self-Similar Flow: 6. Uniform Implosion of an Ablatively Driven Shell," NRL Memorandum Report 4132 (Dec. 1979).
63. Reference 46, pp. 3-2 to 3-10.
64. D. V. Giovanielli and C. W. Cranfill, "Simple Model for Exploding Pusher Targets," LA-7218-MS, May 1978.
65. E. K. Storm, J. T. Larsen, J. H. Nuckolls, H. G. Ahlström, K. R. Manes, "A Simple Scaling Model for Exploding Pusher Targets," UCRL-79788.
66. Reference 47, pp. 4-15 to 4-19. See also Ref. 7.
67. Reference 48, pp. 4-44 to 4-46. See also Ref. 37.
68. L. W. Coleman, "Fusion Target Diagnostics," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-81099, presented at the ANL-AUA Faculty Institute on Inertial Confinement Fusion, Argonne National Laboratory (1978).
69. D. T. Attwood, "Diagnostics for the Laser Fusion Program—Plasma Physics on the Scale of Microns and Picoseconds," *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-14**, 909 (1978).
70. D. Kania, private communication.
71. V. W. Slivinsky et al., "Measurement of the Ion Temperature in Laser-Driven Fusion," *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1083 (1975).
72. N. M. Ceglio and L. W. Coleman, "Spatially Resolved Emission from Laser Fusion Targets," *Phys. Rev. Lett.* **39**, 20 (1977).
73. D. W. Sweeney, D. T. Attwood, and L. W. Coleman, "Interferometric Probing of Laser Produced Plasmas," *Appl. Opt.* **15**, 1126 (1976).
74. J. A. Stamper, E. A. McLean, and B. H. Ripin, "Studies of Spontaneous Magnetic Fields in Laser Produced Plasmas by Faraday Rotation," *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1177 (1978).

- 75 V W Shrivinsky, H N Kornblum, and H. D. Shay. "Determination of Suprathermal Electron Distributions in Laser Produced Plasmas." *J Appl Phys* **46**, 1973 (1975).
76. N M Ceglio, D T Attwood, and E. V. George. "Zone Plate Coded Imaging of Laser Produced Plasmas." *J Appl Phys* **48**, 1566 (1977)
- 77 R A Lerche et al. "Laser Fusion Ion Temperatures Determined by Neutron Time-of-Flight Techniques." *Appl Phys Lett* **31**, 645 (1977)
- 78 B Yaakobi, D Steel, E Thoros, A Hauer, and B Perry. "Direct Measurement of Compression of Laser-Imploded Targets using X-ray Spectroscopy." *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1526 (1977).
- 79 H G Ahlstrom, "Progress of Laser Fusion at Lawrence Livermore Laboratory," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-82835 Rev. 1 (1979).
- 80 N M Ceglio and L W Coleman. "Spatially Resolved Alpha Emission from Laser Fusion Targets." *Phys Rev Lett* **39**, 20 (1977)

Глава 10.

1. G A Moses, R W Conn, and S. I. Abdel-Khalik. "The SOLASE Conceptual Laser Fusion Reactor Study," in *Proc Third Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion*, Santa Fe, NM (1978)
- 2 J A Maniscalco, J A Blink, J. Hovins, W. R. Meier, M. J. Monsler, and P. E. Walker, "A Laser Fusion Power Plant Based on a Fluid Wall Reactor Concept," in *Proc. Third Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion*, Santa Fe, NM (1978).
- 3 H J Gomberg and W W Meinke, "Production of Synthetic Fuels: An Important Civilian Application of Laser Fusion," in *Miami International Conference on Alternative Energy Sources*, ed by T N Veziroglu (1977)
- 4 Laser Program Annual Report-1977, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-50021-77 (1977), p 8-78
- 5 J A. Maniscalco, "Inertial Confinement Fusion," *Ann. Rev. Energy* **5**, 33 (1980).
- 6 R Gillette. "Laser Fusion: An Energy Option, but Weapons Simulation Is First," *Science* **188**, 30 (1975)
7. A. J. Toepfer and L D Posey, "The Application of Inertial Confinement Fusion to Weapons Technology," Sandia Laboratories Report 77-0913 (1978).
8. J Maniscalco, J Blink, R Buntzen, J. Hovingh, W Meier, M. Monsler, and P. Walker, "Civilian Applications of Laser Fusion," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-52349 (1977)
- 9 R. W. Conn, "First Wall and Divertor Plate Material Selection in Fusion Reactors," *J. Nucl. Mat.* **76**, 103 (1978).
10. G. L. Kulcinski, "First Wall Protection Schemes for Inertial Confinement Fusion Reactors," in *Proc First Topical Meeting on Fusion Reactor Mat.*, Miami, January, 1979.
11. S. I. Abdel-Khalik, R. W. Conn, and G A. Moses, "Engineering Problems of Laser Driven Fusion Reactors," *Nucl Technol.* **43**, 4 (1979).
12. S. G Varnado and G A. Carlson, "Considerations in the Design of Electron Beam Induced Fusion Reactor Systems," *Nucl Technol.* **29**, 415 (1976).
- 13 L. A Booth and T G. Frank, "A Technology Assessment of Laser Fusion Power Development," Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-UR-76-2060 (1976).
14. D. A. Freiwald, T. G. Frank, E. A. Kern, and L. A. Booth, "Laser Fusion Generating Stations Based on the Magnetically Protected Reactor Cavity," Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-UR-75-2035; *Trans. Am. Nucl. Soc.* **22**, 68 (1975).
15. L. B Booth, "Central Station Power Generation by Laser Driven Fusion," *Nucl. Eng. Des.* **24**, 263 (1973).

16. J M Williams, T Merson, F. Finch F Schilling, and T. Frank, "A Conceptual Laser Controlled Thermonuclear Reactor Power Plant," *Proc. 1st Top. Meeting Technol. Controlled Nucl Fusion*, San Diego (1974).
17. J A Maniscalco and W R Meier, "Liquid-Lithium "Waterfall" Inertial Confinement Fusion Reactor Concept," *Trans Am Nucl. Soc* **26**, 62 (1977).
18. J Powell et al., "A Liquid-Wall Boiler and Moderator (BAM) for Heavy Ion-Pellet Fusion Reactors," *Trans Am. Nucl. Soc.* **26**, 64 (1977)
19. Laser Program Annual Report-1978, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-50021-78 (1978)
20. R W Conn et al., "SOLASE, A Laser Fusion Reactor Study," University of Wisconsin Fusion Engineering Program Report UWFDM-220 (1977).
21. J Hovingh, "First Wall Studies of a Laser Fusion Hybrid Reactor Design," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-78090 (1976)
22. T G Frank, D A Freiwald, T Merson, and J J Devaney, "A Laser Fusion Concept Utilizing Magnetic Fields for Cavity Wall Protection," *Proc. of the First Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion*, San Diego (1974)
23. J J Devaney, "Magnetically Protected First Wall for a Laser Induced Thermonuclear Reaction," Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-5699-MS (1974)
24. A. Freiwald, D. O. Dickman, and J. C. Goldstein, "Computer Simulation of a DT Pellet Microexplosion in a Magnetically Protected Laser Fusion Reactor," *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 1238 (1975).
25. I. O. Bohachevsky, L. A. Booth, and J. F. Hafer, "Lithium Flow on the Inside of a Spherical Fusion Reactor Cavity," Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-6362-MS (1976)
26. J A Maniscalco, W. R. Meier, M. J. Monsler, "Design Studies of a Laser Fusion Power Plant," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-80071 (1977).
27. J. A. Maniscalco, W. R. Meier, and M. J. Monsler, "Conceptual Design of a Laser Fusion Power Plant," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-79652 (1977).
28. W. R. Meier and J. A. Maniscalco, "Liquid Metal Requirements for Inertial Confinement Fusion," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-80424 (1977).
29. P E Walker, "Environmental and Safety Features of a Lawrence Livermore Laboratory Laser Fusion Reactor Design," *Proc Third Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, Santa Fe, NM* (1978).
30. M. Monsler, et al., "Electric Power from Laser Fusion: The HYLIFE Concept," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-81259 (1978).
31. P. E. Walker, "Remote Systems Requirements of the High Yield Lithium Injection Fusion Energy (HYLIFE) Converter Concept," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-81309 (1978).
32. W. R. Meier and W. R. Thomson, "Conceptual Design and Neutronics of Lithium Fall Laser Fusion Target Chambers," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-80782 (1978).
33. J. H. Pitts et al., "Potential Design Modifications for the HYLIFE Reactor Chamber," *Proc. Eighth Symposium on Engineering Problems of Fusion Research, San Francisco* (1979); Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-82895 (1979).
34. J. Howard, "First Wall Protection Scheme for the SOLASE Conceptual Laser Fusion Reactor," *Topical Meeting on Inertial Confinement Fusion, OSA, San Diego* (1978).
35. S. I. Abdel-Khalik, G. A. Moses, and R. R. Peterson, "Inertial Confinement Fusion Reactors Based on the Gas Protection Concept," *Nucl. Eng. and Design* **63**, 315 (1981).
36. R. R. Peterson, G. W. Cooper, and G. A. Moses, "Cavity Gas Analysis for Light Ion Beam Fusion Reactors," *Nucl Tech/Fusion* **1**, 377 (1981).

37. G. A. Moses and R. R. Peterson, "First Wall Protection in Particle Beam Fusion Reactors," *Nucl Fusion* **20**, 849 (1980).
38. D. Cook and M. A. Sweeney, "Design of Compact Particle-Beam-Driven Inertial Confinement Fusion Reactors," *Proc 3rd Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion*, Santa Fe, NM (1978).
39. D. Cook, M. Sweeney, M. Buttram, K. Prestwich, G. Moses, R. Peterson, E. Lovell, R. Engelstad, "Light Ion Driven Inertial Fusion Reactor Concepts," *Proc. of 4th ANS Top Mtg. on Tech. of Controlled Nucl. Fusion*, Oct. 1980, Valley Forge, PA
40. W G Wolfer and R D Watson, "Structural Performance of a Graphite Blanket in ICTRs," *Proc Third Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion*, Santa Fe, NM (1978)
41. W R Meier, "Two-Dimensional Neutronics Calculation for the HYLIFE Converter," Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-83595 (1979)
42. M Monsler, "Laser Fusion. An Assessment of Pellet Injection, Tracking, and Beam Pointing," *Proc Third Topical Meeting on the Technology Controlled Nuclear Fusion*, Santa Fe, NM (1978)
43. R G Tomlinson, L R Boedeker, D H. Polk, G E. Palma, and R W Guile, "Pellet and Laser Beam Space-Time Interaction System Study," United Tech. Res. Center Report UTRC R78-954373-1 (Nov 1978)
44. J E Howard, "Uniform Illumination of Spherical Laser Fusion Targets," *Appl Opt* **16**, 2764 (1977)
45. M. M H Ragheb, A C. Klein, and C W Maynard, "Three Dimensional Neutronics Analysis of the Mirror-Beam-Duct-Shield System for a Laser Driven Power Reactor," University of Wisconsin Fusion Engineering Program Report UWFD-239 (1978).
46. G R. Magelssen and G A. Moses, "Pellet X-Ray Spectra for Laser Fusion Reactor Designs," *Nucl Fusion*, **19**, 301 (1979).
47. G Pavlenko, "SOLASE-Balance of Plant Analysis," United Engineers Report (March, 1980).
48. B. R. Leonard, "A Review of Fission-Fusion Hybrid Concepts," *Nucl Technol* **20**, 161 (1973).
49. L M Lidsky, "Fission-Fusion Systems: Hybrid, Symbiotic, and Augean," *Nucl Fusion* **15**, 151 (1975)
50. A G Cook and J A Maniscalco, "Uranium-233 Breeding and Neutron Multiplying Blankets for Fusion Reactors," *Nucl Technol* **30**, 5 (1976)
51. J Maniscalco, "Fusion-Fission Hybrid Concepts for Laser Induced Fusion," *Nucl Technol* **28**, 98 (1976).
52. U P Jenquin, B R Leonard, D H Thomsen, and W C. Wolkenhauer, "A Fusion-Fission Parametric Study," Annual Controlled Thermonuclear Reactor Technology Report, Pacific Northwest Laboratory Report BNWL-1604 (1971)
53. B R Leonard, "A Hybrid Neutronics Analysis," Annual Controlled Thermonuclear Reactor Technology Report, Pacific Northwest Laboratory Report BNWL-1685 (1972), p 18
54. B R Leonard and W C Wolkenhauer, "Fusion-Fission Hybrids: A Subcritical Thermal Fission Lattice for a DT Reactor," Pacific Northwest Laboratory Report BNWL-SA-4390 (1972)
55. R P Rose, "Fusion Driven Breeder Reactor Design Study," Westinghouse Electric Corporation Report WFPS-TME-043 (1977)
56. M M H Ragheb, M Z Youssef, S I Abdel-Khalik, and C W Maynard, "Three-Dimensional Neutronics Analysis of the SOLASE-H Laser Reactor Fissile Enrichment Fuel Factory," University of Wisconsin Fusion Engineering Program Report UWFD-266 (1978).
57. "Laser Fusion-Fission Reactor Systems Study-4000 MW Laser Fusion Hybrid Reactor,"

58. J. A. Maniscalco, "A Conceptual Design Study for a Laser-Fusion Hybrid," *Proc. 2nd Top. Meeting Technol. Controlled Nucl. Fusion*, Richland, Wash. (1976)
59. W. P. Kovacic, "Laser Fusion Power Reactor Systems (LFPRS), Conceptual Design," Westinghouse Electric Corporation Report WFPS-RME-070 (1977)
60. R. W. Conn, S. I. Abdel-Khalik, and G. A. Moses, "The Laser Fusion Hybrid," *Nucl. Engr. Des.* **63**, 357 (1981).
61. R. J. Barrett and R. W. Hardie, "The Fusion-Fission Hybrid as an Alternative to the Fast Breeder Reactor," Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-8503-MS (1980)
62. D. H. Berwald et al., "Parametric Systems Analysis for ICF Hybrid Reactors," *Proc. 4th Top Meeting Technol. of Controlled Nucl. Fusion*, King of Prussia, Pa. (1980)
63. D. H. Berwald and J. J. Duderstadt, "Preliminary Design and Neutronic Analysis of a Laser Fusion Driven Actinide Burning Hybrid Reactor," *Nucl. Technol.* **42**, 34 (1978)
64. R. P. Rose et al., "Fusion Driven Actinide Burner Design Study," Electric Power Research Institute Report EPRI-ER-451 (1977)
65. W. Bocola et al., "Considerations on Nuclear Transmutation for the Elimination of Actinides," presented at *the Int. Symp. Manage. Radioact. Wastes Nucl. Fuel Cycle*, Vienna (1976)
66. H. I. Avci, K. D. Kok, R. G. Jung, and R. C. Dykheizer, "Production of High Temperature Process Heat in Pebble Beds in ICF Blankets," *Trans. Am. Nucl. Soc.* **32**, 39 (1979)
67. D. R. Peterson, J. H. Pendergrass, G. E. Cort, and R. A. Krakowski, "A Tritium Self-Sufficient 1600 K Process Heat Reactor Blanket Concept," *Trans. Am. Nucl. Soc.* **33**, 74 (1979)
68. H. J. Gomberg and W. W. Meinke, "Production of Synthetic Fuels. An Important Civilian Application of Laser Fusion," *Miami International Conference on Alternative Energy Sources*, edited by T. N. Verziroglu (1977).
69. J. D. Fish, "Radiolytic Production of Chemical Fuels in Fusion Reactor Systems," Princeton University Ph.D. dissertation (1977).
70. R. Hyde, L. Wood, and J. Nuckolls, "Propulsion Applications of Laser Induced Fusion Microexplosions," *Proc. First Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion*, San Diego, 1974, p. 159.
71. R. Hyde, L. Wood, and J. Nuckolls, "Prospects for Rocket Propulsion with Laser-Induced Fusion Microexplosions," *AIAA/SAE 8th Joint Propulsion Special Conf. Paper*, New Orleans, 1972.

О Г Л А В Л Е Н И Е

Предисловие к русскому изданию	3
Предисловие авторов	5
Глава 1. Введение	7
1.1. Основные положения ИТС.	11
1.2. Этапы исторического развития.	22
1.3. Современное состояние проблемы.	26
1.4. Краткий обзор содержания	29
Глава 2. Реакции инерциального термоядерного синтеза	30
2.1. Физика реакций синтеза	31
2.2. Критерии термоядерной реакции синтеза	35
2.3. Качественный анализ требуемых параметров драйверов в инерциальном синтезе.	41
2.4. Принципиальная схема ИТС.	43
2.5. Требования к усилению энергии в мишени	46
2.6. Физика горения в ИТС	49
Глава 3. Физика гидродинамического сжатия	59
3.1. Гидродинамика плазмы	60
3.2. Ударные волны	63
3.3. Сферически сходящаяся ударная волна	70
3.4. Изозэнтропийное сжатие	71
3.5. Распространение ударной волны в плазме	73
3.6. Гидродинамическая устойчивость процесса имплозии.	75
3.7. Уравнения состояния	77
3.8. Абляционное сжатие	83
Глава 4. Процессы переноса энергии в плазме, получаемой при инерциальном термоядерном синтезе	89
4.1. Электронная теплопроводность	90
4.2. Перенос энергии надтепловыми электронами	104
4.3. Излучательная теплопроводность	107
Глава 5. Поглощение энергии драйвера	115
5.1. Поглощение лазерного излучения в плазме	116
5.2. Поглощение энергии релятивистского электронного пучка	138
5.3. Поглощение энергии ионного пучка.	140
Глава 6. Методы численного моделирования и машинных расчетов	149
6.1. Методы гидродинамических расчетов.	153
6.2. Перенос частиц	167
6.3. Программы для численного моделирования плазмы (поведения частиц, входящих в плазму) с помощью ЭВМ.	174
6.4. Некоторые замечания	176
Глава 7. Принципы, разработка и устройство драйверов. Лазеры.	178
7.1. Физические основы работы лазера.	179
7.2. Основные типы лазеров	195
7.3. Разработка новых типов лазеров.	200
Глава 8. Устройство и разработка драйверов. Пучки частиц	206
8.1. Импульсные мощные диодные ускорители	209
8.2. Термоядерный синтез на пучках тяжелых ионов	222

Глава 9. Конструирование, изготовление и диагностика мишеней	229
9.1. Конструирование мишеней. Основные предпосылки	231
9.2. Основные ограничения при конструировании мишеней	234
9.3. Характерные конструкции мишеней	236
9.4. Диагностика мишеней	244
Глава 10. Приложения	248
10.1. Реакторы на основе ИТС	250
10.2. Реакторная камера	252
10.3. Другие аспекты конструкции реакторов на основе ИТС	260
10.4. Гибридные системы синтез — деление	268
10.5. Промышленная теплота и производство синтетических видов топлива	270
10.6. Двигатели	271
Список литературы	274

Дж. Дюдерштадт, Г. Мозес

ИНЕРЦИАЛЬНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

Редактор Л. В. Белова

Художественный редактор А. Т. Кирьянов

Переплет художника В. Я. Батищева

Технический редактор Г. Н. Лядухина

Корректор Е. В. Кудряшова

Оператор О. В. Канатникова

ИБ № 829

Набор выполнен в Энергоатомиздате на Композере ИБМ-82. Подписано в печать 06.09.84. Формат 60х90 1/16. Бумага офсетная № 2. Печать офсетная. Усл. печ. л. 19,0. Усл. кр.-отт. 19,0. Уч.-изд. л. 24,24. Тираж 2000 экз. Заказ 494. Цена 4 р.

Энергоатомиздат, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Московская типография № 4 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли,
129041, Москва, Б. Переяславская, 46

ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ !

Энергоатомиздат готовит к изданию в 1985 г. следующие книги:

А глицкий Е. В., Сафронова У. И. Спектроскопия автоионизационных состояний атомных систем. — М.: Энергоатомиздат, 1985 (III кв.). — 15,5 л., ил. — В пер.: 2 р. 60 к. **1704040000**

Описаны источники возбуждения спектров автоионизационных состояний. Обсуждены методы регистрации и обработки спектров. Изложены вопросы теории спектров автоионизационных состояний. Приведены результаты расчетов длин волн и вероятностей переходов для автоионизационных состояний многозарядных ионов.

Для научных работников в области атомной и лазерной спектроскопии.

Бредерлоу Г., Филл Э., Витте К. Мощный йодный лазер: Пер. с англ. — М.: Энергоатомиздат, 1985 (II кв.). — 14 л. — Перевод изд.: Гейдельберг, 1983. — 2 р. 10 к. **1740400000**

Рассмотрены вопросы спектроскопии; физико-химической кинетики плотных газов, подвергаемых фотолизу с целью возбуждения избранных продуктов реакции; преобразования энергии возбужденной среды в мощные короткие импульсы остронаправленного излучения; анализируются результаты практического использования мощного йодного лазера.

Для научных работников и инженеров.

Веденов А. А., Гладуш Г. Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. — М.: Энергоатомиздат, 1985 (II кв.). — 15 л., ил. — В пер.: 2 р. 30 к. **1704040000**

Рассмотрены физические процессы, происходящие при взаимодействии мощного сфокусированного ИК-излучения с веществом обрабатываемой поверхности: течение плазмы, паров и капель материала каверны при резке и сварке, гидродинамика расплава при легировании, оптический пробой на поверхности, горение плазменного факела и т. д.

Для научных работников и инженеров, занимающихся вопросами лазерной обработки материалов.

Глебов И. А., Рутберг Ф. Г. Мощные генераторы плазмы. — М.: Энергоатомиздат, 1985 (II кв.). — 15,5 л., ил. — В пер.: 2 р. 30 к. **1704040000**

Приведены методы проектирования и описаны конструкции мощных импульсных, импульсно-проточных и трехфазных генераторов

плотной низкотемпературной плазмы. Рассмотрены основные физические процессы в разрядных камерах импульсных генераторов при токах до 350 кА, рабочие газы: водород, азот, гелий, аргон. Исследованы основные физические процессы в сильноточных трехфазных дугах при интенсивном продуве газа через разрядные камеры. Рассмотрены характер теплообмена между дугами и рабочим газом, условия работы электродов.

Для научных работников и инженеров, занятых в области физики, техники и применения генераторов плотной низкотемпературной плазмы.

НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ ЛИТЕРАТУРА

Стаханов И. П. О физической природе шаровой молнии. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Энергоатомиздат, 1985 (II кв.). — 10,5 л., ил. — 30 к. 30000 экз. 1704060000

Во втором издании книги, значительно переработанном по сравнению с первым, которое вышло в 1979 г., на основании данных массовых опросов населения, проведенных в СССР и США, делается попытка объяснить причину возникновения шаровой молнии.

Для широкого круга читателей.

Приобрести эти книги Вы сможете во всех магазинах, распространяющих научно-техническую литературу.

Дж. Дюдерштадт
Г. Мозес

Инерциальный термоядерный синтез



Инерциальный
термоядерный синтез

