

Результаты экспериментов 1996г. на токамаке ТУМАН-3М.

М.В.Андрейко, Л.Г.Аскинази, В.Е.Голант, В.А.Корнев, С.В.Крикунов, С.В.Лебедев, Л.С.Левин, В.В.Рождественский, А.И.Смирнов, А.С.Тукачинский, С.П.Ярошевич

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН
С-Петербург, Россия

Аннотация

После многократных ремонтов "новой" разрядной камеры, предназначенной для проведения экспериментов с магнитным сжатием при продольном поле до 2 Тл был сделан вывод о непригодности этой камеры для дальнейшей эксплуатации. В первой половине 1996 года был осуществлен возврат к "старой" камере. В конструкцию "старой" камеры были внесены усовершенствования, направленные на расширение экспериментальных и диагностических возможностей установки.

Эксперименты, начатые летом, были направлены на: (1) проверку работоспособности электромагнитных диагностик, (2) исследование условий перехода в Н-режим при омическом нагреве плазмы, (3) исследование свойств плазмы в "Омической Н-моды" и (4) достижение максимальных величин параметра Тройона.

Эксперименты осуществлялись с токами 70-150 кА при коэффициенте запаса устойчивости 2,3-5,5. Обнаружено, что переход в Н-режим происходит в результате повышения плотности плазмы. При этом пороговая плотность для перехода в "Омическую Н-моду" зависит от величины тока по плазме и продольного поля.

В "Омической Н-моды" были измерены величины времени удержания энергии и средней тороидальной беты. Проведено сопоставление полученных данных с теоретическими и эмпирическими оценками. Сделан вывод о хорошем качестве удержания в Н-режиме: τ_{E9} в 1-1,8 раз превышает скейлинг ITER93-N, а β_{N9} достигает 1,8 в отсутствие дополнительного нагрева.

Начаты эксперименты по динамическому воздействию на распределение плотности тока и исследованию влияния профиля тока на достижимость Н-режима и его свойства. Подготавливаются эксперименты с инжекцией макрочастиц и ионным циклотронным нагревом.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ИОННО-ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ГДЛ.

А.В.Аникеев, П.А.Багрянский, П.П.Дейчули, А.А.Иванов, А.А.Кабанцев, А.Н.Карпушов, А.А.Лизунов, В.В.Максимов, С.В.Мурахтин, А.И.Рогозин, В.Г.Соколов, Н.В.Ступишин, И.В.Шиховцев.

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

Экспериментальные исследования на установке ГДЛ сфокусированы на изучении удержания и нагрева двухкомпонентной плазмы, образующейся в результате инжекции мощных атомарных пучков в теплую мишенную плазму.

С апреля 1996 по февраль 1997 были проведены следующие работы:

- методом искусственной мишени получена функция распределения быстрой ионной компоненты по энергиям при инжекции атомарных пучков. Произведено сравнение функции распределения с результатами численного моделирования, основанного на теории кулоновских столкновений. Показано, что поведение популяции быстрых ионов определяется торможением на электронах плазмы, перезарядкой на остаточном газе и рассеянием на ионах мишенной плазмы;
- с помощью системы импульсных вакуумметров и ряда других диагностик изучена динамика нейтральной компоненты в экспериментах с атомарной инжекцией. Сравнение экспериментальных результатов с данными численного моделирования показывает, что коэффициент рециклинга первой стенки близок к единице при использовании титанирования;
- оптимизирован "сценарий" инжекции плазмы и ее нагрева, что позволило достичь температуры электронов до 100 эВ, энергосодержания в быстрых ионах до 250 Дж, что соответствует плотности быстрых ионов до $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$;
- проведена серия экспериментов по исследованию инжекции и нагрева горячей мишенной плазмы.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО НЕЙТРАЛИЗАТОРА ПУЧКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИТЭР.

В.А.Жильцов, П.М.Косарев, А.А.Сковорода

ИЯС РНЦ Курчатовский институт, Москва, Россия

Эффективность нейтральной инжекции при энергиях более 0,5 МэВ определяется коэффициентом преобразования (нейтрализации) пучков отрицательных ионов в пучки быстрых атомов. Наибольший коэффициент преобразования достигается при использовании плазмы вместо газа [1]. Однако, низкая энергетическая эффективность существующих систем создания плазмы в нейтрализаторе приводила к необходимости использования газа. Физико - технические требования к плазменному нейтрализатору ИТЭР были проанализированы в [2] и привели к выработке концепции стационарного микроволнового разряда сверхнизкого давления в мультипольной магнитной ловушке большого объема. Такой разряд должен обеспечить стационарное получение сильноионизированной плазмы с плотностью $0.5 - 0.7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в объеме более 10 м^3 при удельных затратах мощности порядка 0.1 Втсм^{-3} .

В настоящей работе излагаются основные экспериментальные результаты со стационарных установок серии ПН, которые моделируют нейтрализатор ИТЭР: ПН-1 - объем 70 л, постоянные магниты, микроволновый генератор - магнетрон мощностью 5 кВт и частотой 2.45 ГГц; ПН-2 - дополнительный клистрон мощностью 2 кВт и частотой 7 ГГц. Эти результаты послужили основой для сооружения установки ПН-3 - объем 700 л, медные токовые обмотки, микроволновый генератор - клистрон мощностью 100 кВт и частотой 7 ГГц. Приводятся основные характеристики установки ПН-3.

Литература.

1. Димов Г.И., Иванов А.А. и др. ФП, 1980, 6, 933
2. Сковорода А.А. Препринт ИАЭ-5544/6, 1992

ТРАНСПОРТИРОВКА ПУЧКА И НАГРЕВ ПЛАЗМЫ В УСТАНОВКЕ ГОЛ-3-II

М.А.Агафонов, А.В.Аржанников, В.Т.Астрелин, А.В.Бурдаков, П.В.Денисенко,
В.Г.Иваненко, Б.А.Князев, В.С.Койдан, В.В.Конюхов, А.Г.Макаров,
К.И.Меклер, П.И.Мельников, В.С.Николаев, С.С.Перин, С.В.Полосаткин,
В.В.Поступаев, А.Ф.Ровенских, С.Л.Синицкий, М.Н.Чагин

*ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия*

В докладе изложены основные результаты первой серии экспериментов на установке ГОЛ-3-II, введенной в строй в конце 1995 года. Эта установка является очередным шагом в исследованиях по коллективному взаимодействию мощных релятивистских электронных пучков с плазмой, проводимых в ИЯФ СО РАН.

Изучалось прохождение 10-микросекундного электронного пучка с энергозапасом до 200 кДж через 12-метровый плазменный столб диаметром 8 см, помещенный в магнитное поле 5 Т. Эксперименты показали, что для макроскопически стабильной транспортировки пучка через плазму с плотностью порядка 10^{15} см^{-3} требуются специальные меры по получению практически полной токовой нейтрализации пучка и, соответственно, подавлению винтовой неустойчивости системы пучок-плазма. Высокий уровень турбулентности плазмы, возникающей при коллективной релаксации электронного пучка, приводит к тому, что ее проводимость оказывается недостаточной для токовой компенсации пучка микросекундной длительности даже при температуре плазмы масштаба 1 кэВ. В результате экспериментов найдены условия, при которых не наблюдается существенных макроскопических смещений пучка поперек магнитного поля.

Эксперименты показали, что в ходе коллективного торможения пучка рост его энергосодержания приводит к пропорциональному увеличению энергозапаса в нагретой плазме. При этом распределение энергосодержания плазмы по длине столба сохраняется. С помощью томсоновского рассеяния излучения рубинового лазера и второй гармоники неодимового лазера изучалась функция распределения нагретых электронов. К моменту окончания пучка электронная температура плазмы с плотностью $(0.5 - 1) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ имеет величину $0.5 \pm 1.5 \text{ кэВ}$.

В дальнейшем на установке ГОЛ-3-II предполагается проведение экспериментов по получению плотной ($>10^{16} \text{ см}^{-3}$) и горячей ($\sim 1 \text{ кэВ}$) плазмы в соленоиде.

СИЛОВОЙ ОТКЛИК ПЛАЗМЫ ПРИ СКАЧКАХ НАГРЕВА КАК ЧАСТНОЕ

ПРОЯВЛЕНИЕ ПРИНЦИПА ЛЕ-ШАТЕЛЬЕ

И. С. Данилкин

Институт Общей Физики АН РФ, Москва, Россия

В рамках модели двухжидкостной гидродинамики для системы плазма-магнитное поле, находящейся в гидродинамическом равновесии, когда $\nabla p = [j \times B]/c$, можно получить следующую систему квазиодножидкостных уравнений баланса термически нестационарной плазмы [1]:

$$\left. \begin{aligned} (\partial/\partial t)[V^2/8\pi] + \text{div} [(B^2/4\pi)(\vec{V}_\perp - \vec{V}_D)] &= -(\vec{V}_\perp - \vec{V}_D) \nabla_\perp p, \quad (a) \\ (\partial/\partial t)(3p/2) + \text{div} [(5p/2)\vec{V}_\perp + \vec{q}_\perp] &= (\vec{V}_\perp - \vec{V}_D) \nabla_\perp p + p_{in}, \quad (b) \end{aligned} \right\} (1)$$

где $\vec{V}_D = -(c^2/B^2\sigma^2)[\nabla p - (3/2)n \nabla T]$ — известная [2] скорость просачивания плазмы в поле B (или же eB — в плазму), а величина плотности потока диффузных теплотерьер \vec{q}_\perp в низшем порядке по неоднородности плазмы, учитываемом лишь грубые эффекты изменения параметров малом сечении, определена формулой

$$\vec{q}_\perp = -\chi_\perp^{(i)} \nabla_\perp T_i - \chi_\perp^{(e)} \nabla_\perp T_e + (3/2)(c^2/B^2\sigma) n_e T_e \nabla_\perp p. \quad (2)$$

Смысл всех остальных обозначений — общепринятый и совпадает с [2].

Из (1) следует термический стационар при $\vec{V}_\perp = \vec{V}_D$ и решение для скорости перестройки профиля плотности $u = \vec{V}_\perp - \vec{V}_D$ (в D пределе $\beta \ll 1$):

$$\vec{u} = u_\perp \vec{e}_\perp, \quad u_\perp \approx (1/3S^*) \int_{(V^*)} (p_{in} - \text{div} \vec{\Pi}_D) / (B_s^2/8\pi) dv, \quad (3)$$

для случая отсутствия термического стационара. Здесь $\vec{\Pi}_D = (5/2)p \vec{V}_D + \vec{q}_\perp$, S — среднее значение $|B|$ на границе плазмы-изобаре объемом (V^*) , S^* — ограниченном поверхностью (S) , а S^*, V^* — то же, для текущей изобары-магнитной поверхности. Подстановка (3) в (1b) для скачка $\delta p_{in} = p_{in} - p_{in}^0$ за время $\tau_f \ll \tau_E$ (энергетического времени жизни), где индекс in означает мощность источников нагрева в предшествующем скачку стационаре с $\vec{V}_\perp = \vec{V}_D$, дает для суммарной по объему интенсивности работы упругих сил магнитного поля оценку

$$\int_{(V)} \vec{u} \nabla_\perp p dv \approx -(2/3) [p_{in} - \int_{(S)} \vec{\Pi}_D d\vec{\sigma}] \approx \pm (2/3) \delta p_{in} + O(\tau_f/\tau_E), \quad (4)$$

при скачке производной от внутренней энергии $W_T = \int_{(V)} (3p/2) dv$ на уровне (фигурными скобками обозначен скачок заключенной в них величины)

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} \int_{(V)} (3p/2) dv \right\} \approx (1/3) \delta p_{in}, \quad p_{in} = \int_{(V)} p_{in} dv, \quad (5)$$

поскольку за время τ_f профили и градиенты параметров плазмы почти неизменны ($O(\tau_f/\tau_E)$). Таким образом, плазма находящаяся в силовом равновесии ($\tau_f \gg \tau_E$ — альфвеновского времени), при резких ($\tau_f \ll \tau_E$) скачках мощности нагрева ведет себя в соответствии с принципом Ле-Шателье [3]: полностью компенсирует это воздействие по поперечным степеням свободы, "замороженным" уравнением баланса сил, т.е. на уровне 2/3 от суммарного скачка вводимой мощности нагрева.

Подобное поведение плазмы следует учитывать при всех резких модуляциях и сбросах p_{in} [4].

[1] Данилкин И. С., Физика плазмы, т. 23 (1997) (в печати)

[2] Брагинский С. И., Вопросы теории плазмы, в. I-II, стр. 193, Госатомиздат, М., 1963 г.

[3] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, изд. II-е, стр. 84 М., Наука, 1964 г.

[4] Гребенщиков С. Е., Труды ИОФ АН СССР, т. 31, (1991) стр. 37, Наука

О разделении изотопов гадолиния методом изотопически селективного ИЦР нагрева

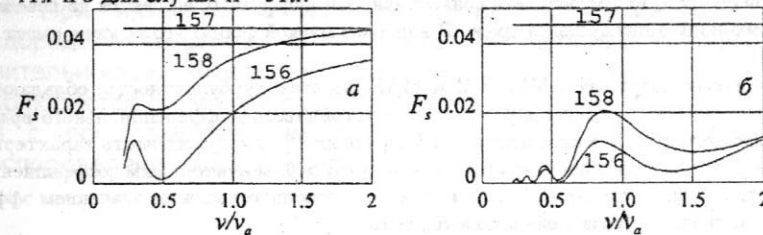
Волосов В.И., Котельников И.А., Кузьмин С.Г.

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»

Новосибирск, Россия

Излагается теория разделения изотопов гадолиния методом изотопически селективного нагрева плазменной струи, состоящей из ионов разделяемого элемента [1-3]. Представлены результаты расчетов нагрева в поле витковой антенны, возбуждающей в плазме вынужденные ВЧ колебания с азимутальным числом $m=0$.

При длине зоны нагрева $l=2$ м, — начальной температуре плазменной струи $T=10$ эВ, радиусе $a=10$ см, плотности плазмы в струе $n=10^{12}$ см⁻³ можно обеспечить достаточную селективность нагрева изотопа Gd¹⁵⁷ при величине внешнего магнитного поля $H=3$ Тл. При этом необходимая для разделения энергия ионов $W=200+300$ эВ достигается, если ток в витке антенны равен $I_0=60$ А при полном числе витков $N=150$. При указанных параметрах системы полный эквивалентный ток в плазменной струе примерно равен $15+20$ А, что обеспечивает производительность разделения на уровне 100 кг изотопа Gd¹⁵⁷ в год. Энергия ионов после пролета через зону нагрева в зависимости от их продольной скорости представлена на рис. а для случая $H=1$ Тл и б для случая $H=3$ Тл.



Здесь F_i — энергия иона, отнесенная к той энергии, которую набрал бы резонансный ион в вакуумном ВЧ поле, v_a — тепловая скорость в пучке (равная также средней их скорости). Малость значений F_i является следствием экранировки длинноволновых колебаний в плазме.

Литература:

[1] Муромкин Ю.А. // Итоги науки и техники. Физика плазмы. М.: ВИНТИ. 1991. Т.12. С.83.
 [2] Д.А. Панов, А.В. Тимофеев. // Физика Плазмы. 1995. Т.21. С.1092.
 [3] А.Л. Устинов. // Физика Плазмы. 1996. Т.22. С.170.

Турбулентное динамо в осесимметричной открытой ловушке

А.А.Кабанцев, В.Б.Рева, В.Г.Соколов

ГНЦ РФ "ИЯФ им. Г.И.Будкера СО РАН"

пр. Лаврентьева 11, Новосибирск 630090, Россия

e-mail: kabantsev@inp.nsk.su

Генерация крупномасштабных магнитных полей турбулентными движениями проводящей среды играет важную роль не только в астрофизических объектах, но и в физике лабораторной плазмы. В частности, этим явлением объясняется генерация тока, направленного вдоль силовой линии магнитного поля на оси пинчей с обращенным магнитным полем (так называемый α -эффект). Оказывается, что подобный эффект может иметь место и в осесимметричной открытой ловушке.

Согласно теореме Каулинга самоподдерживаемая генерация электрического тока и магнитного поля невозможна при любой осесимметричной конфигурации силовых линий и осесимметричном движении проводящей среды. Привлечение же винтовой турбулентности с $\mathbf{u} \cdot \text{rot} \mathbf{u} \neq 0$, нарушающей отражательную симметрию движений и создающей эффект "отрицательной" диффузии силовых линий (в сторону растущего поля), позволяет построить уравнения, описывающие самогенерацию магнитного поля. Кроме отличной от нуля спиральности турбулентных движений для работы динамо необходимо выполнение определенного условия на величину магнитного числа Рейнольдса R_m , характеризующего взаимодействие конвективных и диффузных эффектов на поведение магнитного поля в движущейся среде. В наиболее мягкой форме это условие имеет вид $R_m \geq \pi$ [1].

В открытых ловушках АМБАЛ-М и МАЛ фоновая турбулентность, обладающая спиральностью, возбуждается в результате неустойчивого дифференциального вращения плазменного столба в скрещенных $E_r \times B_z$ полях [2]. Турбулентность характеризуется положительной средней спиральностью $\mathbf{u} \cdot \text{rot} \mathbf{u} > 0$, значительным коэффициентом турбулентной диффузии $D_T \approx 2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{сек}$ [3] и довольно высоким значением эффективного магнитного числа Рейнольдса $R_m \approx 10$.

В экспериментах на указанных установках зарегистрировано при развитии турбулентности возникновение электродвижущей силы, параллельной силовым линиям удерживающего магнитного поля, и приводящей к генерации аксиального тока с плотностью на оси до $100 \text{ А}/\text{см}^2$. Феноменологически это соответствует закону Ома с турбулентным отрицательным α -эффектом: $\mathbf{j} = \sigma_T(\mathbf{E} + \alpha \mathbf{B})$, где $\alpha < 0$. Величина э.д.с. линейно растет с увеличением поля B_z и на длине плазменного столба в ловушке АМБАЛ-М ($L \approx 6 \text{ м}$) достигает 60 В , что согласуется с оценкой по α -эффекту.

[1] Г.Моффат. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. М.:Мир, 1980. 340с.

[2] А.А.Кабанцев, С.Ю.Таскаев. Физика плазмы, 1990, 16 (6), 700.

[3] А.А.Кабанцев. Препринт ИЯФ СО РАН 95-80. Новосибирск, 1995. 16 с.

ГОРЯЧАЯ МИШЕННАЯ ПЛАЗМА В ГДЛ

А.В.Аникеев, П.А.Багрянский, В.В.Максимов, А.А.Кабанцев,
А.Н.Карпушов, В.Г.Соколов.

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

При заполнении ГДЛ плазмой из квазистационарного газоразрядного источника без использования дополнительных методов нагрева получена горячая мишенная плазма в объеме 200 литров с плотностью $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, температурой ионов и электронов $T \sim 50 \text{ эВ}$.

Значительное повышение температуры мишенной плазмы в сравнении с предыдущими экспериментами на ГДЛ обусловлено использованием источника плазмы, обеспечивающего неустойчивое дифференциальное вращение плазменного столба и приводящего к стохастическому нагреву ионов и термоизоляции плазмы пробкотрона от источника.

При инжекции в полученную плазму атомарных пучков водорода с энергией $E = 15 \text{ кэВ}$, мощностью $P = 2.7 \text{ МВт}$, длительностью инжекции 1.2 мсек и захватом до 20 % наблюдается линейный рост "температуры" электронов до 100-150 эВ с ярко выраженным турбулентным характером функции распределения электронов.

Изучение параметров продольного удержания плазмы в газодинамической ловушке

А.В.Аникеев, П.А.Багрянский, П.П.Дейчули, А.А.Иванов,
А.Н.Карпушов, В.В.Максимов, А.А.Подыминогин, Н.В.Ступишин.

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

Важным вопросом в физике открытых ловушек является проблема продольного удержания плазмы. Для газодинамической ловушки эта проблема особенно важна, так как по данным энергобаланса, в экспериментах на ГДЛ продольные потери являются доминирующими в устойчивых режимах удержания.

Настоящая работа посвящена описанию экспериментов на установке ГДЛ направленных на подробное изучение параметров плазмы, вытекающей из ловушки в запробочную область — расширитель, в режимах с нагревом атомарной инжекцией. При температуре $T_e \sim 30$ эВ и плотности плазмы $n=1-2 \times 10^{13}$ см⁻³ длина свободного пробега иона становится больше характерного размера пробки и реализуется бесстолкновительное (Кнудсеновское) течение через пробку. Этот режим наиболее интересен, т.к. именно он будет реализован в нейтронном источнике на основе ГДЛ.

В ходе экспериментов получены следующие основные результаты:

1. полученные в эксперименте функции распределения ионов по энергиям в расширителе хорошо согласуются с предсказаниями теории, основанными на модели бесстолкновительного истечения;
2. поток энергии, выносимый в среднем на одну ион-электронную пару составляет 8.7 ± 1.8 температуры плазмы в центральной ячейке, при этом средняя энергия ионов составляет $(6.3 \pm 0.1)T$, измеренный полный перепад амбиполярного потенциала равен $(4.6 \pm 0.1)T$;
3. профили электростатического потенциала и средней энергии электронов вдоль оси расширителя указывают на присутствие популяции запертых электронов, способных своим пространственным зарядом эффективно подавлять электронный поток тепла на торец;
4. перепад магнитного поля между пробкой и стенкой плазмоприемника более чем в 40-50 раз, приводит к подавлению электронного потока тепла из ловушки, независимо от эмиссионных свойств торцевой стенки.

Равновесие и МГД-устойчивость стартовой плазмы в концевой системе АМБАЛ-М.

Т.Д. Ахметов, В.И. Давыденко

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

В докладе рассматриваются важные для интерпретации полученных экспериментальных результатов вопросы равновесия и МГД-устойчивости плазмы в полностью аксиально-симметричной концевой системе АМБАЛ-М. Для объяснения обнаруженной МГД-устойчивости стартовой плазмы в концевом пробкотроне при выключенном МГД-стабилизаторе — полукаспе и неблагоприятной средней кривизне силовых линий предложена модель, в которой предполагается, что периферийная плазма находится в электрическом контакте с лимитером, вследствие чего потенциал желобковых возмущений обращается в нуль на периферии плазмы. В этом случае эффекты конечного ларморовского радиуса ионов могут стабилизировать и наиболее опасную первую моду колебаний из-за нелинейной зависимости потенциала возмущений от радиуса. Проанализировано МГД-равновесие плазмы, удерживаемой в полукаспе, что позволяет интерпретировать измерения диамагнитной петлей и при выполнении локальных диамагнитных измерений определить запас устойчивости плазмы в концевой системе. В ходе экспериментального изучения магнитных флуктуаций в транспортирующей области установки измерения магнитным зондом продемонстрировали изменение средней величины радиального магнитного поля. Расчеты равновесия плазмы и геометрии магнитного поля показали, что изменение радиального магнитного поля по отношению к вакуумному в основном связано с изменением угла наклона силовых линий, которое возникает вследствие увеличения радиуса плазмы в области минимального магнитного поля.

О турбулентности электронов в открытой ловушке АМБАЛ-М

Таскаев С.Ю.

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

В конечном пробкотроне установки АМБАЛ-М [1,2] при использовании только плазменной пушки без дополнительных методов нагрева получена мишенная плазма, пригодная для дальнейшего нагрева. Эта плазма в центре пробкотрона имеет плотность до $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, ионную температуру $T_i \approx 200 \text{ эВ}$ и, что наиболее существенно, высокую электронную температуру $T_e \sim 50 \text{ эВ}$. В пробкотроне реализован амбиполярный потенциал, а в области пробки — термобарьер. В плазме обнаружен продольный электронный ток $\sim 1 \text{ кА}$.

Нагрев электронов от более горячих ионов и в результате джоулевого нагрева, полагая проводимость спитцеровскую, не позволяет объяснить высокое значение электронной температуры. Естественно, аномальное рассеяние электронов из-за развития неустойчивостей, может привести к существенно большему нагреву при протекании тока. В данном случае имеется важное обстоятельство, позволяющее косвенно оценить турбулентность. А именно, длина свободного пробега электронов, когда учитываются только парные кулоновские столкновения, превосходит длину пробкотрона примерно в 5 раз, и уменьшение длины свободного пробега из-за аномального рассеяния может изменить режим удержания электронов в пробкотроне.

В работе рассматриваются два предельных случая учёта аномального рассеяния — оно значительно (и электроны нагреваются из-за протекания тока по плазме с аномальной проводимостью) и оно отсутствует. Выяснено, что в первом рассмотрении имеются противоречия, н-р, с экспериментально измеренным распределением потенциала плазмы. В то же время, во втором выяснен механизм нагрева. В транспортирующей области, перед входной пробкой, электроны бесстолкновительно ускоряются в присутствующем продольном электрическом поле и, влетая в пробкотрон, имеют большую продольную скорость и малую температуру. В результате парных столкновений поток переноса тока электронов передаёт энергию удерживаемым в пробкотроне электронам.

При рассмотрении анализируются экспериментальные результаты, привлекается ряд моделей, проводится численное моделирование. В работе предлагается объяснение поведения электронов.

[1] Belkin V.S., Bender E.D., Gilev E.A. et al. *Proc. Int. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion*. Novosibirsk, Russia. 1993. С. 37.

[2] Ахметов Т.Д. и др. *Препринт 96-81*. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1996.

Динамика потенциалов при нагреве плазменной струи в пробкотроне атомарными пучками

С.Ю.Таскаев

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

В эксперименте по нагреву плазмы на пробкотроне АМБАЛ-Ю было обнаружено интересное явление — инжекция высокоэнергетичных атомарных пучков приводит к значительному уменьшению плотности мишенной плазмы. В предыдущих работах [1,2] приведены экспериментальные результаты, предложена модель, проведено численное моделирование, показана адекватность модели явлению и дано объяснение.

В данной работе рассматривается динамика потенциалов плазменной струи при её нагреве в пробкотроне атомарными пучками. Это рассмотрение позволяет лучше понять и представить наблюдаемое уменьшение плотности мишенной плазмы и содержит ряд интересных моментов.

Согласно данному рассмотрению основные моменты в объяснении уменьшения плотности мишенной плазмы при инжекции в пробкотрон атомарных пучков представляются следующими.

1. Захватенные горячие ионы эффективно нагревают ионы мишенной плазмы, но не непосредственно, а через электроны.
2. Нагрев приводит к увеличению потоковой скорости дозвуковой плазменной струи и, соответственно, к уменьшению плотности мишенной плазмы.
3. Для удержания нагретых электронов в пробкотроне увеличивается амбиполярный потенциал. Возросший градиент потенциала приводит к более сильному ускорению вытекающих ионов. Электрическое поле вытягивает ионы из пробкотрона. В начальный момент накопления увеличение того же амбиполярного потенциала приводит к торможению натекающих ионов, уменьшению потока и уменьшению плотности.
4. В данных процессах оказался важным вклад продольной электронной термосилы.

[1] С.Ю.Таскаев. *Препринт 94-72*. Новосибирск. ИЯФ СО РАН. 1994.

[2] А.А.Кабанцев, В.Г.Соколов, С.Ю.Таскаев. *Физика плазмы*, 21 (1995) 775.

Магнитозащищенный вытягивающий электрод для ионных источников с высокой плотностью тока

Филиппов В.В., Щеглов М.А.

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

Генерация мощных пучков нейтралов, используемых для нагрева плазмы определяется, в основном, прогрессом в разработке ионных источников с высокой яркостью пучков. Макроскопическая напряженность электрического поля на поверхности вытягивающих электродов таких источников достигает высоких значений $> 10^5$ В/см. Такие напряженности могут приводить к появлению эмиссии электронов с микроострий поверхности вытягивающего электрода, напряженность электрического поля на которых на несколько порядков выше. С целью улучшения работоспособности этих источников в работе предлагается магнитозащищенный вытягивающий электрод, представляющий собой плоскую систему натянутых проволочек, по которым пропускается ток. Токи в соседних проволочках направлены в противоположные стороны, что обеспечивает малый, в направлении ускорения частиц, масштаб магнитного поля электрода. Такая локальность поля может оказаться важной при генерации пучков в ионных источниках из-за необходимости малого возмущения магнитным полем плазменного эмиттера [1]. Сильное магнитное поле вблизи вытягивающего электрода, как предполагается, будет влиять на возникновение пробоев в источниках, замагничивая электроны, эмитированные с его поверхности. Это, возможно, позволит поднять напряжение между электродами, либо увеличить длительность беспробойной работы. Величина тока, замагничивающего электроны, может быть оценена по формуле (в СГС):

$$I \approx c^2 \sqrt{\frac{m}{e}} E r$$
, где m , e - масса и заряд электрона, r - радиус проволочек, E - напряженность электрического поля вблизи поверхности проволочек.

В работе показывается, что условие замагниченности может быть согласовано с требованиями тепловой и механической стойкости надлежащим выбором параметров конструкции. При этом речь может идти о достаточно высоких электрических полях на поверхности электрода и миллисекундных длительностях импульса тока замагничивания.

Литература.

1. Давыденко В.И., Росляков Г.В., Хавин Н.Г., ПТЭ, 1981, 5, с.21-22.

ВОЗМОЖНО ЛИ РАВНОВЕСИЕ ПЛАЗМЫ В ОБЫЧНОМ СТЕЛЛАРАТОРЕ

БЕЗ ТОКА ПИРША-ШЛЮТЕРА

Пустовитов В.Д.

Российский Научный Центр "Курчатовский Институт", Москва, Россия

В недавних экспериментах [1] на установке Heliotron E было обнаружено, что зависимость смещения плазменного шнура от β существенно изменялась при включении дополнительного поперечного поля, управляющего положением магнитной оси вакуумной конфигурации. Когда магнитная ось задвигалась внутрь (в область сильного поля), смещение плазмы из-за конечного β становилось слабым. Был даже достигнут режим (при наибольшем сдвиге оси внутрь), когда конфигурация стала почти нечувствительной к β .

Причина ослабления зависимости смещения плазмы от β , в принципе, ясна: уменьшение тока Пфирша-Шлютера. Существующая теория давала, однако, только качественное объяснение этого феномена и не отвечала на общие вопросы

- Возможно ли равновесие плазмы без тока Пфирша-Шлютера?
- Если возможно, то при каких условиях?
- Если невозможно, то насколько и как можно ослабить влияние тока Пфирша-Шлютера на равновесную конфигурацию?

Эти вопросы анализируются в настоящей работе. Показано, что, теоретически, равновесие плазмы без тока Пфирша-Шлютера возможно, но лишь в стеллараторах без шира и в стеллараторах с $\ell \geq 3$. Указаны условия, позволяющие наблюдать заметное снижение тока Пфирша-Шлютера в двухзаходных стеллараторах.

Все рассмотрение аналитическое.

[1] Besshou S., Ogata K., et al, Nucl. Fusion. 1995. 35. 173.

Исследование рентгеновского излучения плазмы на установке ГОЛ-3-II в диапазоне свыше 3 кэВ системой МКП-камер с бериллиевыми окнами

Алейников А.Н., Бурдаков А.В., Князев Б.А.

*ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия*

Установка ГОЛ-3-II состоит из двенадцатиметрового соленоида с полем до 5 Тл, внутри которого находится плазменный шнур диаметром 8 см. Плазма создается прямым разрядом в металлической камере. Нагрев плазмы вплоть до температур порядка 1 кэВ осуществляется 200-кДж, 10-микросекундным электронным пучком ускорителя У-2. На установке проводятся исследования по нескольким направлениям: нагрев плазмы, моделирование большого срыва в ИТЭР, генерация ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения. Во всех указанных направлениях, а также при инициировании длинного прямого разряда, одним из компонентов, оказывающим существенное влияние на протекающие процессы являются надтепловые электроны с энергиями от одного до сотен кэВ [1,2,3].

Для исследования рентгеновского излучения в указанном диапазоне, а также для измерений спектра вакуумного ультрафиолета, на выходе системы, установлена специальная камера-пробкотрон, в которой размещены электроды, формирующие прямой разряд, пояс Роговского и диамагнитный зонд. Камера снабжена вакуумным портом для вывода ВУФ излучения и бериллиевым окном толщиной 200 мкм. Изображение рентгеновского излучения, выходящего из окна, регистрируется тремя камерами-обскурами с отпаянными рентгеновскими электронно-оптическими преобразователями (РЭОП) типа МКУ-104-МВРБ с бериллиевыми окнами (разработан совместно с ВНИИОФИ). Спектральная чувствительность РЭОП, измеренная на источнике синхротронного излучения, приведена в [4]. В настоящее время ведутся измерения излучения как непосредственно из плазмы, так и специально введенных мишеней. Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 96-02-19436.

Литература

1. Бурдаков А.В., Воропаев С.Г., Койдан В.С., и др. ЖЭТФ, 1996, т.109, в.6, с.2078
2. Князев Б.А., Мельников П.И. и др., ЖТФ, 1993, 63, 179.
3. Лебедев С.В., Филиппов В.В. Физика плазмы, 1994, т.20, вып.1, с.88.
4. Долбня И.А., Князев Б.А., Симонов В.П. и др., ПТЭ, 1989, N.4, 208.

92 - см. с. 153 -

ТО mee

Поглощение излучения и перенос энергии в пористых мишенях с низкой начальной плотностью при их облучении мощными лазерными импульсами.

**Бурдовский И.Н., Бугров А.Е., Гаврилов В.В., Гольцов А.Ю.,
Жужукало Е.В., Ковальский Н.Г., Туськов С.Ю.,
Медовников С.Ф.**

*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142052, г.Троицк, Московская обл., Россия
ФИРАН им. П.Н. Лебедева, 117942, г. Москва, Россия

На установке "Мишень" (ТРИНИТИ) исследовалось взаимодействие мощных лазерных импульсов с мишенями из пористого материала низкой

средней плотности в условиях, представляющих интерес для проблемы лазерного термоядерного синтеза. Плоские мишени из "агера" с

плотностью 0.5 г/см^3 облучались пучком нецилиндрического лазера (длина волны 1.06 мкм) фокальным пятном на

мишени $\approx 100 \text{ мкм}$ плотность светового потока варьировалась в диапазоне $10^{11} - 10^{14} \text{ Вт/см}^2$. Одновременно в каждом эксперименте по облучению

пористых мишеней толщиной 0.5 мкм использовались три диагностические металочки.

В процессе облучения плазма применялись многокадровая телескоп и пинн-фотография. Размеры области взаимодействия

оценивались по рентгеновским изображениям, получаемым с помощью камер-обскур. Свечение на тыльной поверхности мишени измерялось

специальным фоторегистратором.

Основные результаты экспериментальных исследований сводятся к следующему:

- используемые пористые мишени остаются частично прозрачными для лазерного излучения в течение $\approx 200 \text{ пс}$;

- эффективное поглощение лазерного излучения наблюдается в плазменном слое, формирующемся в объеме мишени, с характерными размерами $\approx 500 \text{ мкм}$ и температурой $\approx 800 \text{ эВ}$;

- скорость переноса энергии в пористом веществе достигает $2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, что примерно на порядок превышает скорость распространения возмущения в мишени ударной волны.

Разработанная аналитическая модель достаточно хорошо описывает основные особенности поглощения лазерного излучения и переноса энергии в пористом веществе в исследованных условиях.

О ВЫБОРЕ МАТЕРИАЛА ЗЕРКАЛ ДЛЯ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ,
РАЗМЕЩАЕМЫХ ВНУТРИ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ ТЕРМОЯДЕРНОЙ
УСТАНОВКИ

В.С.Войцены¹, М.Беккер², В.Г.Коновалов¹, О.Мотожима³, К.Нарихара³

- 1- ННЦ ХФТИ, Харьков, 310108 Украина; 2- Техасский университет, США;
3- Национальный Институт Термоядерных Исследований, Япония

В настоящее время Томсоновское рассеяние является одним из наиболее широко распространенных методов определения параметров плазмы в термоядерных установках различного масштаба. В некоторых случаях при использовании этого метода возникает необходимость размещения части зеркал лазерного комплекса внутри вакуумной камеры. Эти "первые зеркала" лазерной диагностики, находясь вблизи исследуемой плазмы, подвергаются воздействию атомов перезарядки со средней энергией несколько сот эВ (как было измерено на токамаках PLT и ASDEX). Со временем такое воздействие приведет к увеличению шероховатости, росту коэффициента поглощения и понижению порога разрушения зеркала. Скорость этих изменений в значительной степени зависит от величины коэффициента распыления материала зеркала.

Другой фактор, влияющий на скорость деградации зеркал - высокая частота следования лазерных импульсов, вызванная необходимостью измерять параметры плазмы через короткие (~10нс) промежутки времени. При большом количестве импульсов лазера накопление микродефектов в приповерхностном слое зеркала ведет к снижению его оптических характеристик. Длительная эксплуатация зеркал лазера, работающего в "пулеметном режиме" возможна, таким образом, только при пониженных плотностях энергии в лазерном пятне на зеркале. И чем больше требуемое число импульсов лазера (до смены зеркала) - тем ниже должна быть плотность энергии в каждом из повторяющихся импульсов.

В настоящей работе на примере условий ожидаемых в установке Large Helical Device (LHD) приводятся результаты анализа влияния указанных факторов на "первые зеркала" системы лазерного рассеяния (длина волны 1.06мк), предназначенной для определения параметров плазмы в области дивертора. Из проведенного анализа следует, что оптимальный выбор материала "первых зеркал" существенно зависит от числа лазерных импульсов до смены старого зеркала новым. При возможности частой смены зеркал они могут изготавливаться из металлов с высокими значениями коэффициента распыления (алюминий, медь, серебро). Однако, если по условиям работы установки замена зеркал не может производиться часто, то важным критерием при выборе материала "первых зеркал" становится его стойкость к распылению атомами перезарядки. Более предпочтительным может стать использование металлов с более низкими значениями коэффициента отражения, которые имеют существенно большую стойкость к распылению (молибден, иридий, тантал, вольфрам).

Диагностика сильной ленгмюровской турбулентности

В.С.Бурмасов, Д.Н.Вячеславов, В.Ф.Гурко, В.Ф.Жаров, И.В.Кандауров,
Э.П.Кругляков, О.И.Мешков, А.Л.Санин.

ГНЦ РФ "Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН", Новосибирск,
Россия

Диагностический комплекс разработан для исследования сильной ленгмюровской турбулентности (СЛТ), возбуждаемой электронным пучком в магнитоактивной плазме. Базовым методом служит лазерное рассеяние как на коллективных плазменных колебаниях для исследования их ω - и k -спектров так и на независимых плазменных электронах для изучения динамики их функции распределения по координатам и скоростям. В качестве источника излучения для измерения спектров ленгмюровских волн выбран ТЕ СО₂ лазер, позволивший перекрыть весь интересующий диапазон в k -спектре: $0,1 \text{ w}_{pe}/c < k < 30 \text{ w}_{pe}/c$. Режим видеодетектирования и эффективное (10^{-13}) подавление фонового рассеяния значительно упростили многоканальную (до 12-ти каналов) регистрацию k -спектров.

СЛТ в неизотермической плазме сопровождается интенсивными звуковыми колебаниями, генерирующимися на заключительных стадиях коллапса ленгмюровских волн и играющими важную роль в турбулентном переносе энергии. Система рассеяния на основе СО₂ лазера после существенной модификации была применена для изучения ω - и k -спектров коротковолновой ионно-звуковой турбулентности, возникающей при СЛТ.

Рассеяние излучения Nd-лазера (1058 нм, 40 Дж, 0,3 мрад) на угол 8° применено для измерения динамики высокоэнергичных "хвостов" электронной функции распределения (0,4-10 кэВ). Разработана 25-ти канальная система регистрации рассеянного на 90° ИК излучения с пространственным разрешением до 150 мкм и временным до 4 нс, предназначенная для исследования микроскопических характеристик турбулентной плазмы, в частности, для непосредственного наблюдения явления коллапса.

Помимо лазерного рассеяния в экспериментах используется монохроматор на $l = 470$ мкм на основе сеточных фильтров для наблюдения спонтанного излучения плазмы на частотах вблизи $2\omega_{pe}$ и многофольговый анализатор ускоренных плазменных электронов. Из традиционных для подобных экспериментов методов применяется штарковская спектроскопия турбулентных микрополей в плазме.

ТРЕХВОЛНОВЫЙ КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ РЕФЛЕКТОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ФЛУКТУАЦИЙ И ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ В ТОКАМАКЕ

Вершков В.А., Древал В.В., Солдатов С.В.

Российский научный центр "Курчатовский институт"
Институт Ядерного Синтеза

Аннотация

В настоящее время хорошо известно, что практически все процессы переноса в большинстве режимов токамака аномально высоки. Основной причиной усиления переноса считается высокий уровень мелкомасштабной ($\lambda < a$, где a - малый радиус токамака) турбулентности плазмы.

Трёхволновой корреляционный рефлектометр [1] был специально разработан для измерения продольных и радиальных флукутаций плотности плазмы. Он основан на отражении обыкновенной СВЧ-волны от слоя плазмы с критической плотностью. В одном приборе реализуется возможность одновременного исследования продольных и радиальных корреляционных длин флукутаций, а также измерения профиля n_e . Это осуществляется благодаря использованию с помощью амплитудной модуляции основной волны трёх волн на три соответствующие трём радиусам отражения. При приёме три частоты выделяются независимо, обеспечивая радиальные корреляционные измерения и вычисление $n_e(r)$ по разнице фаз. Также возможно вычисление $n_e(r)$ по фазе основной частоты. Диапазон частот модуляции [50-1000] МГц соответствует расстоянию между точками отражения [0,05-3] см. Возможность волондальных корреляционных измерений обеспечивается применением нескольких приемных антенн. В докладе приводятся результаты измерений продольных и радиальных корреляционных характеристик турбулентности, профиля $n_e(r)$, а также возможность выделения различных типов флукутаций [2],[3].

1. Vershkov V.A. et al. Proc. 21st EPS Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys., Montpellier, 1994, V 18B, part 2, p.1192
2. Vershkov V.A., Proc. 22nd EPS Conference on Control Fusion and Plasma Phys., Bournemouth, 1995, V 19C, part 4, p.5
3. Vershkov V.A. et al. to be published in Proceedings of 16 th IAEA Conf., on Contr. Fus. and Plasma Phys., Montreal, 1996.

Метод измерения ω - и k -спектров ионно-звуковых колебаний

В.С.Бурмасов, Л.Н.Вячеславов, Э.П.Кругляков, А.Л.Санин

ГНЦ РФ "Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН", Новосибирск,
Россия

Для регистрации ионно-звуковых колебаний плазмы методом коллективного рассеяния излучения CO_2 лазера предлагается использовать поглощающую аммиачную ячейку, подавляющую паразитное излучение. Подобный метод, базирующийся на аммиачной фильтр-пробке, применялся ранее для регистрации рассеянного CO_2 излучения при исследовании сильной развитой ленгмюровской турбулентности [1]. Аммиак имеет одиночную линию $asR(1,1)$, практически совпадающую с линией генерации $R14$ CO_2 лазера ($\lambda = 10.288$ мкм). Сдвиг между максимумами частот поглощения и генерации для этих линий равен $\Delta\nu \approx 1.45$ ГГц. При давлении аммиака 0,25 атм в кювете длиной 15 см лазерное излучение поглощается в $\sim 10^{12}$ раз. Смещение частоты при рассеянии на ленгмюровских колебаниях составляло 300 ГГц ($n_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$), таким образом, рассеянное излучение проходило через кювету без поглощения.

Для того, чтобы применить указанный метод для регистрации ионно-звуковой турбулентности плазмы, необходимо учесть, что характерный сдвиг спутника в спектре рассеянного CO_2 излучения на ионно-звуковых волнах составляет всего лишь ~ 1 ГГц. Следовательно, ширина линии поглощения кюветы с аммиаком должна быть менее одного гигагерца, а частота генерируемого лазером излучения должна совпадать с линией поглощения аммиака. Ширина линии поглощения в эксперименте подбиралась изменением давления в кювете ($P \approx 5-15$ Торр). Совмещение частот линий поглощения и излучения достигалось с помощью эталона Фабри-Перо расположенного в резонаторе CO_2 лазера. Эталон Фабри-Перо изготовлен из германия толщиной 9 мм. Настройка на нужную частоту генерации в пределах контура линии усиления CO_2 (полуширина 3,6 ГГц при давлении смеси 1 атм) осуществлялась поворотом интерферометра. Получена генерация на частоте, совпадающей с центром линии поглощения аммиака, ширина линии генерации не превосходит 300 МГц. Энергия в импульсе для задающего генератора составляла 0,1 Дж. После усиления импульса в трехпроходовом усилителе энергия возрастает до 1 Дж. В экспериментах по рассеянию излучения CO_2 лазера на ионно-звуковых колебаниях плазмы поглощающей кюветой (длина 15 см, давление 12 Торр) было осуществлено подавление паразитного излучения до уровня ниже порога обнаружения (более 10^4 раз). Это позволило измерить спектральную плотность ионно-звуковых колебаний, сопровождающих ленгмюровскую турбулентность в экспериментах по взаимодействию высокоэнергетических релятивистских электронных пучков с плазмой [2]. Существенно надтепловой уровень ионно-звуковых колебаний ($W/nT \approx 10^5$) и вид пространственного спектра позволяют сделать вывод, что источником возбуждения звука является коллапс ленгмюровских волн.

1. Vyacheslavov L.N., Kruglyakov E.P., Losev M.V., Sanin A.L., Rev.Sci.Inst., 1993, 64, 1398.
2. Burmasov V.S., Kandaurov I.V., Kruglyakov E.P., Meshkov O.I., Sanin A.L., and Vyacheslavov L.N., in Proc. XXII International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Hoboken, USA, August 1995, v.3, pp.13-14.

Д-У2-4

Пучково-лазерная диагностика магнитных полей
в термоядерных установках.

В.В.Анциферов, М.В.Астафьев.

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

Предложен новый вариант метода локального измерения магнитных полей в высокотемпературной плазме методом двухфотонной бездоплеровской атомной спектроскопии поглощения при использовании схемы скрещенного распространения лазерного и атомного пучков.

Суть предлагаемого в работе метода измерения магнитного поля состоит в следующем. Поскольку характер расщепления атомарного уровня в магнитном поле зависит от значения его орбитального момента и величины спин-орбитального взаимодействия, то при наложении магнитного поля ~ 5 кГс линии спектр свободного атома смещаются на величину ~ 0.5 см⁻¹. Для разрешения столь малых смещений внутри доплеровского контура нужной линии атом облучается двумя лазерными волнами, распространяющимися навстречу друг другу, с частотами для суммы которых выполняется условие точного резонанса с частотой невозмущенной линии спектра. Вероятность двухфотонного поглощения в данном переходе в атоме изменяется при смещении спектральной линии, возмущенной магнитным полем, при стабильных лазерных параметрах. Регистрируется интенсивность спонтанного излучения с возбужденного атомного уровня в зависимости от магнитного поля. Встречное распространение лазерных волн устраняет доплеровское уширение спектральной линии в первом порядке по v/c . Атомы инжектируются в исследуемую плазму в виде ускоренного пучка атомов с поперечной энергией порядка потенциала ионизации атома. Локальность измерений магнитного поля достигается использованием скрещенной геометрии распространения атомарного пучка и лазерного излучения. При этом регистрируются флуктуации магнитного поля ~ 100 Гс с точностью ~ 50 %.

Предложено использовать переходы $2^3S \Rightarrow 3^3D$ (762 нм) атомов гелия и $4s \Rightarrow 4d$ (730 нм) атомов калия, которые можно возбуждать перестраиваемым лазером на александрите. Рассчитаны вероятности предложенных двухфотонных переходов и величины зеемановского расщепления спектральных линий атомов гелия и калия в зависимости от величины магнитного поля. Сделаны оценки параметров лазера и интенсивностей регистрируемых спектральных линий излучения.

Д-У2-5

Анализатор атомов низких энергий
с плазменным конвертером

А.А.Кабанцев, Г.Н.Санкин, В.Г.Игошин

ГНЦ РФ «Институт Ядерной Физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

Несомненный интерес при изучении плазмы представляет энергетический анализаторов перезарядки, функция распределения которых связана с функцией распределения ионов. Этот элемент диагностики широко применяется на современных плазменных установках для бесконтактных измерений температуры ионов. Однако энергетический анализ атомов низких энергий (~ 100 эВ) сопряжен с определенными трудностями, так как для большинства обычно используемых методов зарядовой конверсии эффективность преобразования атомов в ионы падает с уменьшением энергии и становится неприемлемо малой в области 100 эВ.

В докладе представлен анализатор атомов низких энергий с плазменным конвертером, созданный для открытой магнитной ловушки АМБАЛ-М. Атомы перезарядки из основной (диагностируемой) плазмы пролетают через водородную плазменную мишень, где частично испытывают резонансную перезарядку и превращаются в положительные ионы. Образующиеся ионы анализируются по энергии 30-градусным электростатическим анализатором, и после доускорения регистрируются детектором на основе МКП.

В работе детально анализируются требования к плазменной мишени, на основании которых сделан выбор подходящего источника плазмы [1]. Проведенные экспериментальные исследования плазменного конвертера показали, что выбранный источник плазмы обеспечивает управляемое изменение линейной плотности мишени в диапазоне $0.2 \div 2 \cdot 10^{14}$ см⁻² при низкой температуре собственных ионов и концентрации франк-кондоновских атомов водорода. Это позволяет достичь высокой эффективности преобразования атомов в положительные ионы в области энергий $50 \div 10000$ эВ, ограниченной снизу процессом рассеяния ионов в плазменной мишени.

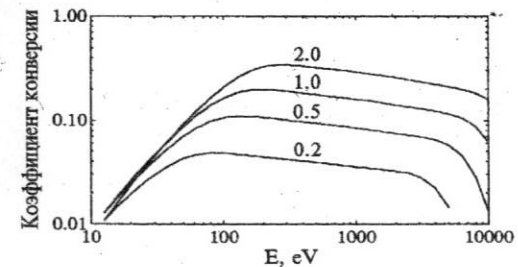


Рис. 1: Коэффициент конверсии. Цифры на графиках - $\langle n_i \rangle$ в единицах 10^{14} см⁻²

[1] Г.И.Димов, Г.В.Росляков. ПТЭ, 1974, 29 (1).

Использование прецизионных импульсных атомарных пучков для диагностики плазмы в магнитных ловушках

В.И. Давыденко, А.А. Иванов

ГНЦ РФ "Институт ядерной физики им Г.И.Будкера СО РАН"
Новосибирск, Россия

В работе исследуется возможность использования инъекции субмикросекундных атомарных пучков для диагностики плазмы в системах с магнитным удержанием. В результате инъекции в плазму создается пространственно локализованный сгусток пробных ионов, изучение движения которого позволяет определить структуру магнитного поля, измерять величины электрического и магнитных полей, электронную температуру и другие важные характеристики. В настоящее время развита конкретная схема определения радиального электрического поля в плазме токамака, основанная на измерении скорости тороидального дрейфа короткого ионного сгустка, захваченного вблизи экваториальной плоскости. Рассматривается вариант измерения радиального электрического поля на токамаке TEXTOR, в котором предлагается инжектировать пучок атомов гелия и наблюдать за дрейфом сгустка однократно ионизированных ионов гелия, имеющих водородоподобный спектр, по излучению в оптическом диапазоне.

Для формирования необходимых импульсных диагностических пучков предложен и экспериментально исследован метод сеточной модуляции плазменного эмиттера ионного источника диагностического инжектора. При использовании сеточного модулятора в диагностическом инжекторе ДИНА-4А получен пучок с длительностью фронта ~ 0.5 мкс. В случае необходимости формировать более короткие сгустки предложено использовать обдирку пучков отрицательных ионов водорода в импульсной лазерной мишени.

Система томсоновского рассеяния на установке ГОЛ-3-П

А.В.Бурдаков, П.В.Денисенко, П.И.Мельников,
А.Ф.Ровенских, Е.П.Семенов

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»,
Новосибирск, Россия

Описывается диагностическая система, основанная на томсоновском рассеянии второй гармоники неодимового лазера, используемая для изучения нагрева плазмы на установке ГОЛ-3-П. Лазерный луч с энергией ~ 10 Дж и длительностью ~ 10 нсек фокусируется в центр плазменного шнура. Рассеянное излучение регистрируется одновременно в направлении перпендикулярном зондирующему лучу и под малым (8°) углом. Излучение, принимаемое под углом 90° , используется для определения температуры и плотности в одной точке и одновременно – для измерения радиального профиля плотности. Малоградусная система дает возможность одновременной регистрации спектра излучения для четырех направлений волнового вектора Δk , позволяя измерять анизотропию функций распределения электронов с энергией до ~ 10 кэВ. В докладе содержится описание диагностической аппаратуры и приведены результаты экспериментов по измерению параметров горячей плазмы.

Система некогерентного лазерного рассеяния ($\lambda=1058$ нм) для исследования нелинейных эффектов при пучково-плазменных взаимодействиях.

Л. Н. Вячеславов, В. Ф. Гурко, В. Ф. Жаров, И. В. Кандауров, Э. П. Кругляков, О.И. Мешков.

ГНЦ РФ "Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН", Новосибирск, Россия

На установке ГОЛ-М проводятся эксперименты по изучению турбулентности, возникающей при взаимодействии мощного релятивистского электронного пучка (РЭП) с плазмой [1]. Инжекция РЭП приводит к развитию в магнитоактивной плазме сильной ленгмюровской турбулентности с уровнем $W/nT_e \approx 10-20$ %. В результате нелинейной трансформации энергии ленгмюровских колебаний и их поглощения у функции распределения электронов плазмы возникают надтепловые "хвосты". Имеющиеся экспериментальные результаты свидетельствуют в пользу коллапса ленгмюровских волн как важного элемента в механизме передачи энергии от ленгмюровских колебаний к электронам плазмы. Поскольку не существует теоретических предсказаний относительно начального масштаба, динамики и частоты возникновения коллапса широкого спектра ленгмюровских волн в магнитоактивной плазме, то представляет интерес получить эту информацию экспериментально.

Для исследования этих нелинейных эффектов на установке "ГОЛ-М" применяется система томсоновского рассеяния на основе мощного неодимового лазера [2]. Параметры надтепловых "хвостов" функции распределения электронов плазмы определяются по излучению, рассеянному под углом 8° . Для регистрации света используются лавинные фотодиоды.

Прямое наблюдение ленгмюровского коллапса предполагается провести путем измерения динамики плотности электронов в коллапсирующей каверне. Для этого излучение лазера, рассеянное под углом 90° , регистрируется 25-канальной линейкой лавинных фотодиодов. Временное и пространственное разрешение диагностики позволяет, по оценкам, регистрировать схлопывание отдельной каверны.

Для подавления паразитного рассеянного света в обеих системах регистрации используются высококонтрастные интерференционные фильтры, работающие в первом случае на пропускание, а во втором - на отражение.

Литература

1. Burmasov V.S., Kandaurov I.V., Kruglyakov E.P., Meshkov O.I., Sanin A.L., and Vyacheslavov L.N., in Proc. XXII International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Hoboken, USA, August 1995, v.3, pp.13-14.
2. L.N. Vyacheslavov, V.F. Gurko, I.V. Kandaurov, E.P. Kruglyakov, O.I. Meshkov, A.L. Sanin and V.F. Zarov., in Proc. 11th International Conference on High Power Particle Beams, Czech Republic, 1996, p.327.

Спектры лазерного рассеяния на сильноточном РЭП

А.В.Аржанников, В.С.Бурмасов, С.А.Кузнецов, С.Л.Синицкий

Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, 630090, Россия

В ИЯФ СО РАН ведутся исследования по нагреву плазмы и генерации электромагнитного излучения по схеме мазера на свободных электронах [1,2]. Известно, что эффективность нагрева плазмы и генерации миллиметрового излучения существенным образом определяется разбросом продольных скоростей электронов в пучке. В связи с этим задача измерения функции распределения электронов по продольным скоростям в сильноточном электронном пучке приобретает особую важность. Такого рода эксперименты обсуждались в работе [3], и проведение их планируется в следующем году.

В докладе приводятся результаты расчетов спектров рассеяния излучения CO_2 лазера для случая ленточного сильноточного РЭП при различном характере функции распределения электронов пучка. Прослежено влияние на форму спектров таких эффектов, как провисание потенциала в сечении пучка, создаваемого собственным объемным зарядом электронов, влияние собственного магнитного поля пучка, а также дрейфового движения электронов. Обсуждаются схема эксперимента и достижимое разрешение по продольным скоростям электронов.

Работа поддержана РФФИ, грант № 95-02-04620.

1. M.A. Agafonov, A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin et al. Proc. 11th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams, Prague, 1996, v. 1, 182-187.
2. 1. M.A. Agafonov, A.V. Arzhannikov, N.S. Ginzburg, N.Yu. Peskov, S.L.Sinitsky and A.V. Tarasov. Proc. 11th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams, Prague, 1996, v. 1, 213-216.
3. А.В. Аржанников. Препринт ИЯФ СО РАН 91-102, Новосибирск, 1991.

Томография плазмы на установке АМБАЛ-М по излучению линии H_{α} .

Соколов В.Г., Храмов Ю.С.

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

В медианной плоскости концевой пробкотрона ловушки АМБАЛ-М плазма плотностью $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, электронной температурой $T_e = 10 - 50 \text{ эВ}$ имеет характерный диаметр 20 см. Из этой области принимается излучение на линии H_{α} (656.3 нм) по 16 параллельным хордам, расположенным через 2 см. Применена система регистрации, аналогичная приведенной в [1]. В качестве фотоприемников используются кремниевые фотодиоды с усилителями, спектральная линия выделяется интерференционным фильтром.

Непрерывные функции для интеграла Абеля [2] для каждого момента времени в нашем эксперименте подготавливались специальным пространственно-временным сглаживанием экспериментальных данных. Исходные сигналы для восстановления профиля представляют собой 16 осциллограмм с АЦП. Каждая осциллограмма "очищается" от шума с помощью фурье анализа - выкидываются высокие гармоники. Из обработанных дискретных хордовых измерений для одного момента времени путем интерполяции по 16 пространственным точкам получается непрерывная функциональная зависимость измеряемой интенсивности излучения от радиуса. Интерполяция производилась четными степенными полиномами 4-8 порядков.

Из восстановленной пространственно-временной зависимости интенсивности свечения $I(r,t)$ можно получить эволюцию радиального распределения электронной температуры $T_e(r)$, если известны распределения плотности плазмы $n_e(r)$ и нейтральных атомов водорода $n_H(r)$.

Временное разрешение используемой аппаратуры регистрации $\sim 10 \text{ мкс}$ позволяет хорошо наблюдать МГД колебания плазменного шнура.

[1] В.С.Белкин, В.Г.Соколов, И.Я.Тимошин В Всесоюзное совещание по диагностике высокотемпературной плазмы. Минск, 1990. 88с.

[2] Э.И.Кузнецов, Д.А.Щеглов Методы диагностики высокотемпературной плазмы. М.:Атомиздат, 1980. 166с.

Универсальный сверхмалошумящий мощный ик/субмиллиметровый лазер для диагностики плазмы

В.В.Кубарев, Е.А.Куренский

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

Общепризнано, что интерферометрия плазмы с использованием лазеров является одним из наиболее прямых и поэтому наиболее достоверных способов определения распределения плотности плазмы. Одним из необходимых элементов высокочувствительного интерферометра является малошумящий лазер. В докладе описывается универсальный мощный ик/субмиллиметровый лазер, способный генерировать различные линии в диапазоне $\lambda = 10-400 \text{ мкм}$, имеющий благодаря использованию ВЧ накачки отношение сигнал/шум $\geq 10^4$, которое минимум на два порядка превышает аналогичный параметр для лазеров на постоянном токе. Лазер позволяет создавать на его основе различные оптимальные (с максимальным отношением сигнал/шум) высокочувствительные интерферометры, поляриметры, системы коллективного рассеяния для токамаков, теллараторов и открытых ловушек. В табл. приведен перечень наиболее интересных для диагностики плазмы линий этого лазера и уровень их непрерывных мощностей.

Излучающая молекула	HCN	DCN	H ₂ O	
Длина волны, мкм	337	190	119	28
Выходная мощность, мВт	190	430	60	90

Литература

1. Кубарев В.В., Куренский Е.А., Квантовая электроника, 1995, 22, 1179.
2. Кубарев В.В., Квантовая электроника, 1996, 23, 197.
3. Кубарев В.В., Куренский Е.А., Квантовая электроника, 1996, 23, 311.
4. Kubarev V.V., Kurensky E.A., Proc. of International Symposium "Modern problem of laser physics", Novosibirsk, 1996, 637.

Измерение пространственного распределения плотности плазменного шнура по наблюдению линии H_α атомов водорода, инжектированных в плазму на установке ГДЛ

П.А. Багрянский, П.П. Дейчули, А.А. Иванов, С.А. Корепанов,
А.А. Лизунов, В.В. Максимов, Н.В. Ступишин.

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

На установке «Газодинамическая ловушка» (ГДЛ) разработана и установлена диагностическая система для измерения распределения плотности плазменного шнура по интенсивности свечения пересекающего ленточного пучка атомов водорода. Ранее сходный способ был реализован с помощью литиевого пучка на установке ASDEX. Пучок атомов водорода возбуждается при столкновениях с электронами и ионами плазмы. В исследуемой области параметров плазмы $n_e \leq 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 50 \div 500 \text{ эВ}$ при энергии инжектируемых атомов $E \geq 15 \text{ КэВ}$ эффективный коэффициент возбуждения атомов слабо зависит от плотности и температуры плазмы и интенсивность излучения возбужденных атомов пропорционально локальной плотности. Пространственное разрешение $\sim 2 \text{ см}$ для H_α ограничивается произведением времени возбужденного состояния на скорость атомов пучка $v \cdot \tau$, и конечной шириной ленточного пучка $h \cdot \cos \Theta$, где Θ - угол наблюдения. На установке ГДЛ установлен специально разработанный инжектор атомов водорода «Дина-5», который позволяет получать пучки с энергией до 30 КэВ, эквивалентным током $\sim 1,5 \text{ А}$ и длительностью $t \approx 5 \text{ мс}$. Оптическая система собирает излучение под углом $\Theta = 39^\circ$ к оси пучка, выделяет интерференционным светофильтром нужный диапазон и строит изображение изучаемой зоны на торце световодного коллектора с шириной канала 1 мм, присоединенного к 10-и каналному блоку ФЭУ-79. Далее сигналы регистрируются на АЦП-101 SK и передаются в общую систему сбора и обработки данных.

НОВЫЙ ПРИНЦИП АКТИВНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ДИАГНОСТИКИ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

Гавриленко В. П.

Научно-исследовательский центр по изучению свойств поверхности и вакуума, Москва.

В настоящее время нелинейно-оптические процессы четырехволнового смешения (ЧВС) широко используются для генерации электромагнитных волн (ЭМВ) на новых частотах. Типичная схема процесса ЧВС приведена на рис.1. В результате взаимодействия со средой трех ЭМВ (с частотами $\omega_1, \omega_2, \omega_3$) возбуждается ЭМВ на частоте $\tilde{\omega} = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3$.

Предположим, что в плазме находятся с заметной концентрацией молекулы, колебания которых активны для комбинационного рассеяния. В этом случае, если разность частот $(\omega_1 - \omega_2)$ или сумма частот $(\omega_1 + \omega_3)$ двух ЭМВ, участвующих в ЧВС, совпадает с частотой колебательного кванта Ω , произойдет резонансное увеличение кубической восприимчивости $\chi^{(3)}(\tilde{\omega} = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3)$ и, соответственно, резонансное увеличение интенсивности излучения $I(\tilde{\omega})$ на частоте $\tilde{\omega}$. Вместо одной из ЭМВ может быть использовано постоянное электрическое поле \vec{F} , что соответствует, например, случаю $\omega_3 = 0$. Методика нелинейно-оптической диагностики постоянного электрического поля \vec{F} в газообразной и плазменной средах была реализована экспериментально в [1,2]. Активной компонентой в [1,2] служили молекулы H_2 .

Пусть в плазме, содержащей комбинационно-активные молекулы, имеется осциллирующее электрическое поле $E_p(t)$, являющееся полем ленгмюровской волны. В этом случае частотный спектр поля $E_p(t)$ сосредоточен в узкой области вблизи частоты $\omega_{pe} = (4\pi e^2 N_e / m_e)^{1/2}$ (мы считаем $\omega_{pe} \ll \Omega$), а спектр волновых векторов \vec{k}_p ограничен сверху обратным радиусом Дебая: $|\vec{k}_p| \leq r_D^{-1} = (8\pi N_e e^2 / T_e)^{-1/2}$. Для активной диагностики поля $E_p(t)$ в плазме следует направить в исследуемый объем два лазерных пучка (с частотами ω_1 и ω_2 , и волновыми векторами \vec{k}_1 и \vec{k}_2), настроив разность частот $\omega_1 - \omega_2$ в резонанс с частотой Ω . На рис.2, 3 приведены две схемы, характеризующие резонансным увеличением амплитуды генерируемой ЭМВ на частоте $\omega' = \omega_1 - \omega_2 + (-1)^n \omega_p$ ($n = 1, 2$), где ω_p - частота ленгмюровской волны. Для эффективной генерации ЭМВ с частотой ω' должно выполняться также условие фазового синхронизма:

$$\vec{k}' = \vec{k}_1 - \vec{k}_2 + (-1)^n \vec{k}_p + \Delta \vec{k}, \quad |\Delta \vec{k}| \ll \min(|\vec{k}'|, |\vec{k}_1 - \vec{k}_2 + (-1)^n \vec{k}_p|), \quad n = 1, 2,$$

где \vec{k}_p и \vec{k}' - волновые векторы плазменной и генерируемой волн, $\Delta \vec{k}$ - фазовая разность. Меняя направление распространения лазерных пучков (и тем самым меняя разность $\vec{k}_1 - \vec{k}_2$) и/или направление наблюдения генерируемого излучения (на частоте ω'), можно реализовать выполнение условия фазового синхронизма для взаимодействующих волн. Таким образом можно одновременно определять как частоту ω_p , так и волновой вектор \vec{k}_p плазменной волны. Это открывает возможность нелинейно-оптического определения дисперсионного соотношения для плазменных волн.

Литература

1. Гавриленко В.П., Куприянова Е.Б., Околокулак Д.П., Очкин В.П., Савинов С.Ю., Цхай С.Н., Ярашев А.Н. Письма в ЖЭТФ, 1992, Т.56, С.3.
2. Евсин О.А., Куприянова Е.Б., Очкин В.П., Савинов С.Ю., Цхай С.Н. Квантовая электроника, 1995, Т.22, С.295.

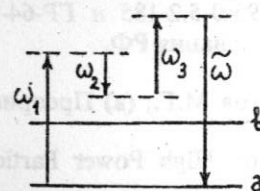


Рис.1

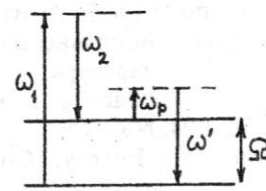


Рис.2

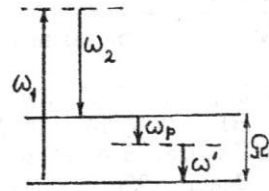


Рис.3

Статический фурье-спектрометр как прибор для исследования плазмы

Бобылев В.Б., Бурмасов В.С., Дорошкин А.А., Князев Б.А.,
Матвеев А.Н., Мельников П.И., Федотов М.Г.

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
630090 Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

На рисунке показан общий вид разработанной нами модели статического фурье-спектрометра (СФС), используемого для исследования лазерного факела на установке КАТРИОН (НГУ) и устанавливаемого на установке ГОЛ-3-II (ИЯФ). Предыдущая версия СФС [1,а] работает в течение четырех лет в студенческой лаборатории по оптике и зарекомендовала себя как исключительно надежный прибор. СФС на основе интерферометра Саньяка с позиционно-чувствительным детектором на выходе обладает уникальной, даже для фурье-спектрометров, светосилой. Он может работать от УФ до ближней ИК области спектра. Поскольку весь спектральный диапазон регистрируется одновременно, а детектор может "открываться" на заданный интервал времени, прибор особенно удобен для исследования быстро протекающих процессов, возможна регистрация спектра с линейным пространственным разрешением.



В нашей версии прибора регистрация спектра ($\lambda=350-1100$ нм) и обработка сигнала осуществляется с помощью двух модулей в стандарте КАМАК и персонального компьютера. Основные характеристики прибора приведены в [1,б]. Здесь мы приводим результаты измерений с помощью СФС излучения, возникающего при испарении мишеней различного элементного состава рубиновым лазером в экспериментах по фоторезонансной ионизации облаков пара K_rF лазером [2]. Работа выполнена при поддержке грантов 95-0-5.2-185 и ГР-64-96 Министерства высшего и профессионального образования РФ.

Литература

1. Бурмасов В.С., Князев Б.А., Любас Г.А., Федотов М.Г., (а) Препринт НГУ, 1992, 14 с.; (б) ПТЭ, 1994, №6, 178.
2. Knyazev V.A. et al., Proc. 11th Internat. Conf. on High Power Particle Beams, 1996, V.2, 1195.

Приборы высокого разрешения на основе многослойных дифракционных решёток.

Коваленко Н.В., Кругляков Э.П., Мыскин О.К., Чхало Н.И.

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

Для решения ряда задач спектроскопии высокотемпературной плазмы требуется высокое разрешение спектральных приборов ($R \geq 10^3$). При использовании обычных решёток скользящего падения в области мягкого рентгеновского излучения такое разрешение практически невозможно получить из-за сферических aberrаций. Приборы на основе кристаллов с большим $2d$ (KAP, RbAP, берилл и др.) имеют невысокий интегральный коэффициент отражения и, как следствие, низкую светосилу прибора. Многослойные рентгеновские зеркала позволяют поднять светосилу спектрометров МР диапазона, но обладают невысоким спектральным разрешением ($R \leq 10^2$).

Новые возможности в создании светосильных приборов с высоким разрешением открывают многослойные рентгеновские дифракционные решётки (МДР). МДР представляют собой в общем случае многослойные рентгеновские зеркала, микроструктурированные с периодом решётки. Основными достоинствами этих решёток являются: большие рабочие углы и высокие коэффициенты отражения во всём диапазоне МР излучения (как следствие большая светосила, меньшие сферические aberrации). Большая разрешающая способность решётки обусловлена числом работающих штрихов, как для обычной дифракционной решётки. Для МДР практически отсутствует проблема высших порядков дифракции, меньше чувствительность к загрязнению поверхности.

В работе приводятся расчётные и экспериментальные коэффициенты отражения ряда решёток для различных спектральных линий. Предлагается схема четырёхканального спектрометра с разрешением $R \approx 10^3$, приводится сравнение его светосилы с аналогичными приборами на кристаллах и традиционных дифракционных решётках.

Принципы оптимизации оптических элементов спектрометров на основе многослойных рентгеновских зеркал.

Кругляков Э.П., Семёнов Е.П., Чхало Н.И.

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

Многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ) всё шире применяются в современных спектрометрах мягкого рентгеновского излучения для диагностики высокотемпературной плазмы. Это объясняется существенно более высокими интегральными и пиковыми коэффициентами отражения МРЗ по сравнению с традиционными диспергирующими элементами. Благодаря простоте, компактности и относительной дешевизне этого типа приборов, на их основе создаются многоканальные системы, позволяющие изучать излучательные характеристики плазмы с пространственным разрешением одновременно на нескольких длинах волн. Спектральное разрешение МРЗ $\lambda/\delta\lambda \approx 100$ вполне достаточно для разрешения К-линий лёгких ионов примесей различной кратности ионизации.

При разработке спектрометров на основе МРЗ возникает проблема оптимального выбора рентгенооптических элементов спектрометра для решения конкретных спектроскопических задач. В данной работе изложены основные принципы, применяемые авторами при разработке спектрометров. Кратко излагается теория МРЗ, приводятся перспективные типы МРЗ для наиболее интересных для целей диагностики высокотемпературной плазмы спектральных линий. Обсуждаются основные типы коллиматоров, критерий выбора материала отрезающего фильтра, детектора. Приводятся данные по спектральным характеристикам МРЗ, полученным в последнее время. Описывается двухканальный перестраиваемый спектрометр, созданный авторами на основе МРЗ.

Измерение параметров быстрых ионов на установке ГДЛ методом искусственной мишени.

В.И.Давыденко, А.А.Иванов, А.Н.Карпушов, А.И.Рогозин, Н.В.Ступишин,
И.В.Шиховцев

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

Для измерения параметров быстрых ионов на установке газодинамическая ловушка (ГДЛ) широко используются корпускулярные методы диагностики. В данной работе описывается диагностический комплекс, позволяющий локально измерять функцию распределения ионов по энергии и питч-углу. Инжекция импульсного атомарного пучка с высокой эквивалентной плотностью тока создает в плазме локальную мишень, на которой происходит перезарядка быстрых ионов. Параметры возникающего потока вторичных атомов перезарядки измерялись с помощью сканирующего электростатического анализатора. Плотность потока атомов в искусственной мишени составляла до 0.8 экв. А/см², что обеспечило проведение измерений при инъекции нагретых атомарных пучков с энергией 14-16 кэВ и суммарной мощностью до 4 Мвт.

Измерение распределения амбиполярного потенциала в расширителе газодинамической ловушки методом локальной газовой мишени.

П.П.Дейчули, А.А.Иванов, Н.В.Ступишин

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

Особенностью газодинамической ловушки (ГДЛ) является то, что плазма, вытекающая в запробочную область, где силовые линии магнитного поля имеют благоприятную кривизну, вносит стабилизирующий вклад в МГД-устойчивость системы в целом. Поэтому изучение течения плазмы в расширителе ГДЛ необходимо для правильных расчётов устойчивости плазмы в ловушке.

В данной работе описана методика и представлены первые результаты измерений профиля амбиполярного потенциала в запробочной области ГДЛ. Данные о полном перепаде и распределении амбиполярного потенциала вдоль оси расширителя также важны интерес для определения механизмов продольных потерь энергии и частиц из ловушки.

Для измерения профиля потенциала вдоль оси расширителя был использован метод локальной газовой мишени. На оси расширителя импульсным газовым напуском через стеклянный капилляр создавалось водородное облачко с размерами (на момент измерений) около 5 см. Частицы нейтрального газа, в результате перезарядки на газе ионов, покидающих центральную ячейку через пробку, образовывались холодные ионы, которые затем ускорялись амбиполярным электрическим полем. Их энергетический спектр, измеряемый на стенке электростатическим энергоанализатором, позволял определить потенциал в точке перезарядки. Перемещая капилляр вдоль оси расширителя можно было определить профиль потенциала.

Измерение характеристик плазменного потока с замагниченными тяжелыми ионами.

Волосов В.И., Стешов А.Г., Чуркин И.Н.

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

В работе представлены простые методы исследования параметров замагниченных тяжелых ионов ($M \gg 1$) в плазменном потоке. Описаны различные типы анализаторов для измерений: продольной скорости тяжелых ионов, спектра поперечных энергий тяжелых ионов, пространственного распределения плотности плазмы, полного тока тяжелых ионов.

Принцип действия анализатора спектра поперечных энергий тяжелых ионов заключается в разделении ионной и электронной компонент плазменного потока с помощью малого отверстия входной диафрагмы, диаметр которого много меньше ларморовского радиуса ионов, и последующего анализа траекторий с помощью набора цилиндрических ламелей, соосных с отверстием. На измерительные ламели попадают ионы с соответствующей поперечной энергией. Конструкция анализатора позволяет также получать пространственное распределение плотности плазмы, измерять полный ток тяжелых ионов.

Описаны два типа анализаторов для измерения продольной скорости замагниченных тяжелых ионов. Принцип работы первого анализатора основан на зависимости прохождения тяжелых ионов через отверстие входной диафрагмы от ее размеров. Анализатор позволяет получить максимальное значение продольной скорости по «отсечке» ионного тока на измерительный цилиндрический электрод, фиксирующий поперечную энергию.

Во втором анализаторе используется эффект равенства частоты вращения ионов в магнитном поле независимо от их поперечных энергий. В результате можно получать спектр продольных энергий.

Приводятся экспериментальные результаты, полученные на источнике ИСП, формирующем плазменный поток с замагниченными тяжелыми ионами.

Диагностические инжекторы пучков быстрых атомов водорода - ДИНА-6 и ДИНА-7

Е.Д. Бендер, С.А. Вибе, В.И. Давыденко, Г.И. Димов, Ю.В. Коваленко,
В.Я.Савкин, Г.И. Шульженко

ГНЦ РФ "Институт ядерной физики им Г.И.Будкера СО РАН"
Новосибирск, Россия

Для диагностики плазмы в токамаках средних размеров и открытых ловушках разработаны и испытаны диагностические инжекторы ДИНА-6 и ДИНА-7. Инжектор ДИНА-6 обеспечивает пучок атомов водорода с энергией 30 кэВ с эквивалентным током 1.4 А, инжектор ДИНА-7 - пучок атомов с энергией 40 кэВ и эквивалентным током 0.7 А. В течение рабочего цикла инжекторы выдают серию из 20 миллисекундных импульсов с промежутками между импульсами не короче 15 мс. В ионном источнике инжекторов плазменный эмиттер создается дуговым генератором плазмы с быстрой подачей газа и формирование пучка осуществляется многоапертурной четырехэлектродной ионно-оптической системой со сферической геометрической фокусировкой. Для откачки ионного источника и перезарядной трубки используется встроенный сорбционный насос с импульсным электро-дуговым распылением титана. Инжекторы оборудованы автономной системой электропитания и компьютерной системой управления и контроля.

Индекс рефракции плазмы с релятивистскими электронами и лазерная интерферометрия сильноточных пучков

А.В. Аржанников

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера, Новосибирск

В ряде случаев, таких как сильноточный диод, плазменный размыкатель или сильноточный электронный пучок в вакуумном канале, возникает необходимость измерения плотности электронов со скоростями приближающимися к скорости света. Казалось бы, плотность таких электронов может быть измерена по набегу фазы электромагнитной волны, проходящей через данное плазменное облако. Однако при указанных случаях не применимо обычное выражение для индекса рефракции электромагнитной волны в плазме, которое получено в приближении малой скорости электронов. В работе [1] нами обращено внимание на необходимость учета изменения индекса рефракции плазменного образования для проходящей волны, связанное с релятивизмом электронов.

В докладе приводятся результаты рассмотрения задачи о набеге фазы лазерного луча при его прохождении через область вакуума, заполненную электронами с релятивистскими скоростями. На примере одномерной задачи показано, что в отличие от плазмы с холодными электронами вклад электронов в индекс рефракции существенно зависит не только от их плотности, но также и от их скорости. Так для пучка моноэнергетичных электронов с релятивистской скоростью β и соответствующим релятивистским фактором γ ($\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$) индекс рефракции при движении волны вдоль пучка следует домножить по отношению к нерелятивистскому случаю на фактор F , который определяется из следующего выражения:

$$F = [\gamma (1 + \beta)]^\alpha,$$

где $\alpha = 1$ для случая, когда электроны и волна движутся в одну сторону, и $\alpha = -1$, когда частицы и волна движутся навстречу друг другу.

Исходя из этого результата обсуждается постановка эксперимента по определению параметров сильноточного пучка на основе измерений набега фазы лазерного излучения, распространяющегося вдоль его движения.

В качестве примера приводятся также результаты компьютерных расчетов набега фазы волны для одномерного максвелловского распределения релятивистских электронов по скоростям.

1. H. Bluhm, A. Arzhannikov, L. Buth et. al., Proc. of 11th Intern. Confer. on High Power Particle Beams, Vol. III, p. 1127-1130, Prague, 1996.

ПЕРЕЗАМЫКАНИЕ МАГНИТНЫХ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ В СТРУКТУРНО НЕУСТОЙЧИВЫХ МАГНИТНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ

Буланов С.В.¹, Иновенков И.Н.², Пичушкин В.В.², Шиндлер К.³

¹ Институт общей физики Российской Академии наук, Москва

² Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

³ Ruhr-Universitaet-Bochum, Bochum, Germany

Исследование перезамыкания магнитных силовых линий, имеющее важное значение для лабораторной и космической плазмы, тесным образом связано с проблемой структурной устойчивости векторных полей.

В докладе представлен обзор результатов численного моделирования и теоретического анализа, которые касаются исследования перехода структурно неустойчивых магнитных конфигураций в структурно устойчивые. Переход, запрещенный в рамках идеальной магнитогидродинамики, осуществляется в процессе перезамыкания магнитных силовых линий. Рассматриваются окрестности магнитных нулевых линий высокого порядка. Здесь магнитное поле является локально структурно неустойчивым. Возмущения мало отличающиеся от азимутально симметричных приводят к образованию токовой области конечных размеров, ограниченной магнитными сепаратрисами. Антисимметричные возмущения формируют конфигурацию с токовыми слоями различной полярности на магнитных сепаратрисах.

По действию азимутально асимметричных возмущений формируется система из токового слоя и токовой области, ограниченной сепаратрисами. В случае магнитных полей с сепаратрисами, соединяющими две седловые точки, конфигурации являются глобально структурно неустойчивыми. В них перезамыкание магнитных силовых линий происходит за время, которое намного превышает время перезамыкания в окрестности одного токового слоя.

В докладе также обсуждаются применение полученных результатов к задачам перезамыкания в космической и лабораторной плазме.

"Каталитическая" резонансная ионизация газовых облаков в поле излучения KrF лазера

Дорошкин А.А., Князев Б.А., Матвеев А.Н., Мельников П.И.

Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия
ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН»
630090 Новосибирск, Россия

Лазерная Ионизация Основанная на Резонансном Насыщении (ЛИОРН), наблюдавшаяся в плотных парах щелочных металлов при насыщенном возбуждении резонансного перехода атомов лазером на красителях [1,2], привлекательна как бесконтактный способ получения плазмы с низкой температурой ионов. Энергия излучения посредством сверхупругих столкновений и резонансного тормозного поглощения передается свободным электронам, что приводит далее к "взрывной" ионизации среды. В [3] было предложено развитие метода, основанное на совпадении резонансных переходов в ультрафиолетовой области около двух десятков элементов с полосами генерации мощных эксимерных лазеров, — УФ-ЛИОРН, существенно расширяющее его возможности. Метод может быть использован и для получения плазмы любого наперед заданного состава, если ввести в исходный газ один из упомянутых выше "резонансных" элементов. Вследствие схожести его роли с ролью катализатора в химических процессах, такая модификация метода можно назвать КАТалитической фото-Резонансной ИОНизацией (КАТРИОН) [3].

Эксперименты по фото-резонансной ионизации одно- и многокомпонентных газовых сред в вакууме ведутся на установке КАТРИОН. Эксперименты, выполненные с использованием широкого набора диагностических средств (электронно-оптический преобразователь, ленгмюровские зонды, измерители интенсивности и ширины спектральных линий, ПЗС-линейка, статический фурье-спектрометр, лазерный дефлектор, коллектор заряженных частиц и др.) показали наличие фотоионизации расширяющихся в вакуум тантал-содержащих газовых облаков при их облучении KrF лазером. Работа выполнена при частичной поддержке CRDF (грант RP1-239) и программы "Университеты России" на установке КАТРИОН (рег. No.06-06), финансово поддерживаемой ГКНТ РФ.

Литература

1. Measures R.M., Cardinal P.G., Phys. Rev., 1981, 23A, 804.
2. Касьянов В.А., Старостин А.Н., Химия плазмы, 1990, В. 16.
3. Knyazev B.A., Melnikov P.I., Bluhm H., Proc. 10th Internat. Conf. on High-Power Particle Beams, San-Diego, 1994, 451.

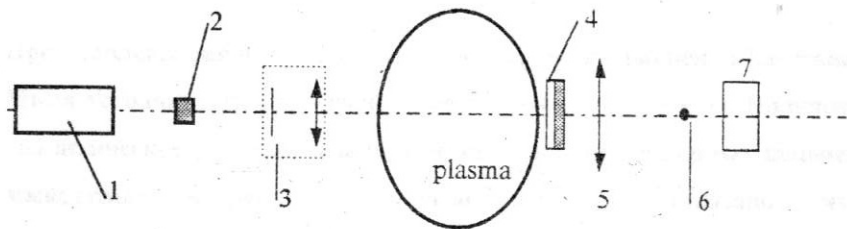
ИССЛЕДОВАНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПЛАЗМЫ ПЛАЗМЕННОГО ПРЕРЫВАТЕЛЯ ТОКА С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРА

Г.И.Долгачев, Л.П.Закатов, Ю.Г.Калинин,
М.С.Нитишинский, А.Г.Ушаков, А.Ю.Шашков.

РНИЦ "Курчатовский Институт", 123182 Москва, Россия.

Одним из определяющих параметров плазменного прерывателя тока (ППТ) является концентрация плазмы. Измерения концентрации плазмы, выполненные в *NRL* и в *Ecole Polytechnique* с использованием интерферометра, дали значения $N_e = 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Данная работа посвящена исследованию плазмы ППТ методом шпирен-изображений, чувствительным к градиентам электронной концентрации $\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-4}$.

Эксперименты проводились на установке "Тайна" (360 кВ, 130 кА, время нарастания тока 2.3 мкс) с индуктивной нагрузкой.



Для диагностики была выбрана традиционная схема шпирен-изображений. Источником света служил YAG:Nd лазер 1, работавший в режиме модулированной добротности ($\lambda = 1.06 \text{ мкм}$, импульс 90 мДж длительностью 15 нс). Кристалл LiNbO_3 2 служил для перехода к $\lambda = 0.53 \text{ мкм}$. Посредством телескопа 3 пучок расширялся до диаметра 4 см; межэлектродный зазор - 10 см. Пучок проходил через ППТ вдоль его оси. Далее располагались фильтры 4 (полоса пропускания 10 А) и линза 5 с фокусным расстоянием 234 мм. В ее фокальной плоскости располагалась маска с диафрагмой 6. Для регистрации применялась фотопленка 7. Маской являлась горизонтально натянутая проволочка диаметром 0.23 мм. Минимально обнаружимый градиент концентрации оценивается как $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-4}$.

В экспериментах обнаружены неоднородности концентрации плазмы ППТ при протекании тока с пространственным масштабом, много меньшим характерных размеров прерывателя.

О взаимодействии плазменного потока с диверторной пластиной при наклонной ориентации магнитного поля

Беклемишев А.Д., Бурдаков А.В.

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

В режиме срыва в токамаке горячая плазма попадает на диверторную пластину. Уменьшение её эрозии может достигаться за счёт эффекта паровой защиты и наклонного положения пластины по отношению к магнитным поверхностям, что увеличивает эффективную поверхность взаимодействия. В работе показано, что использование наклонного положения пластины может нарушать паровую защиту и приводить к усилению эрозии.

Взаимодействие потока горячей плазмы с паровым облаком и веществом диверторной пластины приводит к разделению зарядов по глубине проникновения (из-за различной длины пробега ионов и электронов) и, при учёте конечного ларморовского радиуса, вдоль градиента функции распределения падающих частиц. Ток разделения зарядов должен замыкаться токами проводимости, текущими по пару и веществу стенки. Поскольку эти токи (в общем случае наклонного поля) имеют поперечную к полю компоненту, а по плотности сравнимы с токами падающих частиц, появляющаяся сила Ампера может привести к сносу парового облака (или поверхностного слоя расплава со стенки) из зоны взаимодействия.

Для модельных зависимостей длин свободного пробега от энергии и при достаточно резкой границе плазма/вещество вычислены токи разделения зарядов и соответствующие им касательные усилия в поверхностном слое.

Исследование возможности возбуждения флуктуаций плотности и потенциала плазмы на установке АМБАЛ-М

А.А.Кабанцев, В.Е.Рева

Институт ядерной физики им. Г.И.Буджера СО РАН

В докладе приводятся результаты измерений статистических свойств турбулентных флуктуаций плотности и потенциала плазмы в аксиально - симметричной открытой ловушке АМБАЛ-М. Как было показано ранее, в результате дифференциального вращения плазменной струи происходит генерация широкого спектра гармоник неустойчивости Кельвина - Гельмгольца в низкочастотной области, что приводит к эффективному нагреву ионов в скрещенных полях пакета электростатических волн возмущения и продольного магнитного поля. В связи с этим были проведены детальные исследования характеристик колебаний, возбуждаемых в плазме: модового состава, относительных величин амплитуд гармоник, частотного и волнового спектров мощности колебаний.

Кроме этого было показано наличие в плазме дополнительного источника высокочастотных флуктуаций, связанных с особенностями генерации тока в дуговом источнике плазмы. Как известно, в дуге эмиссия тока с катода осуществляется за счет макроскопических образований под названием катодные пятна, имеющих следующие характеристики: средний ток, пропускаемого одним пятном ~ 50 А (вольфрам до 300 А); плотность тока $\sim 10^4 - 10^7$ А/см²; катодное падение ~ 20 В; пороговый ток пятна ~ 1 А. При увеличении тока разряда свыше максимального, пропускаемого одним пятном, число пятен возрастает. Время жизни пятна по отношению к делению зависит от скорости нарастания тока. При $di/dt \sim 10^5 - 10^7$ А/с оно имеет порядок 10^{-5} с. Также существуют процессы, которые приводят к распаду и исчезновению пятна. Это в свою очередь приводит к обрыву или перезамыканию токовой петли, связанной с этим катодным пятном. В результате гибели катодного пятна происходит увеличение падения напряжения на разряде, регистрируемого как импульс шумового потенциала в плазме дуги. Длительность этого импульса определяется временем появления нового катодного пятна, когда общее количество токовых пятен приходит в соответствие с полным током, протекающим в дуговом источнике плазмы. Исследование зависимости амплитуды флуктуаций от параметров источника и измерение спектра высокочастотных флуктуаций потенциала в плазменной струе установки АМБАЛ-М подтвердили гипотезу об обрыве токовых петель как источнике флуктуаций. Наличие подобного рода "дробового" шума в потенциале плазмы в широкой области частот ($0 < \omega \leq \omega_{ci}$) может служить эффективным стохастизатором фазы во взаимодействии волна - частица при нагреве ионов.

ПОДДЕРЖАНИЕ СИНХРОНИЗМА ЭЛЕКТРОНОВ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ ПРИ ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ

Милантьев В.П., Бравиков К.С.

Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

Как впервые показали Коломенский, Лебедев и Давыцовский, существует такой режим движения релятивистской заряженной частицы в поле плоской электромагнитной волны, распространяющейся со скоростью света вдоль постоянного магнитного поля, в котором условие циклотронного резонанса автоматически сохраняется во все время движения частицы. Это - режим циклотронного авторезонанса, в котором энергия частицы монотонно растет со временем, причем можно добиться полной компенсации радиационных потерь с помощью электростатического поля [1]. Если скорость волны не равна скорости света, то из-за расстройки резонанса энергия частицы осциллирует со временем. Для поддержания синхронизма частицы с волной в этом случае и достижения значительных энергий были предложены различные методы - с помощью соответствующего изменения фазовой скорости волны, профилирования ведущего магнитного поля, с помощью продольного или скрещенного электростатического поля и т.п.

В данном докладе рассматривается возможность поддержания синхронизма частиц с волной с помощью неоднородного ведущего магнитного поля. Разные аспекты этого вопроса обсуждались во многих работах, в частности, в работе [2] путем численного решения дрейфовых уравнений движения электронов был найден профиль синхронизирующего магнитного поля, обеспечивающего сохранение начального условия циклотронного резонанса во все время движения частицы. В данной работе при предположении дрейфовой теории получено уравнение для этого поля, дающее возможность, в принципе, найти аналитическое решение. Однако, это решение довольно сложно. Поэтому был изучен случай линейно неоднородного магнитного поля. Получена полупирическая формула для оптимального градиента магнитного поля в зависимости от параметров задачи, при котором темп ускорения частицы максимален.

Литература

1. Милантьев В.П. Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1996, 39, 458
2. Милантьев В.П., Мирошников А.Г. ЖТФ, 1983, 53, 3

Баллистическая бунчировка быстрых ионов в открытой ловушке.

А.А.Иванов, К.В.Лотюк

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН

Рассмотрена возможность локального увеличения плотности быстрых ионов в открытой магнитной ловушке за счет модуляции по определенному временному закону энергии инжектируемых атомарных пучков. Оценки и численные расчеты возможных параметров сгустка быстрых ионов выполнены для нейтронного источника на основе газодинамической ловушки [1].

Согласно расчетам, в оптимальных условиях бунчировка быстрых тритонов и дейтронов вызывает короткую вспышку нейтронного излучения с интенсивностью, в несколько раз превышающей средний уровень. Такая модуляция нейтронного потока может существенно расширить возможности применения источника в разных областях. Кроме того, измерение параметров сгустка может быть использовано для целей "точной" диагностики плазмы в источнике нейтронов и магнитных ловушках других типов.

[1] A.A.Ivanov, I.A.Kotelnikov, et al. A plasma-type neutron source for fusion materials irradiation testing. In: Proceedings of the 17th Symposium on Fusion Technology, 1992, Rome, Italy, v.2, p.1394-1398.

Численное моделирование динамики ультрарелятивистского пучка в кильватерном ускорителе

К.В.Лотюк

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН

Для изучения долговременной динамики ультрарелятивистского пучка (драйвера) в кильватерном ускорителе была разработана программа LCODE, в которой плазма описывается как электронная жидкость, а пучок - как совокупность отдельных частиц. С помощью LCODE исследована эволюция последовательности коротких сгустков в плазме. Показано, что при правильной расстановке сгустков быстро устанавливается радиальное равновесие, при котором все частицы драйвера находятся в фокусирующей фазе кильватерной волны, причем действие фокусирующей силы уравновешено поперечным давлением пучка. После установления равновесия драйвер тормозится, почти не меняя формы. Потерявшие энергию частицы смещаются в область слабой фокусировки и теряются. За счет такого "самоочищения" процесс передачи энергии последнему сгустку продолжается даже после потери драйвером более половины своих частиц.

О потерях энергии узкого и плотного ультрарелятивистского сгустка в плазме

А.М.Кудрявцев, К.В.Лотов, А.Н.Скринский

ГНЦ РФ Институт ядерной физики им.Г.И.Будкера СО РАН
Новосибирск, Россия

Рассмотрен энергобаланс ультрарелятивистского сгустка заряженных частиц в плазме для случая, когда плотность сгустка намного превосходит плотность плазмы, а его радиус много меньше толщины аномального скин-слоя. Дана оценка сверху для потерь энергии на рассеяние ближайших к сгустку плазменных электронов. Показано, что данная составляющая энергобаланса существенна, но не чрезмерно велика для интересных (с точки зрения физики высоких энергий) параметров плазмы и ускоряемого сгустка в кильватерном ускорителе. В частности, потери энергии на ближайших к сгустку плазменных электронах остаются конечными при устремлении радиуса сгустка к нулю (при постоянном токе).

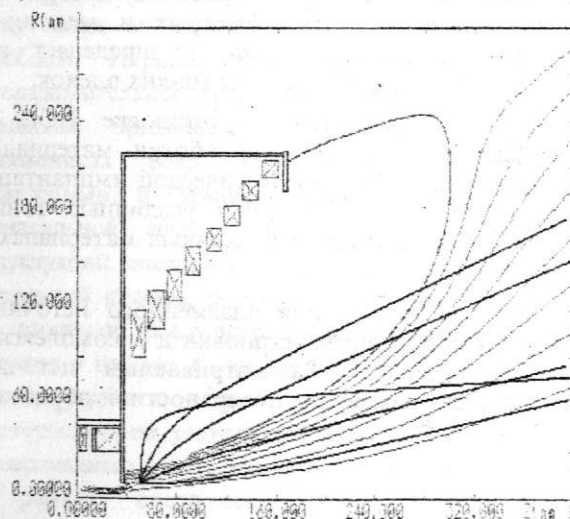
Формирование однородного плазменного потока.

И.И. Морозов

Государственный научный центр
"Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера" СО РАН,
г. Новосибирск, Российская Федерация

В докладе приведены результаты численного моделирования и экспериментальных исследований по созданию однородной плазменной эмиссионной поверхности с размером до 24 см из бесстолкновительной плазменной струи. Применение в этих целях быстро спадающего магнитного поля [1] позволяет добиться относительной неоднородности плотности потока плазмы на уровне 5-7% и существенно уменьшить среднее отклонение вектора скорости ионов на эмиссионной поверхности от направления потока.

На рисунке приведены результаты расчетов аксиально симметричной магнитной системы и траектории разлета ионов, выполненных при помощи пакета программ [2].



Литература.

1. Dimov G.I., Morozov I.I. Rev. of Sci. Instrum., 1990, 1(II), 401.
2. B.M.Fomel, M.A.Tiunov, V.P.Yakovlev, Preprint Budker INP

Плазменный источник интенсивных атомарных потоков

Волосов В.И., Стешов А.Г., Чуркин И.Н.

ГНЦ РФ «Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН»
Новосибирск, Россия

Рассматривается плазменный источник интенсивных атомарных потоков на основе ловушки со скрещенными полями. В источнике реализован плазменный разряд с тяжелыми ионами, образованными из материала катода в результате его распыления и последующей ионизации распыленных атомов в плазме.

Описаны основные принципы формирования многокомпонентных атомарных потоков в источнике. Отмечены особенности формируемых атомарных потоков.

Рассматривается возможность использования источника для проведения различных видов поверхностной обработки материалов. Соотношение между выходящими потоками быстрых и медленных атомов зависит от режима работы источника и определяет вид поверхностной обработки: имплантация и нанесение тонких пленок.

Приводятся результаты экспериментов на установке ИСП по реализации различных видов поверхностной обработки материалов. Показана возможность эффективной низкоэнергетической имплантации интенсивными атомарными потоками. Получены различные тонкие пленки с высокоадгезионными свойствами на различных материалах, в том числе и изоляционных.

Обсуждается перспектива использования плазменного источника интенсивных атомарных потоков в качестве установки для комплексной поверхностной обработки материалов. Рассматриваемый источник сравнивается с системами, используемыми для поверхностной обработки материалов.

ЛЕНТМЮРОВСКИЕ И ИОННО-ЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В
НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ. ТЕОРИЯ

Валуев А.А., Каклюгин А.С., Норман Г.Э.

Московское физическое общество
Москва 121019, а/я 110

Предпринята попытка начать построение теории неидеальной плазмы, следуя представлениям, традиционным в теории дебаевской плазмы. Устанавливается существование плазменных волн в неидеальной плазме, несмотря на то, что экстраполяция декрементов затухания, принятых в дебаевской плазме, в область неидеальности предсказывает исчезновение волн. Исходным является ограничение возможных волновых векторов плазменных волн величиной порядка обратного среднего расстояния и связанное с этим насыщение коллективных степеней свободы. Пересматриваются основные понятия: затухание Ландау, столкновительное затухание, область существования плазменных волн. Развитые представления применяются для определения дисперсии плазменных волн. Проводится сравнение с экспериментальными (натурными и компьютерными) наблюдениями плазменных волн в неидеальной плазме. Рассмотрена энергия плазменных волн, т.е. флуктуаций электрического поля. Показано, как теория, развитая для идеальной плазмы, распространяется на неидеальную плазму. Указано на соотношение между энергией плазменных волн и энергией взаимодействия зарядов в плазме. Вычисляется время электрон-ионного обмена энергией. Рассматривается вопрос о существовании ионно-звуковых волн в изотермической равновесной плазме. Излагаются общие черты подхода, позволяющего учесть атомы и рассмотреть частично ионизованную плазму в рамках предложенной теории. Спектр связанных состояний рассматривается совместно с плазменными волнами. Его ограничение является следствием взаимодействия возбужденных состояний с плазменными волнами. Другие следствия проявляются в уширении и интенсивности спектральных линий и в непрерывных спектрах. Неравновесное возбуждение плазменных волн влияет на многие свойства плазмы. Обсуждаются перспективы построения теории неидеальной плазмы ab initio.