

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА TEXTOR

И. Л. Бейгман

Физический институт Российской Академии наук, Москва

1. Введение

Токамак TEXTOR был сконструирован специально для исследования взаимодействия плазмы с первой стенкой. Он представляет собой правильный тор (большой радиус $R = 1.75$ m, малый радиус $r = 0.46$ m и магнитное поле B до 2.6 T). Предусмотрена возможность нагрева стенок вакуумной камеры до 800 °C. Первый физический пуск был в 1983 г. С того времени токамак много раз модернизировался и совершенствовался. Последняя (наиболее кардинальная) модернизация была в 1994 г. В результате этих модернизаций был добавлен нагрев плазмы с помощью радиочастотного поля (ион–циклотронный резонанс) и быстрых пучков нейтральных атомов (общая мощность дополнительного нагрева 8 MW), увеличена длительность импульса с 3 до 10 с, введен ряд дополнительных приспособлений для исследования пристеночной плазмы и зависимостей параметров плазмы от материалов лимитеров и различных покрытий первой стенки. Эти модернизации так же, как и ряд разработанных диагностик описаны в большом числе работ. Более подробное изложение и ссылки можно найти, например, в работе [1].

В настоящее время завершается еще одна кардинальная модернизация – устанавливается динамический эргодический дивертор (DED). DED представляет собой систему специальных проводников с током, устанавливаемых внутрь вакуумного лайнера и меняющих магнитное поле вблизи последней замкнутой поверхности таким образом, что движение частиц плазмы вблизи этой поверхности становится хаотическим и возникает возможность их ухода из плазмы. Поскольку ларморовский радиус увеличивается с ростом массы, в первую очередь из плазмы выбрасываются тяжелые примеси, что и является одной из главных функций дивертора. В TEXTORе предусмотрено также вращение области хаотического поля вокруг оси тора с частотой до 2 Гц (это позволяет распределить поток плазмы на стенку более равномерно). Первые эксперименты с DED были выполнены в июне настоящего года и будут возобновлены, вероятно, в сентябре.

Пристеночная плазма. Плазма вблизи стенок токамака обладает рядом специфических особенностей. Она характеризуется чрезвычайно большими градиентами температуры и плотности электронов. Электронная температура T_e меняется от 1 до 100 eV и электронная плотность N_e – от 10^{11} до 10^{13} см⁻³ на расстояниях порядка нескольких сантиметров. Рассматриваемая плазма расположена между первой стенкой и последней замкнутой магнитной поверхностью. Плазма является сильно неравновесной (в случае термодинамического равновесия степень ионизации должна быть близка к 1, в то время как реально она значительно меньше). Особый интерес представляет поведение в такой плазме примесных атомов и ионов. Фактически именно поток примесей со стенок определяет их концентрацию в центральной горячей зоне и, соответственно, связанные с этим радиационные потери. Следует отметить, что для летящих от стенки малозарядных примесных ионов вероятность ионизации значительно превышает вероятность рекомбинации. Т. е. примесная плазма представляет собой сильно неравновесную (ионизирующуюся плазму), в которой процессами объемной рекомбинации можно пренебречь.

Постановка задачи. Особое значение исследований пристеночной плазмы обусловлено тем, что ее параметры фактически задают граничные условия для общих уравнений плазмы. Причем некоторые параметры, такие как, например, потоки примесей со стенок

принципиально невозможно определить из чисто теоретических соображений. Остановимся на двух наиболее важных (с нашей точки зрения) задачах: определение профилей Te и Ne и нахождение потоков примесных атомов по их линейчатому излучению в пристеночной плазме. Для решения первой задачи используются диагностические пучки нейтральных атомов и искомые профили затем восстанавливаются по наблюдаемым вдоль пучка профилям спектральных линий. Летящие по прямолинейным траекториям от стенки примесные атомы также можно рассматривать как пучки с соответствующим распределением скоростей. В этом случае по наблюдаемым профилям спектральных линий восстанавливается поток примесных атомов. В качестве иллюстрации в этой лекции мы рассмотрим восстановление профилей Te и Ne с помощью пучка атомов Ne и определение потоков атомов O и Si в пристеночной плазме токамака TEXTOR.

2. Кинетические уравнения

Система уравнений. Населенности атомов и ионов в оптически тонкой плазме в общем случае определяются системой кинетических уравнений:

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = \sum_{\gamma'} W_{\gamma\gamma'} N_{\gamma'}, \quad (1)$$

где N_γ [см⁻³] – населенность уровня γ , для $\gamma \neq \gamma'$ $W_{\gamma\gamma'}$ [с⁻¹] – вероятность перехода $\gamma \leftarrow \gamma'$, обусловленная радиационными и столкновительными процессами; для $\gamma = \gamma'$ по определению

$$W_{\gamma\gamma} = -\sum_{\gamma' \neq \gamma} W_{\gamma\gamma'} N_{\gamma'}. \quad (2)$$

Если оба состояния (начальное и конечное) принадлежат одному и тому же иону, то

$$W_{\gamma\gamma'} = N_e \kappa_{\gamma\gamma'} + A_{\gamma\gamma'}, \quad (3)$$

где N_e – плотность электронов, $\kappa_{\gamma\gamma'} \equiv \langle v\sigma_{\gamma\gamma'} \rangle$ [см³/с] – скорость перехода $\gamma \leftarrow \gamma'$, равная величине $v\sigma_{\gamma\gamma'}$, усредненной по максвелловскому распределению электронов ($\sigma_{\gamma\gamma'}$ – сечение перехода $\gamma \leftarrow \gamma'$), $A_{\gamma\gamma'}$ [с⁻¹] – вероятность радиационного перехода $\gamma \leftarrow \gamma'$ (естественно, предполагается $A_{\gamma\gamma'} = 0$, если переход невозможен). Вообще говоря, процессы взаимодействия с тяжелыми заряженными частицами также могут оказаться существенными, однако их рассмотрение выходит за рамки данной работы. В случае пучка атомов, движущихся от стенки, полная временная производная заменяется производной по координате x вдоль пучка, и (1) приобретает вид:

$$v \frac{dN_\gamma}{dx} = \sum_{\gamma'} W_{\gamma\gamma'} N_{\gamma'}, \quad (4)$$

где v – скорость пучка. Кинетическая матрица $W_{\gamma\gamma'}$ обладает рядом специфических свойств. Например, сумма всех строк дает тождественный ноль, что с физической точки зрения означает сохранение полного числа частиц вдоль пучка, а с математической – обращение в нуль детерминанта матрицы. Другой особенностью $W_{\gamma\gamma'}$ является очень большой диапазон матричных элементов, что приводит к разделению компонент вектора населенностей на быст-

рые, успевающие отслеживать изменения параметров со временем (или координатой x), и медленные, для которых необходимо решать соответствующие дифференциальные уравнения. В частности, это позволяет отдельно рассматривать кинетические уравнения для ионизационного равновесия и уравнения, определяющие распределение населенностей по уровням внутри заданного иона.

Квазистационарное приближение. Рассмотрим сначала ион без метастабильных уровней. Для такого иона населенности всех уровней кроме основного являются «быстрыми» переменными и могут быть выражены через населенность основного состояния, а интенсивность линии $\gamma \rightarrow \gamma'$ $I_{\gamma'\gamma}$ [ph/cm³] написана в виде:

$$I_{\gamma'\leftarrow\gamma} = A_{\gamma\gamma'} \cdot N_{\gamma} = N_e \kappa_{\gamma'\gamma}^{(\text{eff})} \cdot N_Z, \quad (5)$$

где N_Z – концентрация иона Z , практически равная населенности основного состояния, $\kappa_{\gamma'\gamma}^{(\text{eff})}$ – эффективная скорость возбуждения линии $\gamma \rightarrow \gamma'$, определяемая, вообще говоря, с помощью решения алгебраической системы линейных уравнений. Формула (5) является математическим выражением физического смысла *квазистационарного приближения*. Это выражение сохраняет свой смысл и при наличии метастабильных состояний, но с некоторыми осложнениями, рассмотрение которых выходит за рамки настоящей лекции. Следует отметить, что в случае двухуровневой системы $\kappa_{\gamma'\gamma}^{(\text{eff})}$ – просто скорость возбуждения соответствующего уровня.

PPI (Photon per ionization) и IPP (Ionization per photon). Рассмотрим теперь уравнения для полных населенностей ионов (ионизационного равновесия):

$$v \frac{d}{dx} N_Z = -W_{Z+1,Z}^{(i)} N_Z + W_{Z,Z-1}^{(i)} N_{Z-1}, \quad N_1 \xrightarrow{x \rightarrow 0} F/v, \quad (6)$$

где граничные условия задаются потоком атомов примеси F [at/cm²]. Интегрируя обе части (6), для ионов $1 < Z < Z_n$ получаем:

$$\int W_{Z,Z-1}^{(i)} N_{Z-1}(x) dx = \int W_{Z+1,Z}^{(i)} N_Z(x) dx. \quad (7)$$

Теперь, используя (5) для плазмы с постоянными параметрами, мы можем найти интегральную интенсивность линии $J_Z(\gamma'\gamma)$ [ph/cm²] иона Z :

$$J_Z(\gamma'\gamma) = \int N_e \kappa_{\gamma'\gamma}^{(\text{eff})}(\gamma'\gamma) N_Z(x) dx,$$

$$\int N_{Z-1}(x) dx = F / W_{2,1}^{(i)}; \quad \int N_Z(x) dx = F / W_{Z+1,Z}^{(i)};$$

и окончательно:

$$J_Z(\gamma'\gamma) = F \cdot q(\gamma'\gamma_Z);$$

$$q(\gamma'\gamma_Z) = \kappa_Z^{(\text{eff})}(\gamma'\gamma_Z) / \kappa_Z^{(i)}(\gamma_Z) \equiv \text{PPI}; \quad (8)$$

$$S / XB = 1/q \equiv \text{IPP},$$

где $\kappa_Z^{(i)}(\gamma'\gamma)$ – полная скорость ионизации иона Z , и ключевая для диагностики примесей величина $q \equiv \text{PPI}$ (Photon Per Ionization) имеет физический смысл числа фотонов, излученных за время существования рассматриваемого иона. Из (8) видно, что q позволяет из эксперимен-

тального потока фотонов J найти поток примесных атомов F . К сожалению, по историческим причинам часто используется обратная величина $1/q \equiv \text{IPP}$ (Ionization Per photon), введенная ранее [2].

3. Не-диагностика температуры и плотности

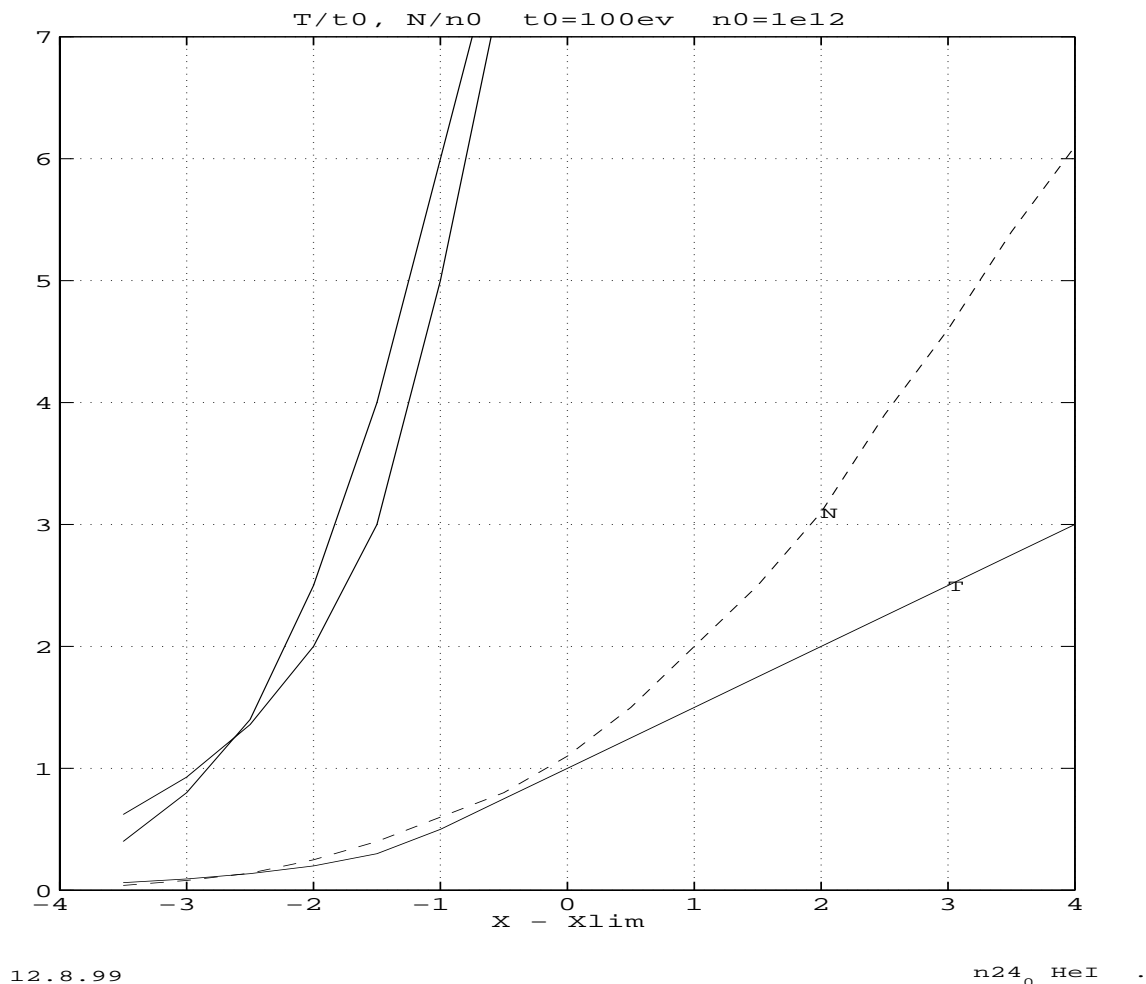
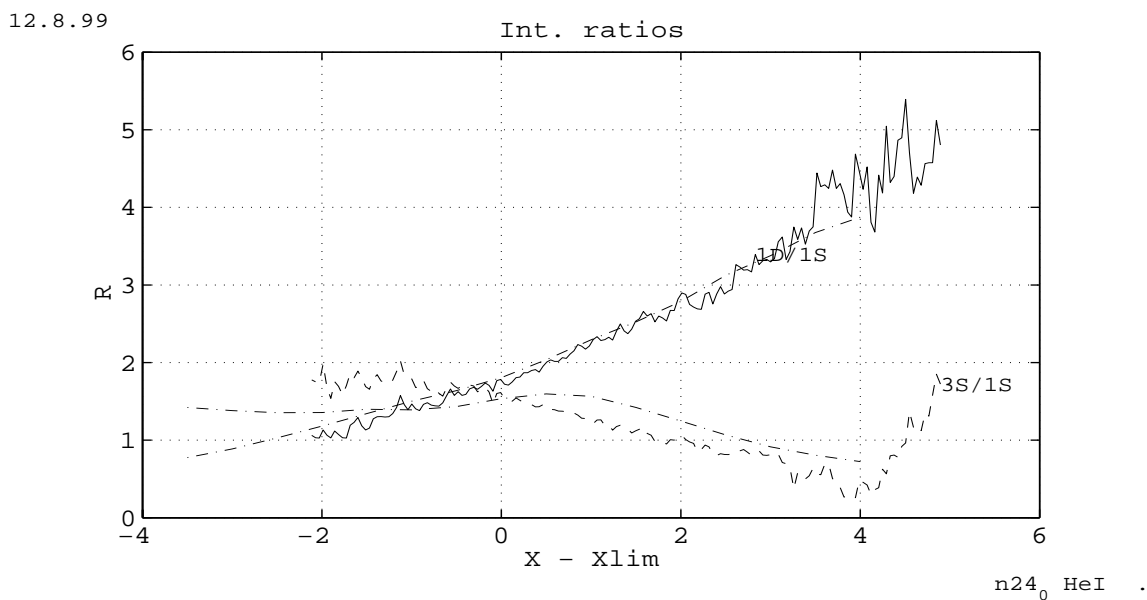
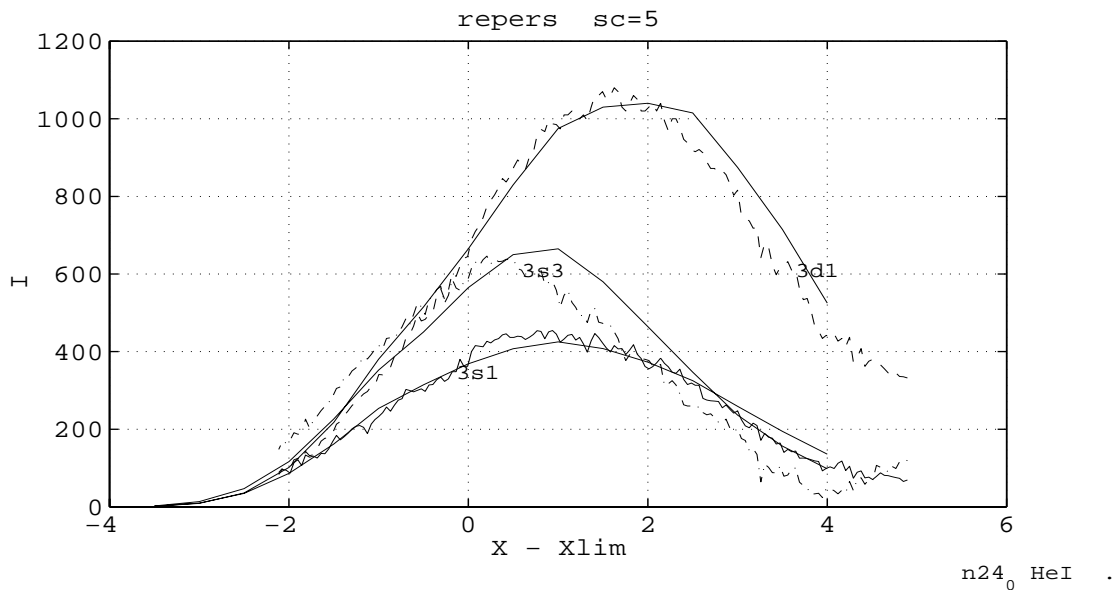


Рис. 1. Профили электронной температуры (T) и плотности (N) как функции расстояния от лимитера

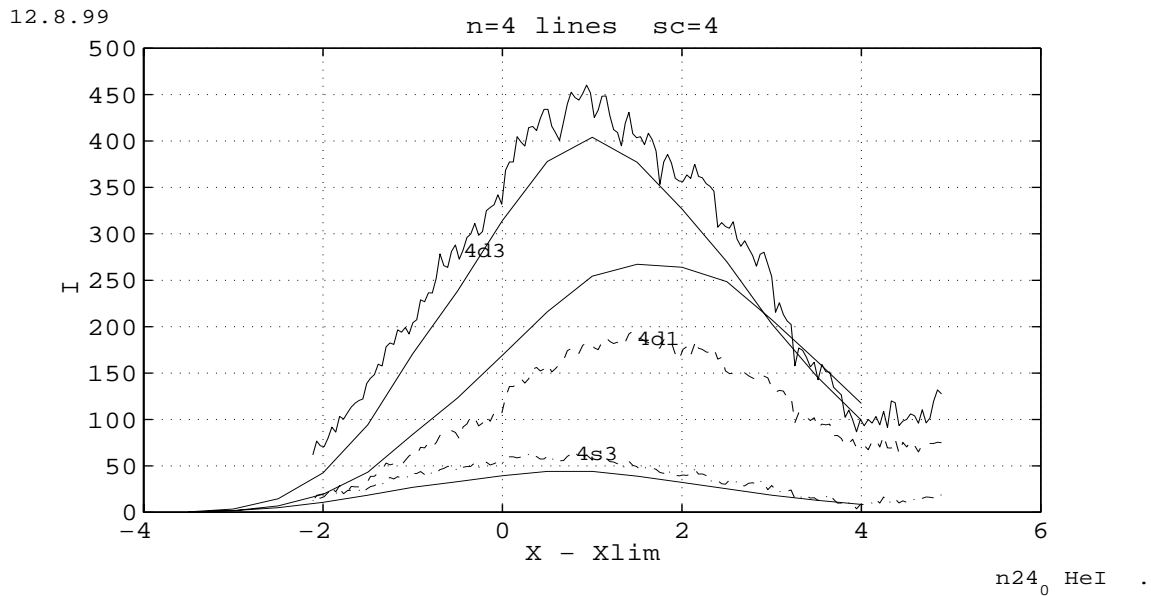
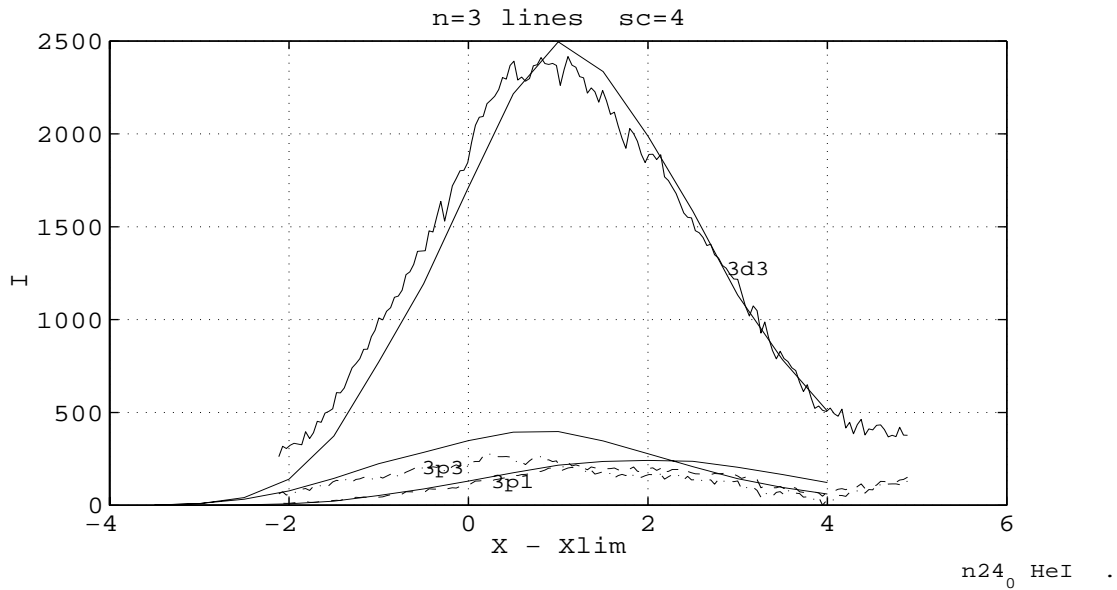
Наблюдаемые линии. Для диагностики Te и Ne рекомендованы линии $2^1P - 3^1S$ (7283.3 Å), $2^1P - 3^1D$ (6680.0 Å) и $2^3P - 3^3S$ (7067.1 Å). Отношение интенсивностей первых двух линий в рассматриваемом диапазоне чувствительно к Ne благодаря большой скорости столкновительного перехода $3^1P \leftarrow 3^1S$, в то время как отношение интенсивности третьей к первой чувствительно к Te, из-за того, что скорости возбуждения триплетных уровней быстрее убывают с ростом температуры, чем скорости возбуждения синглетных. На самом деле, конечно, оба отношения зависят от Te, Ne и восстановление их профилей является типичной обратной задачей.



12.8.99

Рис. 2. Интенсивности реперных линий He и их отношений как функции расстояния от лимитера

Экспериментальные данные. На рис. 1, 2 представлены восстановленные профили Te, Ne в пристеночной плазме токамака TEXTOR, теоретические и экспериментальные интенсивности реперных линий и их отношений. Для проверки использованной модели необходимо сравнить с экспериментом интенсивности других линий. Такое сравнение приведено на рис. 3. Видно, что за исключением линии $2^1P - 4^1D$ отличие теории от эксперимента менее 20 %. Для линии $2^1P - 4^1D$ расхождение порядка 25 %.



12.8.99

Рис. 3. Интенсивности линий He с уровнями 3^1P , 3^3P , 3^3D , и 4^1D , 4^3S , 4^3D как функции расстояния от лимитера

4. Диагностика потоков примесей ОП

Диагностика примесей кислорода имеет особое значение для большинства вакуумных устройств. Однако линии нейтрального кислорода в видимой области спектра либо слабы, либо блендированы, поэтому мы рассмотрим диагностику, основанную на линиях иона ОП. Для этого, как мы уже видели, необходимо провести расчеты величин РРІ (или ІРР), после чего из измеренных абсолютных потоков линий можно найти поток примеси О. При этом всегда возникает вопрос об адекватности рассмотренной столкновительно-радиационной модели поставленной задаче. Конечно, всегда можно (и нужно) использовать разные линии, тогда разница между полученными результатами или (что то же самое) теоретическими и экспериментальными относительными интенсивностями сводится к минимуму. Однако это кос-

венный ответ. Обратимся к проведенному на токамаке TEXTOR прямому эксперименту с заранее известным напуском газа, позволяющим непосредственно сравнить теоретические и экспериментальные величины IPP. Остановимся только на идее и основных результатах эксперимента. Детали расчетов и более подробное изложение можно найти в [3].

Наблюдаемые линии. Выбранные для исследования линии приведены на диаграмме (рис. 4). Они включают три мультиплета внутри квартетной системы: $2p^2[{}^3P]3s\ ^4P - 2p^2[{}^3P]3p\ ^4S, {}^4P, {}^4D$ и два мультиплета внутри дублетной системы: $2p^2[{}^3P]3s\ ^2P - 2p^2[{}^3P]3p\ ^2D, 2p^2[{}^1D]3s\ ^2D - 2p^2[{}^1D]3p\ ^2D$. Выбранные линии лежат в трех спектральных интервалах: $3730 \pm 100\ \text{\AA}$, $4340 \pm 100\ \text{\AA}$ и $4660 \pm 100\ \text{\AA}$. Они отражают как различные механизмы возбуждения, так и дают возможность судить о населенности метастабильных состояний.

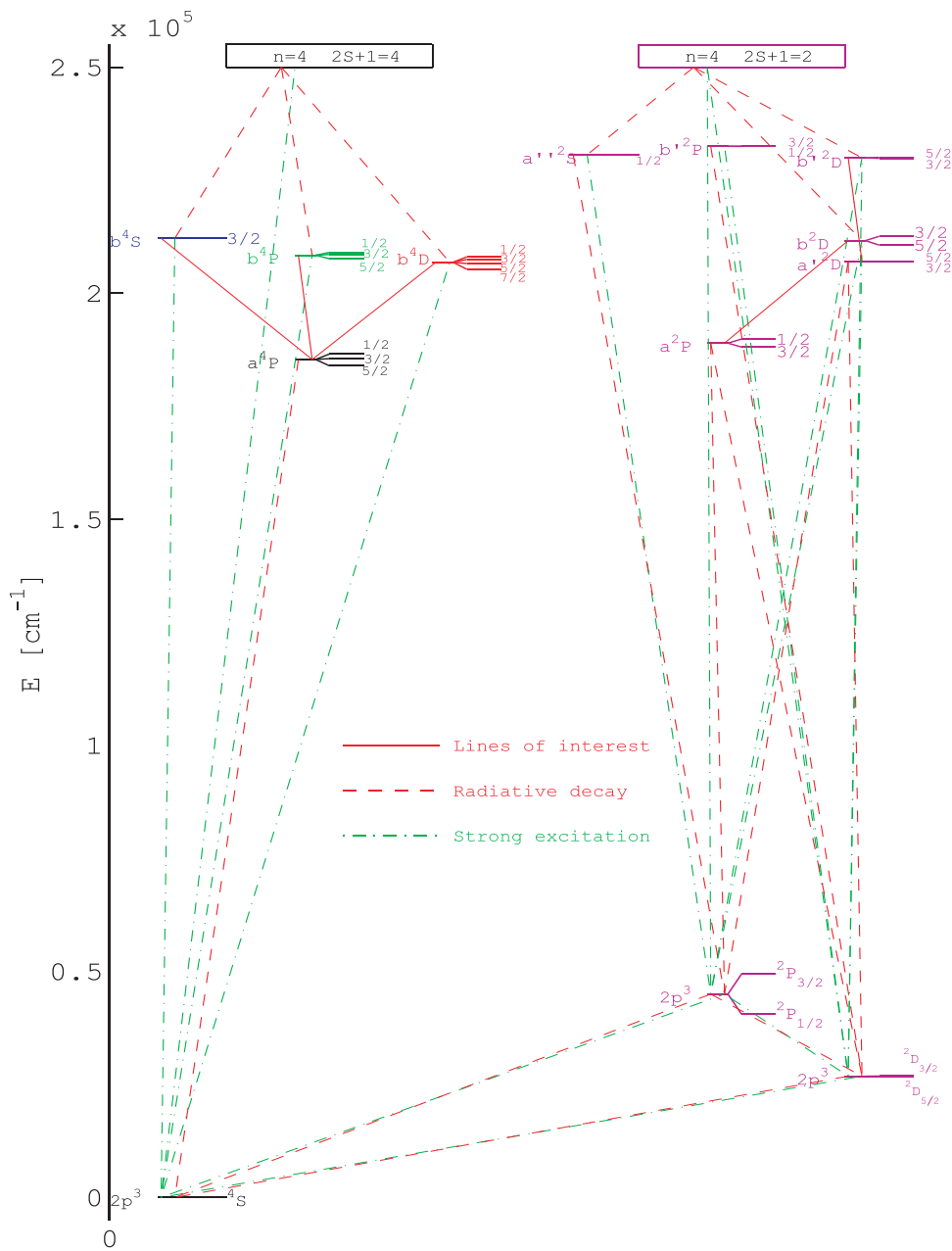


Рис.4. Диаграмма Гротриана для иона OII. Сплошными линиями показаны исследуемые переходы.

Эксперимент. Схема эксперимента приведена на рис. 5. Через систему отверстий в полоидальном лимитере газ (O_2 , CO и CO_2) инжестировался по направлению к центру. Щель спектрометра располагалась вдоль пучка. Спектры регистрировались на ПЗС-матрице с временным (20 мс), спектральным (2 \AA) и пространственным (2 мм) разрешением. В качестве иллюстрации на рис. 6 приведены спектры в интервале $3730 \pm 100 \text{ \AA}$ для 6 импульсов.

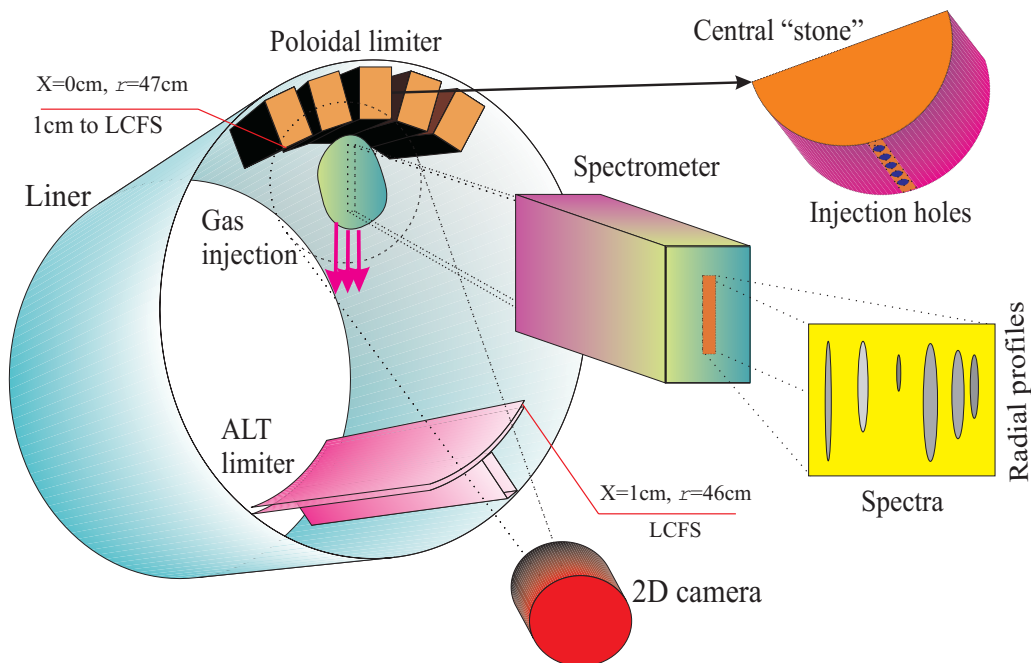


Рис. 5. Схема эксперимента по диагностике ОII

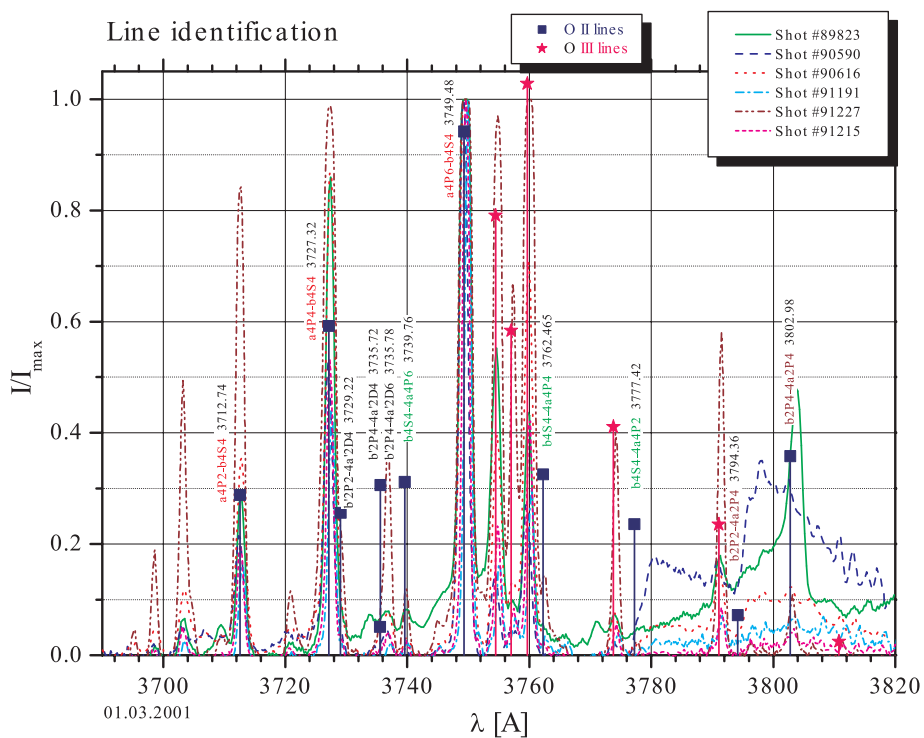


Рис. 6. Спектр в области $3730 \pm 100 \text{ \AA}$

Отчетливо видны сильные ультрафиолетовые линии иона OII. Для этого иона должно хорошо выполняться приближение LS-связи. Это действительно подтверждается экспериментально (см. рис. 7).

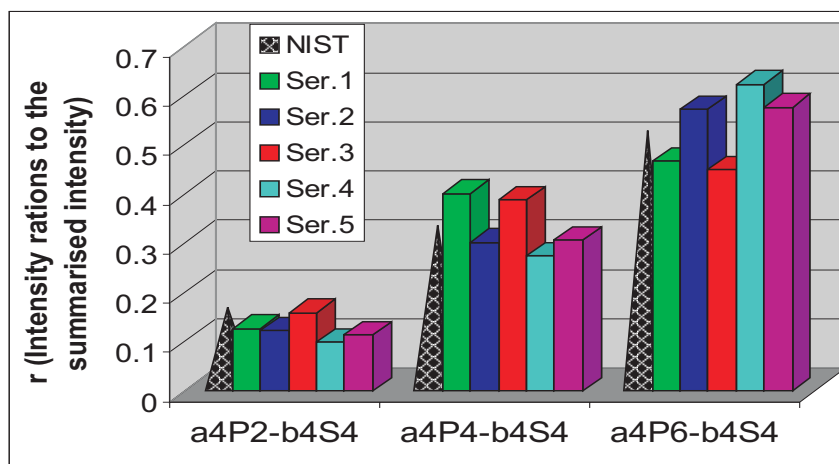


Рис. 7. Относительные интенсивности линий внутри мультиплета $4P-4S$

Сравнение расчетов и экспериментальных данных. Сравнение экспериментальных и расчетных величин IPP приведено на рис. 8. Видно, что измеренные абсолютные величины отличаются от расчетных не более чем в 1.5 раза.

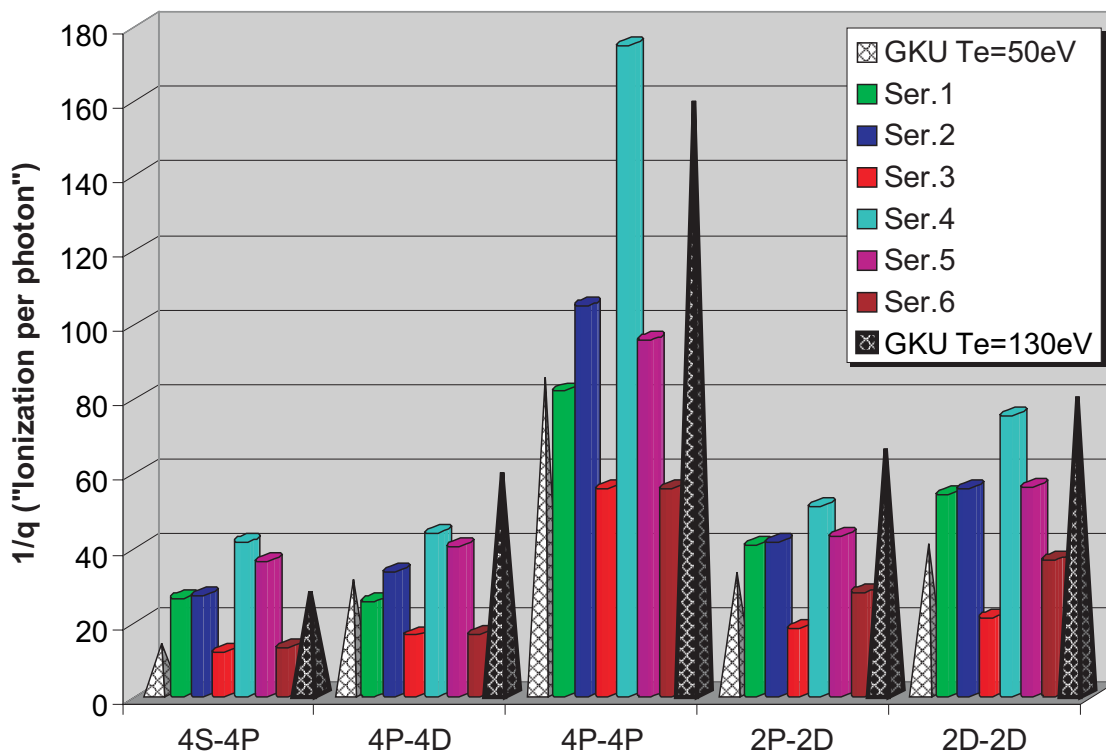


Рис. 8. Сравнение экспериментальных и расчетных величин IPP

5. Проблемы и перспективы

Исследования по диагностике углерода и кремния можно найти в работах [4, 5]. По-видимому, в ближайшее время будут выполнены исследования для бора. Большие проблемы возникают с такими сложными атомами, как вольфрам. Остается практически открытым вопрос об интерпретации молекулярных спектров.

Литература:

1. Samm U. and the TEXTOR-94 Team Progress in plasma-wall-interaction research – contributions from TEXTOR-94 // Plasma Phys. Control Fusion. 1999. V. 41. B 57.
2. Pospieszczyk A. Diagnostics of Edge Plasmas by Optical Methods // At. and Pl.-Mat. Inter. Proc. In Contr. Fusion. 1993. P. 213. (Elsevier Sc. Publ.)
3. Borodin D., Beigman I. L., Vainshtein L. A., Pospieszczyk A., Brezinsek S., Huber A. Spectra of OII plasma boundary of TEXTOR-94 // Plasma Phys. Control Fusion. 2002. V. 44. P. 2251.
4. Beigman I. L., Kocsis G., Pospieszczyk A., Vainshtein L. A. The line emission of carbon and lithium beams in the plasma edge of TEXTOR. // Plasma Phys. Control Fusion. 1998. V. 40. P. 1689.
5. Huber A., Beigman I. L., Borodin D., Mertens Ph., Philipps V., Pospieszczyk A., Samm U., Schwer B., Sergienko G., Vainshtein L. Spectroscopic observations of SiI- and SiII- emission lines in the boundary of TEXTOR and comparison with kinetic calculations // Plasma Phys. Control Fusion. 2003. V. 45. P. 89.