

ОБ УЧЕТЕ ЭФФЕКТОВ ИОННОЙ ДИНАМИКИ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ СПЕКТРОВ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

© 2024 г. А. Ю. Летунов^{a, b, *}, В. С. Лисица^{a, c}, П. А. Лобода^{a, b}, А. А. Новиков^{a, b}

^aНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Россия

^bРФЯЦ-ВНИИТФ им. акад. Е.И. Забабахина, Снежинск, Челябинская обл., 456770 Россия

^cНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Россия

*E-mail: Letunovay@vniitf.ru

Поступила в редакцию 11.05.2023 г.

После доработки 04.08.2023 г.

Принята к публикации 14.08.2023 г.

Исследуется влияние теплового движения ионов на спектры многозарядных ионов в плотной плазме. Получено аналитическое выражение для частоты скачков амплитуды ионного микрополя. Предложена модификация методики Frequency Fluctuation Model, позволяющая учесть зависимость частоты скачков ионного микрополя от сдвига энергии. Представлен новый подход к диагностике плотности плазмы по площади провала в центре спектральных линий. Приведены расчеты спектров примеси аргона в дейтериевой плазме.

Ключевые слова: плотная плазма, спектры многозарядных ионов, диагностика плазмы

DOI: 10.56304/S2079562923030223

ВВЕДЕНИЕ

Моделирование спектров многозарядных ионов (МЗИ) представляет существенный интерес для спектральной диагностики горячей плазмы (при температурах ~ 1 кэВ). Теоретические модели, описывающие профиль интенсивности МЗИ, чаще всего используются для интерпретации сигнала от светящейся примеси в установках с магнитным удержанием [1, 2] или для анализа излучения горячей лазерной плазмы твердотельной плотности [3, 4]. Кроме этого, существуют и более специфические приложения теории уширения спектральных линий. Так, в работе [5] исследуется турбулентное перемешивание сферических оболочек при лазерном обжиге по соотношениям между интенсивностями различных спектральных линий светящейся примеси, помещенной в одну из оболочек.

Процесс моделирования спектров МЗИ в плазме связан с одновременным решением ряда принципиальных задач. Во-первых, сами по себе спектры изолированного иона довольно сложны хотя бы потому, что при росте заряда ядра начинают играть роль релятивистские эффекты. Во-вторых, необходимо учитывать сдвиг ионных подуровней, вызванный плазменным микрополем. В-третьих, процессы столкновений плазменных частиц и радиационного распада состояний приводят к нетривиальной картине заселения ионных подуровней. В-четвертых, при описании профи-

лей спектральных линий в плазме часто необходимо учитывать динамику ионного микрополя. К описанию динамики микрополя, как правило, подходят, используя существенные упрощения: ионы рассматриваются как покоящиеся частицы (квазистатическое приближение), а для электронов, наоборот, используется предел больших скоростей (ударное приближение). Данный подход называется стандартной теорией [6]. Для электронов ударное приближение обычно работает хорошо, а вот условия квазистатичности для ионов нарушаются довольно часто. Так, в диверторе токамака ионы могут быть вообще ударными [7]. Существует довольно много полумпирических методик, позволяющих оценить эффекты ионной динамики (ИД) на профиль спектральных линий. Обзор этих моделей представлен в работе [8]. Параметры, входящие в эти модели, определяются из сравнения с результатами моделирования профилей линий методом молекулярной динамики (МД). Последовательное точное решение было представлено только для случая атома водорода (параболическое квантование и линейный эффект Штарка) в работе [9]. При этом в [9] столкновения считались бинарными, и, разумеется, эффекты динамического заселения и интерференции атомных состояний не были учтены. В две самые широко используемые методики для учета ИД — Model Microfield Method (MMM) [10] и Frequency Fluctuation Method (FFM) [11] входит параметр

ν — частота скачков ионного микрополя, величина которой подбирается исходя из сравнения с результатами МД или просто определяется из размерных соображений. В работах [12, 13] показано, что для того, чтобы воспроизвести ударный предел в рамках модели FFM, необходимо, чтобы частота скачков являлась определенной функцией сдвига частоты. В статье [12] авторы исследуют как себя ведет профиль одной штарковской компоненты для линейного эффекта Штарка при различных параметрах плазмы с помощью стохастической теории Чандрасекара—фон Неймана [14]. В общем случае частота скачков является функцией электрического поля. Однако, так как для линейного эффекта Штарка частотный сдвиг пропорционален модулю электрического поля, то функциональные зависимости частоты скачков от электрического поля и энергетического сдвига имеют одинаковый вид. Используя данное обстоятельство, авторами работы [12] показано, что, по крайней мере для модельной задачи, теория Чандрасекара—фон Неймана приводит к верным результатам. В настоящей работе предложено обобщение данного метода на случай сложных спектров МЗИ. Продемонстрирован последовательный подход для определения частоты скачков ν , учитывающий зависимость последней от электрического поля. Уточненное значение ν задается в процедуру FFM. С использованием полученных результатов разработана теоретическая модель, описывающая спектры МЗИ с учетом эффектов ИД.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В настоящей работе эффекты ИД учтены в рамках методики FFM. Основная идея FFM заключается в том, что стохастическое изменение величины плазменного микрополя приводит к скачкам интенсивности и частоты излучения. Результаты численной процедуры FFM идентичны решению кинетического уравнения для автокорреляционной функции с интегралом сильных столкновений [15]. Данное обстоятельство позволяет учесть эффекты ИД простым образом, так как динамический профиль $I_i(\omega)$, учитывающий эффекты ИД, является аналитическим функционалом, зависящим от квазистатистического профиля $I_{i0}(\omega)$ и частоты скачков амплитуды ионного микрополя ν :

$$I_i(\omega) = \frac{\nu J_0(\omega) J_2(\omega) - J_1^2(\omega)}{\pi J_2^2(\omega) + \nu^2 J_1^2(\omega)}, \quad (1)$$

где $J_k(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I_{i0}(\omega')(\omega - \omega')^k d\omega'}{\nu^2 + (\omega - \omega')^2}$, ω — частотный сдвиг.

В работе [14] С. Чандрасекар и Д. фон Нейман исследовали распределение гравитационного микрополя в звездных скоплениях. Так как гравитационная и кулоновская силы одинаково зависят от расстояния между взаимодействующими частицами, то результаты [14] могут быть адаптированы для плазменного микрополя. Рассматривается звезда, которая движется со скоростью $\mathbf{v}$. Рядом с ней пролетает звезда со скоростью $\mathbf{u}$. Время жизни определенного значения $\mathbf{F}$ гравитационного поля, которое действует на первую частицу со стороны второй, принимает следующее значение:

$$T_{|F|,|\mathbf{v}|} = T_{|F|,0} \times \frac{1}{\left[1 + \frac{\langle M^{1/2} \rangle |\mathbf{v}|^2}{\langle M^{1/2} |\mathbf{u}|^2} + \frac{5}{12\pi} \frac{\langle M \rangle^2 |\mathbf{v}|^2}{\langle M^{3/2} \rangle \langle M^{1/2} |\mathbf{u}|^2} \frac{H(\beta)}{\beta^{1/2} K(\beta)} \right]^{1/2}}, \quad (2)$$

где $H(\beta)$ — статическая функция распределения микрополя, $K(\beta) = \frac{3}{2} \int_0^\beta \beta'^{-3/2} H(\beta') d\beta'$, M — масса частицы,

$$T_{|F|,0} = \sqrt{3} \left[\left(\frac{4}{15} \right)^{1/3} \frac{\langle M^{3/2} \rangle^{1/3}}{2\pi \langle M^{1/2} |\mathbf{u}|^2} \frac{K(\beta)}{N^{2/3} \beta^{3/2} H(\beta)} \right]^{1/2},$$

$\beta = \frac{F}{Q_H}$ — напряженность поля в единицах так называемого “нормального поля” (Хольцмаркова):

$$Q_H = 2\pi G \left(\frac{4}{15} \right)^{2/3} N^{2/3} \langle M^{3/2} \rangle^{2/3}, \quad (3)$$

N — концентрация массивных частиц.

Используя результаты работы [14], можно получить аналитическое выражение для частоты скачков ионного микрополя в плазме путем адаптации выражений (2) и (3) для электрического поля. При таком переходе следует заменить массы частиц M под знаком усреднения на заряды ионов Z , гравитационную постоянную G на электрическую постоянную (1 в гауссовой системе единиц). Также $\mathbf{v}$ в данном случае является скоростью возмущающей частицы, а $\mathbf{u}$ скоростью излучающей частицы. В результате усредненную частоту скачков амплитуды ν электрического микрополя можно выразить следующим образом:

$$\begin{aligned} \nu &= \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{1}{T_{|F|,|\mathbf{v}|}} H(\beta) W(\nu) d\beta d\nu = \\ &= \int_0^\infty \int_0^\infty H(\beta) W(\nu) \nu_{\beta,|\mathbf{v}|} d\beta d\nu, \end{aligned} \quad (4)$$

где $W(v)$ – функция распределения Максвелла,
 $\beta = \frac{F}{F_S}$ – напряженность поля в единицах Хольц-
 марковской напряженности [16]

$$F_S = 2\pi \left(\frac{4}{15}\right)^{2/3} N_i^{2/3} \langle Z^{3/2} \rangle^{2/3} e, \quad (5)$$

N_i – концентрация ионов,

$$\begin{aligned} v_{\beta,|v|} &= \frac{1}{T_{\beta,|v|}} = v_{\beta,0} \left[1 + \frac{\langle Z^{1/2} \rangle |v|^2}{\langle Z^{1/2} |u|^2 \rangle} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{5}{12\pi} \frac{\langle Z \rangle^2 |v|^2}{\langle Z^{3/2} \rangle \langle Z^{1/2} |u|^2 \rangle \beta^{1/2} K(\beta)} \right]^{1/2}, \\ v_{\beta,0} &= \frac{1}{\sqrt{3}} v_0 \left[2\pi \left(\frac{15}{4}\right)^{1/3} \frac{\langle Z^{1/2} |u|^2 \rangle \beta^{3/2} H(\beta)}{\langle Z^{3/2} \rangle^{1/3} v_T^2 K(\beta)} \right]^{1/2}, \quad (6) \\ v_0 &= N_i^{1/3} v_T, \quad v_T^2 = \frac{2T}{M_i}, \\ \langle Z^k \rangle &= \sum_p C_p Z_p^k \langle Z^k |u|^n \rangle = \\ &= \int d^3u \sum_p C_p(u) Z_p^k(u) |u|^n W(u), \end{aligned}$$

C_p – концентрация ионов сорта p , T – температура, M_i – приведенная масса иона.

При выводе формулы (2) авторы работы [14] не уточняли вид статистического распределения $H(\beta)$, что позволяет использовать в качестве $H(\beta)$ любое квазистатическое распределение. В настоящей работе, для того чтобы учесть взаимодействие ионов, используется модель Хупера для $H(\beta)$ [17, 18]. Условия дебаевской экранировки для теории Хупера выполняются для рассматриваемых в настоящей работе плазменных параметров. Распределение микрополя вычисляется по следующим формулам:

$$H(\beta) = \zeta \frac{2\beta}{\pi} \int_0^\infty T(L) \sin(\zeta \beta L) L dL, \quad (7)$$

$$\text{где } \zeta = \left(\frac{\langle Z^{3/2} \rangle}{\langle Z \rangle} \right)^{2/3},$$

$$\begin{aligned} T(L) &= \exp \left[\sum_p I_p(L) \right], \\ I_p(L) &= \frac{3C_p}{\langle Z \rangle} \int_0^\infty dx x^2 \exp(-Z_p w(x)) \times \\ &\quad \times \left[\frac{\sin(Z_p L G_H(x))}{Z_p L G_H(x)} - 1 \right], \\ w(x) &= \frac{(z-1)a^2}{3x} \exp(-ax), \\ G_H(x) &= \frac{\exp(-ax)(1+ax)}{x^2}, \\ a &= \frac{r_0}{r_D}, \quad r_0 = \left(\frac{3}{4\pi N_i} \right)^{1/3}. \end{aligned} \quad (8)$$

Для расчета квазистатических профилей используется модель LINE DM [19], основанная на формализме матрицы плотности. В рамках указанной модели производится решение уравнения Лиувилля [20]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \nabla \right) \rho &= \\ &= -\frac{i}{\hbar} \left[(\hat{V}_F + \hat{V}_\mu) \rho - \rho (\hat{V}_F^+ + \hat{V}_\mu^+) \right] + \hat{R} \rho + \hat{Q}, \end{aligned} \quad (9)$$

где ρ – матрица плотности, $\hat{V}_F$ – оператор, описывающий взаимодействие в ионном микрополе, $\hat{V}_\mu$ – оператор, описывающий взаимодействие с модой μ поля спонтанного излучения, $\hat{R}$ – релаксационный оператор, $\hat{Q}$ – диагональный оператор, определяющий потоки извне. В ходе решения уравнения выполняется вычисление элементов операторов радиационной и столкновительной релаксации и последующее вычисление формы спектральной линии $S_{n_1 n_2}(\omega)$ с учетом квазистатического ионного, ударного электронного и доплеровского механизмов уширения:

$$\begin{aligned} S_{n_1 n_2}(\omega) &= \frac{Q_{n_1 n_2}(\omega)}{Q_{n_1 n_2}^\infty}, \\ Q_{n_1 n_2}(\omega) &= \frac{dP_{n_1 n_2}}{d\omega}, \quad Q_{n_1 n_2}^\infty(\omega) = \int_0^\infty Q_{n_1 n_2}(\omega) d\omega, \quad (10) \\ P_{n_1 n_2} &= -2\hbar \omega \operatorname{Re} \left\langle i \sum_{\substack{\alpha \in \{\alpha\} \\ \beta \in \{\beta\}}} (V_\mu)_{\alpha\beta}^* \rho_{\alpha\beta} \right\rangle_{v, F, n}, \end{aligned}$$

где n – направление поляризации, n_1 и n_2 – главные квантовые числа перехода $n_1 \rightarrow n_2$, $\{\alpha\}$ и $\{\beta\}$ – верхний и нижний наборы состояний соответственно. Для энергетического спектра ионов и дипольных матричных элементов переходов используются значения, полученные с помощью па-

кета программ GRASP² [21], позволяющего рассчитывать уровни энергии атомов и ионов, а также характеристики радиационных переходов (в том числе, приведенные матричные элементы переходов) между подуровнями. Для учета эффектов ИД над квазистатическим ионным профилем нужно выполнить процедуру FFM в соответствии с формулами (1) и (4). Для того, чтобы выделить квазистатический ионный профиль $I_{i0}(\omega)$ из результирующего $I_0(\omega)$ по модели LINE DM, необходимо представить получившуюся интенсивность как свертку эффективного ионного и фойгтовского профилей:

$$I_0(\omega) = \int I_{i0}(\omega - \omega') V(\omega') d\omega', \quad (11)$$

где $I_0(\omega)$ – профиль, рассчитанный по модели LINE DM, $V(\omega)$ – профиль Фойгта, соответствующий расчету в отсутствие ионного микрополя. Решалось полученное интегральное уравнение методом преобразования Фурье:

$$\begin{aligned} \Phi_0(\tau) &= \int I_0(\omega) \exp(i\omega\tau) d\omega, \\ \Phi_0(\tau) &= \Phi_V(\tau) \Phi_{i0}(\tau), \end{aligned} \quad (12)$$

$$I_{i0}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\Phi_0(\tau)}{\Phi_V(\tau)} \exp(-i\omega\tau) d\tau, \quad (13)$$

где $\Phi_0(\tau)$, $\Phi_V(\tau)$ и $\Phi_{i0}(\tau)$ – Фурье-образы профилей (автокорреляционные функции) $I_0(\omega)$, $V(\omega)$ и $I_{i0}(\omega)$ соответственно. Полный профиль линии с учетом всех механизмов уширения, в том числе и эффектов ИД, рассчитывается как результат свертки результирующего ионного и фойгтовского профилей:

$$I(\omega) = \int I_i(\omega - \omega') V(\omega') d\omega'. \quad (14)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 представлено сравнение профилей линии He- β для иона аргона (примесь 0.1% в дейтериевой плазме), рассчитанных по методикам LINE DM (+FFM с уточненной частотой скачков микрополя), PPP (+FFM) [22, 11] и SimU [23]. Данные для последних двух расчетов взяты из работы [8]. В рамках модели PPP реализован расчет автокорреляционной функции по общим формулам теории уширения. В компьютерной симуляции SimU используется метод МД. Методы МД в теории уширения спектральных линий считаются наиболее точными, и остальные методики приняты сравнивать именно с ними. В работе [8] делается вывод, что есть существенная неопределенность в выборе величины скорости изменения ионного микрополя. Также на рис. 1 представлены профили

интенсивности, рассчитанные по методике LINE DM, в которых в одном случае эффекты ИД учтены в рамках стандартной процедуры FFM, а в другом ионы рассматриваются в квазистатическом приближении. Как и ожидалось, форма провала чувствительна к эффектам ИД. Видно, что провал в центре линии He- β , рассчитанной по методике LINE DM без учета описываемой в настоящей работе модификации FFM, существенно больше, чем в остальных случаях. В квазистатическом случае провал существенно больше, чем в других случаях. При использовании FFM он несколько уменьшается, но все еще достаточно большой. При учете модели расчета частоты скачков, описываемой в настоящей работе (FFM*), форма провала становится ближе к формам провала, полученных с помощью PPP и LINE DM. В работе [8] представлены результаты расчетов профилей водородной линии Ly- β , полученных с помощью различных методик, основанных на методе МД. Отличие в глубине провала составляет около 10%. Это примерно соответствует неопределенности между результатами, полученными с помощью PPP+FFM, LINE DM+FFM* и SimU (рис. 1). В то же время эффекты ИД очень слабо влияют на ширину линий МЗИ при высоких плотностях и температурах. Это естественным образом вытекает из того факта, что вблизи центра спектральных линий в центре $\nu_0 \gg w_s$, где w_s – характерный штарковский сдвиг. За пределами провала штарковский сдвиг у соответствующих линий МЗИ при данных параметрах имеет большое значение, и выполняется обратное неравенство. Исходя из сравнения с результатами, полученными с помощью МД, можно сделать вывод, что уточненное значение частоты скачков ведет к более точным результатам.

При диагностике плазмы по профилям спектральных линий, как правило, пытаются восстановить концентрацию и температуру по ширине спектральной линии. Однако, может произойти такое, что двум разным парам значениям температуры и плотности (T, N) может соответствовать одно и то же значение полной ширины полувысоте. Так, на рис. 2 изображены линии Ag в дейтериевой плазме при параметрах $N_e = 5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $T = 1 \text{ кэВ}$ и $N_e = 8 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$, $T = 0.1 \text{ кэВ}$. Ширины обеих линий достаточно близки (21.21 и 21.27 эВ соответственно). Для более точной диагностики плазмы существует необходимость ввода дополнительного параметра линий. Для спектральных линий с четным Δn , где n – главное квантовое число, можно также измерять площадь провала в центре линии. Надо учесть, что площадь

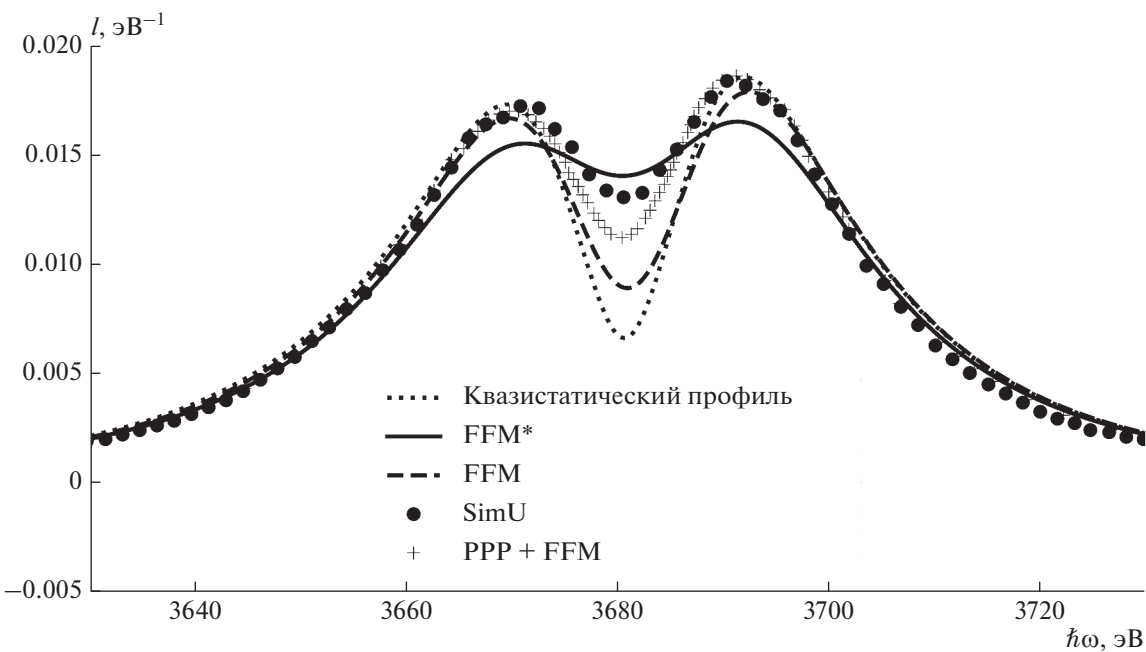


Рис. 1. Нормированный профиль интенсивности линии He-β иона Ag XXVII (примесь 0.1% в дейтериевой плазме). $T_e = 1$ кэВ, $N_e = 2 \cdot 10^{24}$ см⁻³.

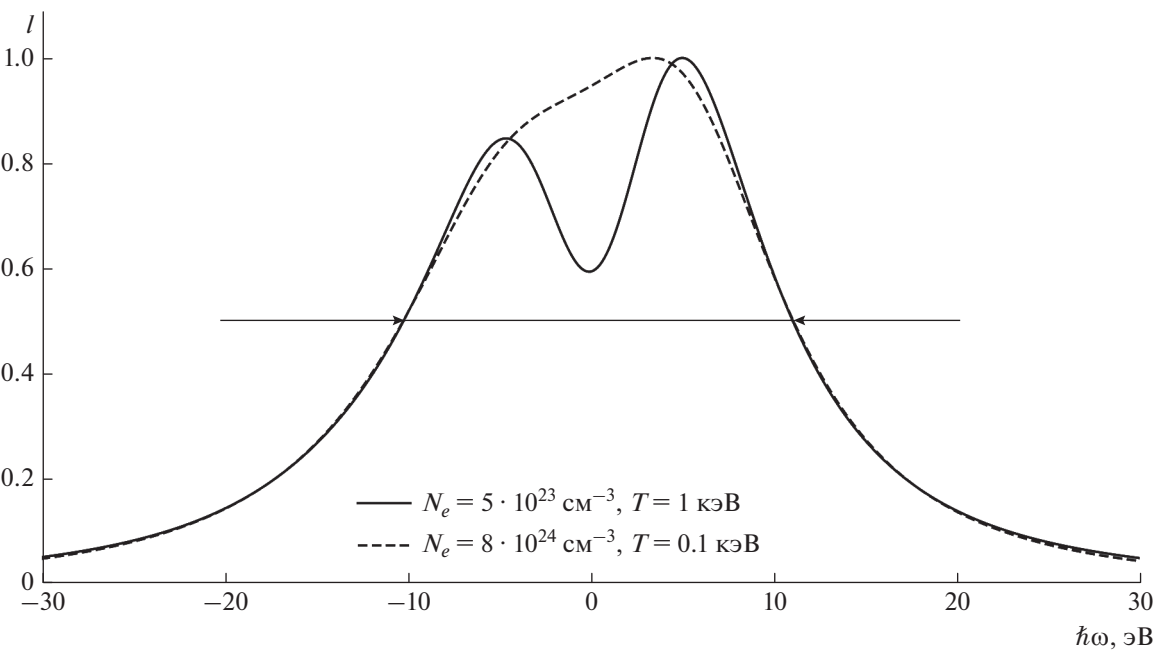


Рис. 2. Нормированные профили интенсивности линии He-β иона Ag XXVII (примесь 0.1% в дейтериевой плазме) при различных параметрах.

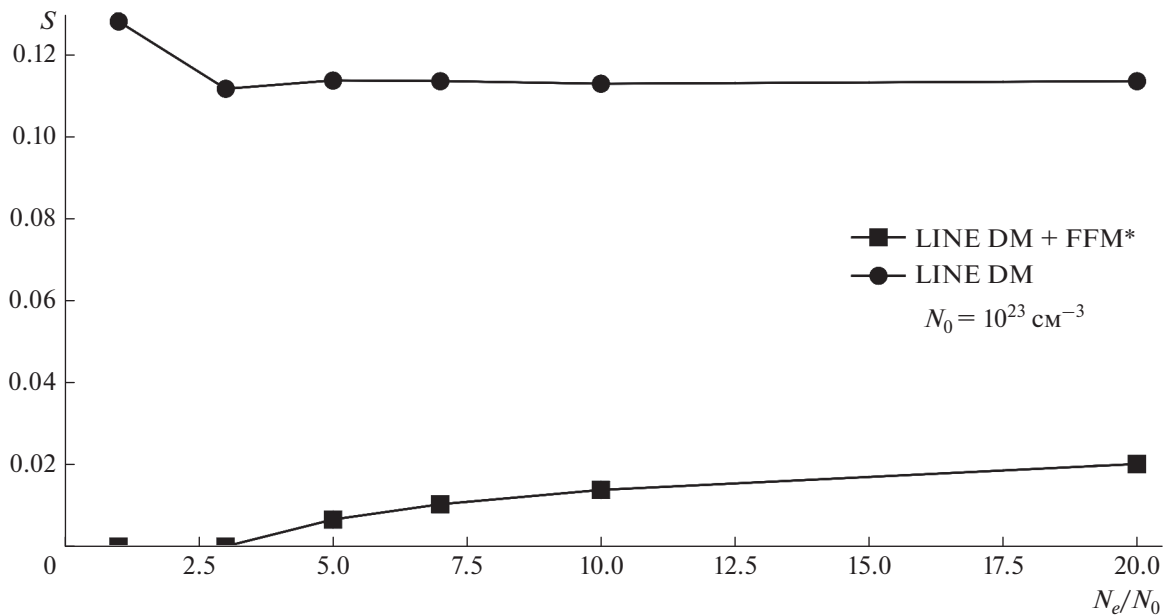


Рис. 3. Зависимость площади провала от плотности электронов в плазме для квазистатического профиля и профиля с учетом эффектов ИД для спектральной линии He- β иона Ag.

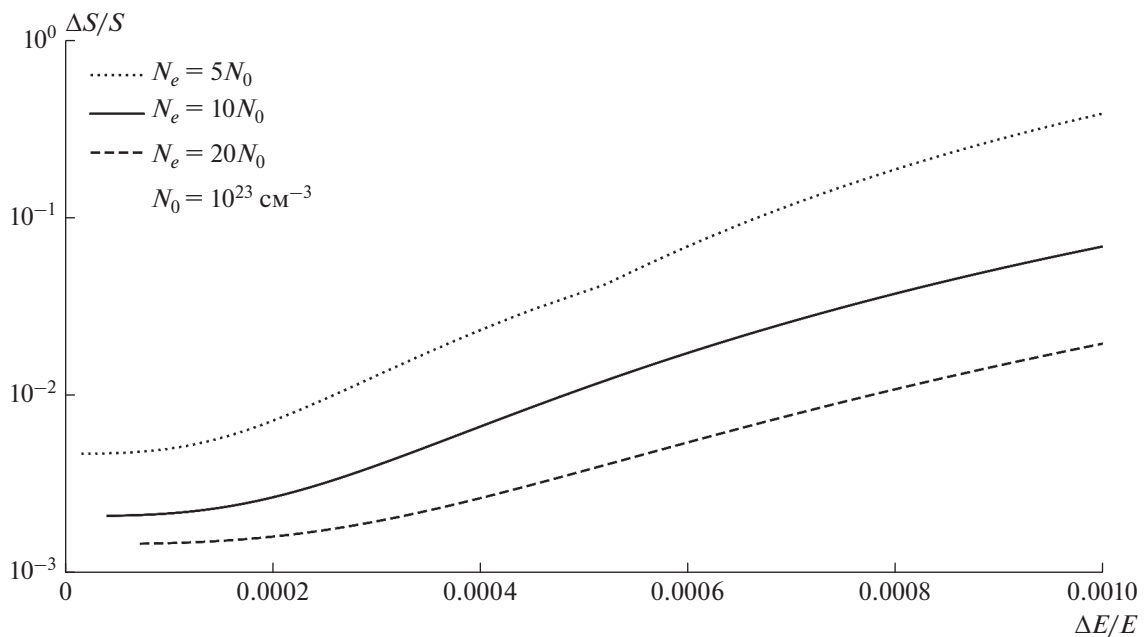


Рис. 4. Зависимость оценочной погрешности площади провала в центре спектральной линии He- β от разрешающей способности спектрометра.

провала сильно зависит от эффектов ионной динамики, а поэтому методика, предложенная в настоящей работе, как раз может быть использована для диагностики плазмы по двум параметрам — по ширине линии и площади провала в центре.

На рис. 3 представлено сравнение зависимостей площади провала от концентрации электронов с учетом эффектов ИД и без их учета. Температура в обоих случаях равна 1 кэВ. На форму провала сильно влияет штарковское уширение,

так как при увеличении концентрации растёт расстояние между двумя пиками интенсивности. Таким образом, при формировании формы провала в профилях спектральных линий есть два конкурирующих процесса: увеличение ширины провала из-за штарковского сдвига и замывание провала из-за эффектов ИД. Как можно видеть из рис. 3, применение модифицированной процедуры FFM изменяет характер зависимости площади провала от плотности, провал при низких плотностях замывается значительно сильнее.

Оценена точность диагностики параметров плазмы по площади провала. На рис. 4 приведена оценка погрешности площади провала в зависимости от разрешающей способности $\Delta E/E$ спектрометра для разных плотностей. Погрешность измерения при $\Delta E/E \leq 4 \cdot 10^{-4}$ не превышает 5%, в то время как современные спектрометры позволяют проводить измерения с разрешающей способностью $\Delta E/E = 10^{-4}$ [4, 24].

Предложенный метод открывает возможность более детально измерять плотность плазмы спектроскопическими методами. Так как площадь провала сильно зависит от концентрации плазмы, то указанная методика может быть использована для интерпретации опытов по перемешиванию веществ при высокой температуре. В случае достаточно высокого пространственного разрешения спектрометра существует возможность определения местоположения светящейся примеси по ее сигналу. Если примесь оказалась в другом веществе, то можно судить о том, что режим перемешивания гомогенный. В этом случае возможно оценить концентрацию тяжелых примесей в менее плотном веществе. Спектрометры со сферическими кристаллами [25] имеют большое пространственное разрешение и могут быть использованы в подобных задачах.

Характерные особенности описания эффектов ИД в данной работе описаны на примере линии He- β иона Ag. Тем не менее, для всех линий МЗИ с провалом получается похожая картина [4, 8]: эффекты ИД слабо влияют на ширину линии, но сильно меняют форму провала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе исследовалось влияние эффектов ионной динамики на форму спектров многозарядных ионов в плотной горячей плазме. Получено аналитическое выражение для частоты скачков амплитуды ионного микрополя, позволяющее учитывать влияние взаимодействия ионов на

динамическое штарковское уширение. Разработана методика, позволяющий проводить моделирование спектров МЗИ с учетом эффектов ИД. Используя разработанную модель, проведены расчеты профилей спектральной линии He- β для примеси Ag в дейтериевой плазме при температуре 1 кэВ и для нескольких значений плотностей. Показано, что учет зависимости частоты скачков плазменного микрополя от величины электрического поля существенным образом влияет на форму провала в центре соответствующей линии. Проведено сравнение полученных профилей интенсивности с результатами МД, и достигнуто хорошее согласие с ними. Показано, что учет зависимости частоты скачков ионного микрополя от величины этого микрополя позволяет лучше описать форму провала у соответствующих линий МЗИ. Предложен метод диагностики параметров плазмы по площади провала в центре спектральных линий. Показано, что, используя современное оборудование, данный подход может быть использован в реальных физических экспериментах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Gavrilenko V.P. // Instrum. Exp. Tech. 2006. V. 49. P. 149.
2. Garland N.A. et al. // Phys. Plasmas. 2022. V. 29 (1). P. 012504.
3. Andreev A.V. et al. // Quantum Electron. 2001. V. 31 (11). P. 941.
4. Kraus B.F. et al. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127 (20). P. 205001.
5. Keane C.J. et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 1995. V. 54 (1–2). P. 207.
6. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. 1978. Москва: Мир.
7. Коган В.И. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. 1958. Москва: АН СССР.
8. Ferri S. et al. // Atoms. 2014. V. 2 (3). P. 299.
9. Lisitsa V.S., Sholin G.V. // J. Exp. Theor. Phys. 1972. V. 34 (3). P. 484.
10. Brissaud A., Frisch U. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 1971. V. 11 (12). P. 1767.
11. Talin B. et al. // Phys. Rev. A. 1995. V. 51 (3). P. 1918.
12. Astapenko V.A., Letunov A.Yu., Lisitsa V.S. // Universe. 2021. V. 7. P. 176.
13. Stambulchik E., Demura A.V. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. 2016. V. 49 (3). P. 035701.
14. Chandrasekhar S. // Rev. Mod. Phys. 1943. V. 15 (1). P. 1.
15. Bureeva L.A. et al. // JETP Lett. 2010. V. 90. P. 647.
16. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. 1963. Москва: Физматгиз.
17. Hooper C.F. // Phys. Rev. 1968. V. 165 (1). P. 215.
18. Akhmedov E.Kh. et al. // J. Exp. Theor. Phys. 1985. V. 89. P. 470.
19. Loboda P.A. et al. // Laser Part. Beams. 2000. V. 18 (2). P. 275.

20. Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. 1979. Новосибирск: Наука.
21. Parpia F.A. et al. // Comput. Phys. Commun. 1996. V. 94 (2-3). P. 249.
22. Calisti A. et al. // Phys. Rev. A. 1990. V. 42 (9). P. 5433.
23. Stambulchik E., Maron Y. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2006. V. 99. P. 730.
24. Renner O. et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2003. V. 81 (1-4). P. 385.
25. Boiko V.A. et al. // J. Sov. Laser Res. 1985. V. 6 (2). P. 85.

On Considering the Effects of Ion Dynamics in Modeling the Spectra of Multicharged Ions

A. Yu. Letunov^{1, 2, *}, V. S. Lisitsa^{1, 3}, P. A. Loboda^{1, 2}, and A. A. Novikov^{1, 2}

¹National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

²Russian Federal Nuclear Centre – Zababakhin All-Russia Research Institute of Technical Physics,
Snezhinsk, Chelyabinsk oblast, 456770 Russia

³National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

*e-mail: Letunovayu@vniitf.ru

Received May 11, 2023; revised August 4, 2023; accepted August 14, 2023

Abstract—The effect of the thermal motion of ions on the spectra of multicharged ions in dense plasma is investigated. An analytical expression is obtained for the frequency of jumps in the amplitude of the ion micro-pole. A modification of the Frequency Fluctuation Model technique is proposed, which allows taking into account the dependence of the frequency of jumps of the ion microfield on the energy shift. A new approach to the diagnosis of plasma density by the area of the dip in the center of spectral lines is presented. Calculations of the spectra of argon impurity in deuterium plasma are given.

Keywords: dense plasma, multicharged ion spectra, plasma diagnostics