



ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 220 за 2018 г.



ISSN 2071-2898 (Print)  
ISSN 2071-2901 (Online)

Белов А.А., [Калиткин Н.Н.](#),  
[Козлитин И.А.](#)

Неоднородность  
плазменного микрополя

**Рекомендуемая форма библиографической ссылки:** Белов А.А., Калиткин Н.Н., Козлитин И.А. Неоднородность плазменного микрополя // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2018. № 220. 16 с. doi:[10.20948/prepr-2018-220](https://doi.org/10.20948/prepr-2018-220)  
URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2018-220>

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ  
ИМ. М.В. КЕЛДЫША

А. А. Белов, Н. Н. Калиткин, И. А. Козлитин

НЕОДНОРОДНОСТЬ ПЛАЗМЕННОГО  
МИКРОПОЛЯ

Москва, 2018

А. А. Белов, Н. Н. Калиткин, И. А. Козлитин. Неоднородность плазменного микрополя

Оптические свойства плазмы определяются наличием в ней флуктуирующего микроскопического электрического поля. В работе на основе первых принципов построена простая модель плазменного микрополя, впервые учитывающая его неоднородность. Эта модель разумно объясняет заселенности возбужденных электронных уровней и наблюдаемые числа оптических линий. Она лучше других известных моделей передает ширины оптических линий и размытие порогов фотоэффекта.

*Ключевые слова:* плазма, ширины линий, пороги фотоэффекта, эффект Штарка

A. A. Belov, N. N. Kalitkin, I. A. Kozlitin. Plasma microfield heterogeneity

Optical properties of plasma are determined by presence of fluctuating microscopic electric field. In the present work, we construct a simple ab initio model of plasma microfield accounting for its heterogeneity for the first time. This model describes reasonably populations of excited states and observed number of spectral lines. Also, it reproduces spectral line widths and photoelectric effect threshold smearing better than other known models.

*Keywords:* plasma, line widths, photoelectric effect thresholds, the Stark effect

Работа поддержана грантом РФФ №16-11-10001

# 1 Введение

Плазма состоит из заряженных частиц разных сортов:  $k$ -кратных ионных остовов с концентрациями  $x_k$  ( $k = 0$  соответствует нейтральным частицам) и электронов с концентрациями  $x_e$ . Поскольку это средние, а не локальные величины, то для них отсутствуют флуктуации. Поэтому в силу электронейтральности плазмы для них выполняются законы сохранения числа частиц и заряда

$$\sum_k x_k = 1, \quad \sum_k kx_k = x_e. \quad (1)$$

Эти частицы находятся в хаотическом тепловом движении. Поэтому электрическое поле, создаваемое ими в некоторой точке пространства, будет флуктуировать во времени. Таким образом, различные ионные остовы находятся в неодинаковых мгновенных электрических полях.

Наличие такого поля существенно влияет на оптические свойства плазмы. Если ионный остов находится в электрическом поле, то его уровни смещены относительно уровней изолированного от внешних полей иона. Поэтому для каждого отдельного иона будут смещены пороги фотоэффекта с разных уровней и положения спектральных линий, соответствующих переходам между уровнями одного и того же атома. Поскольку электрическое поле флуктурует, то для совокупности всех ионов это приводит к размытию порогов фотоэффекта и уширению спектральных линий.

Отсюда видно, что для правильного описания оптических свойств плазмы необходимо знать статистические свойства микрополя. Серьезное изучение началось с работы Хольцмарка [1]. В этой работе из приближенных соображений была построена функция распределения электрического поля  $P(E)$  в данной точке пространства. Она выражается через несобственный интеграл, и ее вид приведен на рис. 1, где для напряженности  $E$  выбран характерный масштаб  $Z/R^2$ ; здесь  $Z$  – усредненный заряд всех сортов частиц,  $R$  – радиус сферизованной атомной ячейки. Это позволило разумно оценить штарковское уширение оптических линий [2], [3].

Однако никто не обращал внимания на один принципиальный недостаток этой модели. Распределение Хольцмарка имело медленно убывающий «хвост»  $P(E) \sim E^{-5/2}$  при  $E \rightarrow \infty$ . Это приводило к тому, что плотность энергии электрического поля

$$\frac{1}{8\pi} \int_0^\infty E^2 P(E) dE \quad (2)$$

оказывалась бесконечной. Это показывает, что распределением Хольцмарка можно пользоваться только в районе максимума, но не в районе «хвоста». Тем самым, оно позволяет разумно описывать полуширину спектральной линии, но не ее крылья.

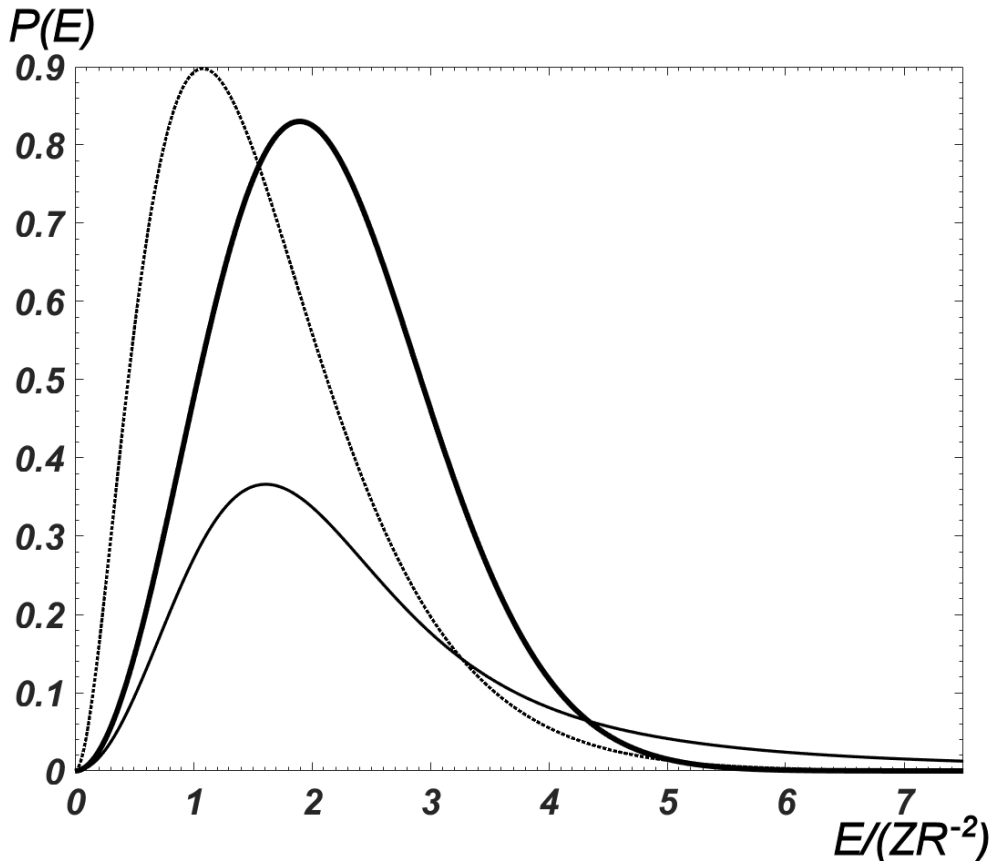


Рис. 1: Функции распределения микрополя; тонкая линия – по Хольцмарку, пунктир – модель SHO, жирная линия – модель QUIP.

Распределение Хольцмарка выводилось в предположении идеальности плазмы. Это справедливо для разреженной плазмы лабораторных разрядов или звездных атмосфер. С 1960-х годов началось интенсивное изучение плазмы высокой плотности, возникающей при лазерном испарении вещества. В 1980-е годы группа Иглесиаса (Лос-Аламос) построила модели  $P(E)$ , ориентированные на плазму высоких плотностей [4], [5]. В них модельно учитывалось взаимодействие заряженных частиц. При высоких плотностях распределения сильно отличались от хольцмарковского. Однако в них сохранялся тот же принципиальный недостаток – медленно убывающие «хвосты».

Для сверхвысоких плотностей в Лос-Аламосе еще ранее была разработана модель SHO (Simple Harmonic Oscillators) [6]. В ней «хвосты» распределения были быстро затухающими (см. рис. 1), так что плотность энергии оказывалась конечной. Однако модель содержала странную зависимость распределения от температуры: при  $T \rightarrow 0$  максимум распределения неограниченно сдвигался в сторону больших  $E$ . Это нефизично, и модель не внушает доверия.

В 1990-е годы Голосной выполнил цикл работ по усовершенствованию моделей Иглесиаса [7] – [9]. Использовались достаточно сложные модели,

а результаты были промежуточными между распределением Хольцмарка и ШНО. Поэтому данное направление нельзя считать удачным.

Таким образом, для полноценного описания микрополя потребовались новые подходы, начатые в [10] – [12] в предположении пространственной однородности микрополя. Ниже изложено, как следует обобщить эти подходы на случай неоднородного микрополя.

## 2 Пространственная неоднородность

### 2.1 Модель QUIP (Quasi-independent particles)

Кулоновские силы являются дальнедействующими. Если формально разделить окружение частицы на сферические слои одинаковой толщины, то влияние каждого слоя на данную частицу оказывается одинаковым. Поэтому для систем с кулоновским взаимодействием нельзя построить строгие методы расчета и возможны лишь модели.

При достаточно высоких температурах кинетическая энергия заряженных частиц будет существенно превосходить потенциальную энергию взаимодействия. В этом случае разумной представляется модель квазинезависимых частиц QUIP. В ней предполагается, что корреляциями мгновенного расположения всех частиц можно пренебречь. Рассмотрим расчет плазменного микрополя в этой модели.

### 2.2 Моменты микрополя

Точку, в которой ищем поле, выберем за начало координат. Будем рассматривать не сорта частиц с одинаковыми зарядами и некоторыми средними концентрациями, а индивидуальные частицы с зарядами  $Z_j$  и мгновенными положениями  $\vec{r}_j$ . Этими частицами являются ионы ( $Z_j \geq 1$ ) и электроны ( $Z_j = -1$ ). Плазма электронейтральна, так что

$$\sum Z_j = 0. \quad (3)$$

Нам нужны характеристики поля в точке  $\vec{r}$  вблизи начала координат. Каждый заряд создает в этой точке потенциал  $\Phi_j = Z_j/|\vec{r}_j - \vec{r}|$ . Поэтому полный потенциал равен

$$\Phi(\vec{r}) = \sum Z_j/|\vec{r}_j - \vec{r}|. \quad (4)$$

Разложим этот потенциал по  $\vec{r}$ , ограничиваясь квадратичными членами

$$\Phi(\vec{r}) \approx \Phi(0) + (\vec{E}, \vec{r}) + \frac{1}{2}(\vec{r}, U\vec{r}). \quad (5)$$

Здесь скаляр, вектор электрического поля  $\vec{E}$  и тензор  $U$  имеют следующий вид:

$$\Phi(0) = \sum Z_j/r_j, \quad \vec{E} = \sum Z_j/r_j^3 \{x_j, y_j, z_j\}, \quad U = \sum Z_j/r_j^5 u, \quad (6)$$

$$r_j = \sqrt{x_j^2 + y_j^2 + z_j^2};$$

$$u = \begin{pmatrix} 3x_j^2 - r_j^2 & 3x_j y_j & 3x_j z_j \\ 3x_j y_j & 3y_j^2 - r_j^2 & 3y_j z_j \\ 3x_j z_j & 3y_j z_j & 3z_j^2 - r_j^2 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Во всех предшествующих работах рассматривалась только напряженность  $\vec{E}$ , а наличие не только третьего, но и первого слагаемых в (5) не учитывалось.

### 2.3 Распределения моментов

Обозначим через  $V$  средний объем, приходящийся на один ион. Тогда радиус  $R$  сферы объема  $V$  есть половина среднего расстояния между ионами. Введем среднее значение заряда  $Z$ , учитывающее наличие ионов и электронов. Это усреднение либо по Хольцмарку

$$Z_H = \left( \sum |Z_j|^{3/2} x_j \right)^{2/3}, \quad (8)$$

либо по Дебаю

$$Z_D = \left( \sum |Z_j|^2 x_j \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Обе суммы берутся по ионам и электронам. Если плазма не содержит нейтральных частиц, то отношение  $Z_H/Z_D \approx 1 + (6Z)^{-1}$ , то есть оба определения заряда дают количественно близкие значения. Однако при низких температурах для слабо ионизованных газов  $x_e \approx 1 - x_0 \ll 1$ , и отношение зарядов  $Z_D/Z_H \sim x_e^{1/6} < 1$ , так что эти заряды могут отличаться во много раз. Последнее существенно для оптических свойств слабо ионизованных газов.

Согласно модели QUIP, положения частиц принимаются независимыми. Тогда для нахождения функции распределения величин (6)–(7) можно использовать закон больших чисел. Это приводит к следующим закономерностям. Скалярный потенциал  $\Phi(0)$  имеет гауссову функцию распределения

$$P^\Phi(\Phi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Phi_0} \exp\left(-\frac{\Phi^2}{\Phi_0^2}\right). \quad (10)$$

Каждая из компонент вектора напряженности также имеет гауссово распределение, а длина этого вектора имеет максвелловское распределение

$$P_i^E(E_i) = \frac{1}{\sqrt{\pi}E_0} \exp\left(-\frac{E_i^2}{E_0^2}\right), \quad P^E(E) = \frac{4E^2}{\sqrt{\pi}E_0^3} \exp\left(-\frac{E^2}{E_0^2}\right). \quad (11)$$

При этом компоненты  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$  не коррелированы ни между собой, ни со скалярами  $\Phi$  или  $E$ . Компоненты квадрупольного тензора также распределены по Гауссу и не коррелированы с величинами (10), (11)

$$P_{ik}^T(U_{ik}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}U_0} \exp\left(-\frac{U_{ik}^2}{U_0^2}\right). \quad (12)$$

Масштабные константы определяются из следующих соображений. Электрическое поле имеет плотность энергии (2). Умножая плотность на объем, получаем энергию в средней атомной ячейке. Квазинезависимость частиц означает среднюю равномерность их распределения в пространстве. В этом случае энергия кулоновского взаимодействия на одну ячейку равна  $-0.9Z^2/R$ . Значение 0.9 близко к постоянной Маделунга 0.896... для кристаллической решетки. Это показывает, что таким приближением можно пользоваться не только для горячей плазмы, но и при довольно низких температурах  $T \sim 1$  эВ для жидкой плазмы сверхвысоких плотностей. Прямое взаимодействие частиц можно трактовать как взаимодействие одной частицы с полем, созданным полем другой частицы, но с обратным знаком. Это дает

$$E_0 = \sqrt{18/5}Z/R^2. \quad (13)$$

Максимум распределения напряженности достигается при  $E = E_0 \approx 1.90Z/R^2$ . Распределение  $P(E)$  из (11) приведено на рис. 1. Видно, что оно достаточно близко к распределению Хольцмарка, где максимум достигается при  $E \approx 1.65Z/R^2$ . Однако максвелловское распределение круто спадает при увеличении  $E$ . У него отсутствует видимый «хвост». Этим оно качественно отличается от распределения Хольцмарка, Иглесиаса и Голосного.

Поскольку напряженность есть градиент потенциала, а квадрупольный тензор есть производная напряженности, то разумно предположить

$$\Phi_0 = \sqrt{18/5}Z/R, \quad U_0 = 6\sqrt{2/5}Z/R^3. \quad (14)$$

Отсюда видно, что разложение (5) есть ряд по степеням  $R^{-1}$ .

Оценим характерную величину  $R$  для нескольких типичных ситуаций. (а) Открытый разряд в трубках при давлении 1 атм. и температуре  $T = 8-10$  кК, который часто употребляется в различных спектрометрических измерениях. (б) Разряд в запаянном капилляре, когда плотность холодного газа соответствует 1 атм., а температура при нагреве составляет 10-20 кК; такой разряд используют для исследования уширения линий в плотной плазме. (в) Горячая плазма с плотностью  $\rho \sim 1$  г/см<sup>3</sup>, близкой к плотности твердого тела. Такие условия часто возникают в экспериментах по лазерному испарению веществ [13]. (г) Сверхплотная плазма с  $\rho \sim 100$  г/см<sup>3</sup>,



что соответствует сжатию конденсированных веществ ударными волнами с давлениями в сотни миллионов атмосфер. Соответствующие значения  $R$  приведены в табл. 1.

Таблица 1: Радиусы атомных ячеек в различных условиях

	(а)	(б)	(в)	(г)
$R$ [a.e.]	120	40	4	1

Видно, что в первых двух случаях сходимость ряда (5) хорошая, и опущенными членами разложения можно пренебречь. Даже в третьем случае можно разумно ограничиться квадрупольным членом. Лишь в четвертом случае вкладом следующих членов пренебрегать нельзя.

## 2.4 Обобщения

Предыдущие выражения были построены на основе первых принципов. Отметим возможности некоторого обобщения также на основе первых принципов. Из соображений размерности множители  $\Phi_0$ ,  $E_0$ ,  $U_0$  должны быть  $\sim Z/R^{1,2,3}$  соответственно. Лишь численные множители мы определяли на основе дополнительных соображений.

Однако состояние плазмы характеризуется тремя величинами  $Z$ ,  $R$ ,  $T$ . Из них можно составить безразмерный параметр  $\Gamma = Z^2/(RT)$ . Поэтому каждый размерный множитель можно умножить на функцию безразмерного аргумента  $f_{1,2,3}(\Gamma)$ . Разумеется, эти три функции должны быть согласованы между собой. Приведенные выше константы  $\Phi_0$ ,  $E_0$ ,  $U_0$  являются значениями этих функций при  $\Gamma = 0$ .

Вид  $f(\Gamma)$  нужно выбирать на основе дополнительных соображений. Разумным представляется учесть вырождение электронов при  $R \rightarrow 0$ ,  $T \rightarrow 0$ , то есть  $\Gamma \rightarrow \infty$ . При этом электроны перестают участвовать в хаотическом тепловом движении, но движение ионов остается хаотичным вплоть до исчезающе малых температур. Поэтому в предельном случае в выражениях зарядов (8) и (9) суммирование нужно проводить только по ионам. Это приведет к некоторому уменьшению величин эффективных зарядов. Формально это можно учесть, выбирая такие  $f(\Gamma)$ , чтобы  $f(\infty) = \text{const}$ .

## 3 Оптические свойства плазмы

Оптические свойства плазмы определяются взаимодействием света со свободными и связанными электронами. Взаимодействие со свободными электронами образует непрерывную часть спектра поглощения, то есть плавно

распределенный по частотам фон. Взаимодействие со связанными электронами обусловлено двумя эффектами. Первый – поглощение в линиях, когда электрон переходит с одного уровня атома на другой уровень того же атома. В спектре это проявляется как узкая линия. Интенсивность линии пропорциональна заселенности уровня, с которого происходит переход. Второй – фотоэффект, когда электрон переходит со связанного состояния в непрерывный спектр. При этом в спектре появляется резкий всплеск по частоте, равной энергии связанного состояния, и плавное спадание в сторону больших частот. Здесь интенсивность также пропорциональна заселенности состояния.

Учет микрополя существенно корректирует описанную картину. Во-первых, даже в разреженной плазме микрополя существенно уменьшают заселенность высоких уровней. При увеличении плотности плазмы этот эффект распространяется и на низкие состояния. Во-вторых, положение уровня при наличии поля смещается, а флуктуация поля приводит к переменному смещению. В результате пороги фотоэффекта становятся не резкими, а размытыми, а ширины спектральных линий увеличиваются.

### 3.1 Уменьшение заселенностей

Существенным фактором является флуктуация потенциала  $\Phi(0)$ , смещающая вверх или вниз всю систему энергетических уровней атома. Несмещенная глубина возбужденного уровня  $\varepsilon$  есть  $\varepsilon - \varphi_{Z+1}$ , где  $\varphi_{Z+1}$  – потенциал следующей  $(Z + 1)$ -й ионизации. Если  $\varepsilon - \varphi_{Z+1} + \Phi(0) < 0$ , то смещенный уровень имеет отрицательную глубину, то есть остается связанным. Поскольку  $\Phi(0)$  есть случайная величина, то средняя заселенность уровня равна

$$\omega = \int_{-\infty}^{\varphi_{Z+1} - \varepsilon} P^{\Phi}(\Phi) d\Phi = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{erf} \left( \frac{\varphi_{Z+1} - \varepsilon}{\Phi_0} \right), \quad \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt. \quad (15)$$

Видно, что учет только этого члена уменьшает заселенность любого уровня не более чем в 2 раза.

Поэтому нужно учитывать линейный член разложения потенциала. Рассмотрим внешний электрон ионного остова. Он находится в суперпозиции поля остова и микрополя. Для грубой оценки возьмем поле остова кулоновским  $\phi(r) = (Z + 1)/r$ ; здесь стоит заряд внутренний по отношению к последнему электрону. Линейный член микрополя имеет потенциал  $(\vec{E}, \vec{r})$ . Разрез такой потенциальной ямы по направлению микрополя приведен на рис. 2.

Связанными могут оставаться только возбужденные состояния, находящиеся ниже седловой точки разреза. Глубина потенциала в седловой точке

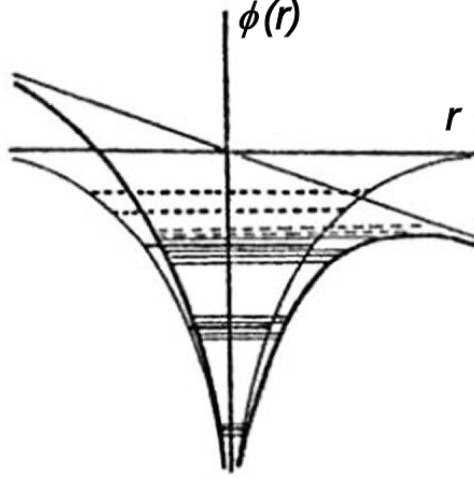


Рис. 2: Потенциальная яма в микрополе.

равна

$$\phi_* = -2\sqrt{(Z+1)E}. \quad (16)$$

Эту величину надо прибавить к константному сдвигу  $\Phi(0)$ . Уровень остается связанным, если  $\varepsilon - \varphi_{Z+1} + \Phi(0) + 2\sqrt{(Z+1)E} < 0$ , то есть при

$$E < E_*, \quad E_* = \frac{(\varphi_{Z+1} - \varepsilon - \Phi(0))^2}{4(Z+1)}. \quad (17)$$

Тогда заселенность уровня с учетом константного и линейного членов поля равна

$$\omega = \int_{-\infty}^{\varphi_{Z+1} - \varepsilon} P^\Phi(\Phi) d\Phi \int_0^{E_*} P^E(E) dE. \quad (18)$$

Это выражение уже существенно сложнее (15).

Напомним, что формула (18) является оценочной, так как для глубоких уровней потенциальную яму нельзя считать кулоновской, а для верхних уровней радиус электронной орбиты велик, и может потребоваться учет неоднородности поля, то есть квадратичного члена. Его можно учесть аналогичным образом, однако это приводит к трудно вычислимым формулам. Заметим, что формулы (18) уже достаточно для оценок, так как она дает правильный порядок величин.

### 3.2 Уширения

**Фотоэффект.** Если на атом не воздействуют поля, то спектр фотопоглощения для уровня  $\varepsilon$  имеет резкий порог. Детальнее рассмотрим влияние микрополя. Скалярный член  $\Phi(0)$  не меняет систему уровней и волновые

функции, а лишь одинаково сдвигает все уровни. Флуктуации  $\Phi(0)$  приводят к размытию положения порога. Характерная величина размытия составляет 2 стандарта  $\Phi(0)$ , то есть

$$\Delta_f \sim 2.7Z/R. \quad (19)$$

Эта величина имеет размерность энергии, так как подразумевается умножение  $Z$  на единичный заряд электрона.

Линейный член разложения (5) в первом приближении не приводит к сдвигу средней величины уровней, так как усреднение вектора  $\vec{r}$  по невозмущенным волновым функциям дает нуль. Поэтому он не вносит вклада в размытие порогов фотоэффекта. Влияние квадратичного члена разложения (5) сказывается лишь при сверхвысоких плотностях. Поэтому для оценки ширины порога фотоэффекта достаточно ограничиться главным членом (19).

**Линии.** Расчет их уширения намного более сложен. Очевидно только, что флуктуации  $\Phi(0)$  к уширению не приводят, так как при этом одинаково сдвигаются все уровни данного атома. Влияние линейного члена (5) рассмотрено в учебниках [14]. Уширение линий в электрическом поле называют эффектом Штарка. Он обусловлен тем, что в одной и той же точке пространства поле сдвигает разные уровни на неодинаковые величины. При этом различают два принципиально разных случая.

Если ион водородоподобен (например,  $\text{Ar}^{+17}$ ), то в отсутствие поля его система уровней вырождена: энергии уровней зависят от главного квантового числа  $n$ , но не зависят от орбитального квантового числа  $l$ . В этом случае задача решается точно. Сдвиги уровней оказываются пропорциональными первой степени  $E$  (линейный Штарк-эффект). Тогда флуктуации  $E$  приводят к уширению

$$\Delta_l \sim Z/R^2, \quad (20)$$

где численный коэффициент зависит от номеров уровней. Линейное приближение справедливо, если ширины линий много меньше расстояния между соседними линиями. При дальнейшем увеличении поля зависимость уширения от  $E$  переходит в квадратичную.

Для более сложных случаев, когда система уровней атома не вырождена по  $l$ , эффект Штарка с самого начала квадратичен. Надежных способов его расчета нет, есть лишь оценки.

Заметим, что линейный Штарк-эффект возникает в основном в лабораторных условиях, когда очень сильно разреженная плазма водородоподобных атомов помещена в однородное электрическое поле конденсатора. Если же плотность плазмы не очень мала, то с самого начала необходимо учитывать квадратичный член микрополя. Поэтому описанный в учебниках линейный Штарк-эффект в природе встречается редко.

## 4 Сравнение с экспериментом

### 4.1 Условия эксперимента

Оптические свойства разреженной плазмы лабораторных установок разумно объяснялись в рамках однородного микрополя и распределения Хольцмарка [2], [3]. Однако в 1980-е годы появились эксперименты по измерению рентгеновских спектров лазерной плазмы с  $T \sim 1$  кэВ и  $\rho \sim 1$  г/см<sup>3</sup>. Подробно проанализируем один из первых экспериментов [13].

В нем брался газовый пузырек, содержащий смесь Ar и Kr. Пузырек был окружен тонкой оболочкой из пластика (а в некоторых случаях – из кварца). На наружную оболочку мог быть напылен слой алюминия. Этот пузырек фиксировался в установке с помощью пены из легкого пластика. Пузырек облучался 24 лазерами. Образовывалась плотная плазма, содержащая компоненты всех слоев. Снимались рентгеновские спектры излучения такой плазмы. Разрешение по частотам было 3 – 5 эВ. Пример такого спектра приведен на рис. 3.

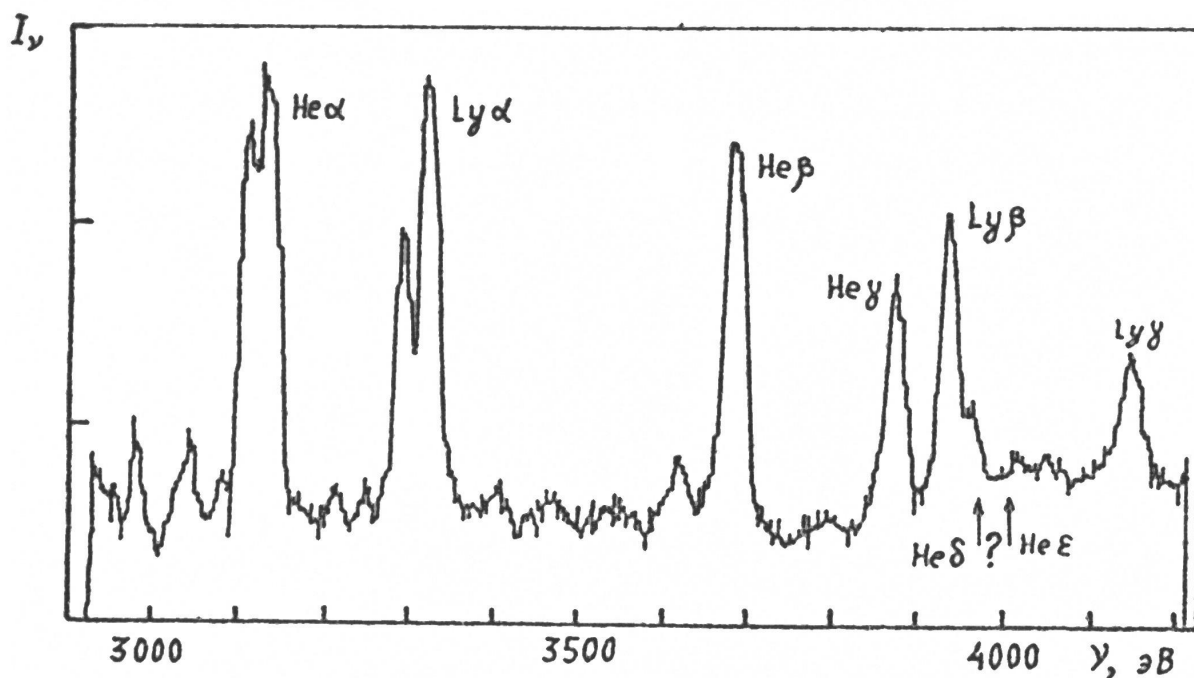


Рис. 3: Рентгеновский спектр лазерной плазмы в эксперименте [13].

Эксперименты сопровождалась гидродинамическими расчетами испарения, позволявшими оценить параметры плазмы. Для спектра рис. 3 их расчет давал  $T = 1100$  эВ,  $\rho = 0.5$  г/см<sup>3</sup>. В таких условиях все элементы почти полностью ионизованы. По линиям спектров видно, что плазма содержит незначительные количества водородоподобных ионов Ar<sup>+17</sup> и гелиеподобных ионов Ar<sup>+16</sup>. От ионов более легких элементов наблюдались лишь следы. Это означает, что они полностью ионизованы. В [13] не ука-

зано, какая часть каждого слоя испарилась.

Однако в плазме наблюдались следы Al и Si. Вещество оболочки могло поступать в плазму, только если полностью испарен и полиэтилен, и алюминий. Поскольку не указаны толщины слоев, мы сделали оценку, исходя из двух гипотез: (а) испаренные массы  $\text{CH}_2$ , Al и  $\text{SiO}_2$  относятся как 1:1:1, (б) эти отношения составляют 10:1:1. Расчет средних зарядов и радиусов атомной ячейки для этих случаев приведен в табл. 2. Видно, что отличие этих случаев не слишком велико, так что для оценок можно принять среднее от приведенных значений.

Таблица 2: Оценки параметров плазмы в эксперименте [13]

	(а)	(б)
$Z_H$	7.43	4.52
$Z_D$	7.27	4.60
$R[\text{a.e.}]$	3.77	3.07

Попутно заметим, что значения  $Z_H$  и  $Z_D$  очень близки.

## 4.2 Анализ заселенностей

На рис. 3 обозначены наблюдаемые линии спектров. Лаймановская серия соответствует  $\text{Ar}^{+17}$ . На ней в диапазон эксперимента попадают только первые 3 линии. Судя по слабому убыванию их интенсивности, за пределами рисунка должно наблюдаться еще несколько линий. Более информативна серия гелия, отвечающая  $\text{Ar}^{+16}$ . В диапазон эксперимента попадает вся наблюдаемая часть серии, включая еле заметную  $\epsilon$ -линию. Тем самым, заселено 6 состояний (основное и 5 возбужденных), причем их заселенности быстро убывают с номером.

Площади контуров пропорциональны произведению заселенности уровня на дипольный момент, усредненный по начальному и конечному состояниям. Для всех этих линий конечное состояние имеет орбитальный момент  $l = 0$ . По правилу отбора переходы происходят с уровней  $l = 1$ . Поэтому при усреднении дипольного момента произведения всех угловых функций одинаковы, и различие состоит лишь в радиальной части волновой функции исходного состояния. Поэтому усредненные дипольные моменты мало различаются, и отличие площадей контуров линий определяется в основном отличием заселенностей исходных состояний.

Площади контуров линий при измерении графическим методом убывают в пропорции 110:64:37:22, то есть в среднем в 1.7 раза. Можно считать, что примерно так же убывает заселенность состояний. Для Лайман-серии скорость убывания несколько выше.

На рис. 4 представлены расчеты заселенности по разным моделям. Темными маркерами показаны экспериментальные оценки заселенности по линиям рис. 3. Жирной линией показана модель QUIP. Видно, что ее теоретические заселенности удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

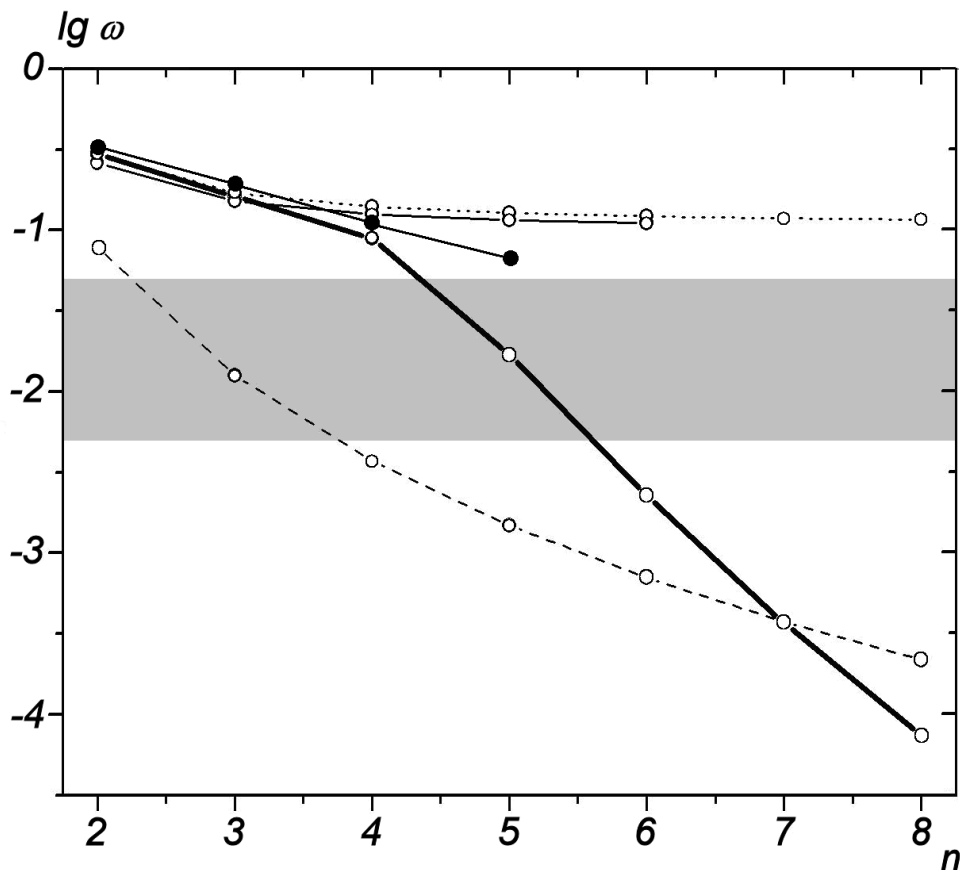


Рис. 4: Заселенности уровней  $\text{Ar}^{+16}$  с главным квантовым числом  $n$  в эксперименте [13]. Темные маркеры – эксперимент, светлые – различные модели (указаны в тексте).

Штриховой линией показана часто используемая модель Планка-Ларкина [15]. Она сильно занижает заселенности. Согласно ей, уже третья линия была бы невидна. Тонкой сплошной линией показаны модели дебаевского типа, рассчитывающие количество уровней в дебаевском потенциале. Эти модели сильно завышают количество наблюдаемых линий: они предсказывают не менее 8 наблюдаемых линий, причем их интенсивности должны быть примерно одинаковы. Это резко противоречит эксперименту. То же относится к модели, в которой состояния обрезаются в том случае, если квазиклассическая точка поворота волновой функции выходит за пределы радиуса ячейки  $R$  (пунктирная линия).

Таким образом, все ранее представленные в литературе модели неправильно описывают количество и интенсивность наблюдаемых линий, и только модель QUIP хорошо их передает. Аналогичная картина получается для экспериментов в совершенно других условиях: водородная плазма

в капиллярном разряде при  $T \sim 20$  кК.

### 4.3 Экспериментальные уширения

Согласно (19) и табл. 2, размытие порогов фотоэффекта должно быть  $\sim 4.5$  а.е.  $\approx 120$  эВ. В диапазон рис. 3 не попадает ни одного порога фотоэффекта. Но в эксперименте [13] приведен и другой участок спектра, на котором опознается фотоэффект на основном состоянии  $Al^{+12}$ . Ширина его размытия хорошо согласуется с приведенной оценкой.

Ион  $Ar^{+17}$  водородоподобный, а лаймановские линии хорошо разделены, так что можно применять оценки линейного эффекта Штарка (20). Для параметров табл. 2 это дает  $\Delta_l \sim 1.7$  а.е.  $\approx 45$  эВ. Это по порядку величины согласуется с экспериментальными ширинами линий на рис. 3. Ион  $Ar^{+16}$  гелиеподобный, но он по своим свойствам достаточно близок к водородоподобному. Поэтому для него также можно пользоваться приведенной оценкой. Согласие с экспериментом несколько хуже, но остается разумным.

Отметим важное обстоятельство. У всех наблюдаемых линий отсутствуют крылья. Это означает, что функции распределения всех членов разложения (5) очень быстро затухают. Это подтверждает модель QUIP и противоречит моделям Хольцмарка, Иглесиаса и Голосного. Таким образом, оптические эксперименты даже в плазме очень высокой плотности удовлетворительно объясняются влиянием микрополя.

## Список литературы

1. Holtzmark J. // Ann. Phys. 1919. Vol. 58. P. 577.
2. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров – М.: Издательство физико-математической литературы, 1963. – 641 с.
3. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. – М.: Мир, 1978. – 491с.
4. Iglesias C.A., Lebowitz J.T. // Phys. Rev. A. 1984. Vol. 30. P. 2001.
5. Iglesias C.A., DeWitt H.E., Lebowitz J.T. et al. // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 31. P. 1698.
6. Broyles A.A. // Phys.Rev. 1955. Vol. 100, P. 1181.
7. Голосной И.О. // Математическое моделирование. 1991. Т. 3, №9. С. 49.
8. Голосной И.О. // Математическое моделирование. 1992. Т. 4, №6. С. 3.



9. Голосной И.О., Денисов О.Б., Орлов Н.Ю. // Математическое моделирование. 1994. Т. 6, №9, С. 3.
10. Калиткин Н.Н., Козлитин И.А. // ДАН. 2006. Т. 411. №1. С. 36.
11. Калиткин Н.Н., Козлитин И.А. // ДАН. 2008. Т. 418. №5. С. 614.
12. Калиткин Н.Н., Козлитин И.А. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. №2. С. 214.
13. Hooper F., Jr., Mancini R.C., Kilcrease D.P., et. al. SPIE. High intensity laser-matter interactions. 1988, V.913, P.129.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика, изд. 6-е. М.: Физматлит, 2004, 800 с.
15. Ларкин А.И. // ЖЭТФ, 1960, Т. 38, №6, С.1896.