УДК 539.184

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦЫ КВАЗИСТАТИЧНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ ПО АСИММЕТРИИ ПРОФИЛЯ ВОДОРОДНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В КРЫЛЕ

*Е. А. Окс* и *Г. В. Шолин*

Показано, что асимметрия крыльев водородных спектральных линий может быть использована для независимого определения границы, при которой вклад электронов в штарковское уширение можно считать квазистатическим. На примере линии $Ly$-$\alpha$ проанализированы различные теоретические варианты, предложенные ранее для описания перехода электронного уширения от ударного поведения к квазистатическому, и показана их неудовлетворительность.

1. Возможность использования экспериментальных данных по асимметрии профиля водородных спектральных линий для определения границы перехода электронного уширения от ударного поведения к квазистатическому обсуждалась в предыдущей работе одного из авторов [1]. В этой работе, однако, не было проведено детального численного анализа, без которого невозможно было решить, по имеющимся экспериментальным данным, насколько однозначно определяется граница квазистатичности электронов $\Delta\lambda_w$. Было отмечено только, что для линии $Ly$-$\alpha$ при $\Delta\lambda > \Delta\lambda_w \approx 30$ Å асимметрия профиля должна иметь знак, противоположный наблюдаемому при $\Delta\lambda < 12$ Å. Однако экспериментальные данные для таких далеких ($\Delta\lambda > 30$ Å) крыльев отсутствуют и, по-видимому, не могут быть получены с достаточной надежностью.

Поэтому нами были выполнены детальные расчеты, чтобы определить, достаточно ли для количественного определения границы $\Delta\lambda_w$ имеющихся экспериментальных данных по асимметрии профиля $Ly$-$\alpha$ [2]. Ниже приводятся результаты этих расчетов и сравнение их с экспериментом.

2. Специфика задачи об асимметрии профиля водородных спектральных линий обусловлена вырожденностью квантовых состояний в кулоновском поле [3]. При возмущении атома электрическим полем $F$ заряженной частицы, удаленной на расстояние $R$, вырождение снимается дипольным взаимодействием, которое одновременно определяет и выбор собственных функций. Симметрия задачи нарушается, однако, неоднородностью $F$, учитываемой следующими членами разложения потенциала взаимодействия по степеням $\varepsilon = n^2 a_0/R$ (здесь $a_0$ — боровский радиус, $n$ — главное квантовое число возбужденного состояния). При этом возникает необходимость в переопределении собственных функций. Главные (линейные по $\varepsilon$) поправки к собственным значениям и собственным функциям оказываются обусловленными квадрупольными взаимодействиями. Именно этими поправками объясняется асимметрия профиля, если ионное уширение трактуется в квазистатическом, а электронное — в ударном приближении.

При достаточном удалении в крыло линии электронное уширение переходит, как принято считать [4–6], от ударного поведения к квазистатическому. Теорией, однако, определяется только масштаб $\Delta\lambda_w^{(0)} = \lambda_0^2 T/2\pi\hbar c n^2$ расстояния от центра линии, на котором для части электронов может быть достигнута квазистатичность, а то значение $\Delta\lambda_w$, начиная с которого электроны должны считаться квазистатическими, устанавливается по существу эмпирически. Эта неоднозначность выбора $\Delta\lambda_w$ может быть устранена, если сравнение теории с экспериментом проводить не только по среднему ходу интенсивности в «синем» и «красном» крыльях линии, но и по асимметрии этих крыльев. Действительно, если электронное уширение при удалении в крыло линии становится квазистатическим, то вследствие квазинейтральности плазмы при $\Delta\lambda > \Delta\lambda_w$ вклад квадрупольного взаимодействия в распределение интенсивности исчезает, и асимметрия профиля должна определяться квадратичными по $\varepsilon$ поправками к частотам и интенсивностям компонент. Такие поправки возникают как под влиянием дипольного, так и под влиянием квадрупольного и октупольного взаимодействий [1]. Однако последние две поправки, так же как и члены, линейные по $\varepsilon$, исчезают при одинаковом, квазистатическом действии электронов и ионов. Поэтому для получения асимметрии в распределении интенсивности при $\Delta\lambda > \Delta\lambda_w$ необходимо рассмотреть только поправки к интенсивностям штарковских компонент, пропорциональные $F$, а также квадратичный эффект Штарка в частотах этих компонент. Если однородное электрическое поле создается находящейся на положительной полуоси $Oz$ частицей с зарядом $e$, то собственные значения и собственные функции записываются в виде [7]

$$E_{n_1 n_2 m} = -\frac{e^2}{2n^2 a_0} + \frac{3}{2}\frac{n(n_1-n_2)e^2 a_0}{R^2} - \frac{e^2 a_0^3}{16R^4} n^4 [17n^2 - 3(n_1-n_2)^2 - 9m^2 + 19], \quad (1)$$

$$\varphi_{n_1 n_2 m} = \Psi^{(0)}_{n_1 n_2 m} + \sum_{n' \neq n} \frac{ea_0 (z)^{n_1' n_2' m}_{n_1 n_2 m}}{R^2 (E^{(0)}_n - E^{(0)}_{n'})} \Psi^{(0)}_{n_1' n_2' m} + \sum_{n_1' + n_2' = n_1 + n_2} C^{n_1' n_2' m}_{n_1 n_2 m} \Psi^{(0)}_{n_1' n_2' m}. \quad (2)$$

Здесь $\Psi^{(0)}_{n_1 n_2 m}(\xi, \eta, \varphi)$ — собственные функции атома водорода в параболических координатах $n_1$, $n_2$ — электрические, а $m$ — магнитное квантовые числа $(n_1 + n_2 + |m| + 1 = n)$. При выписывании матричных элементов учтена их диагональность по $m$.[1] Определение с помощью волновых функций (2) поправок $\varkappa_k$ к квадратам дипольных матричных элементов $|d_k|^2 = |d_k^{(0)}|^2 (1 + \varkappa_k \varepsilon^2)$ требует вычисления сумм нескольких бесконечных рядов. Удобнее, однако, использовать для расчетов метод, развитый в работах [9, 10], который позволяет избежать этой трудности.

При учете указанных выше эффектов выражение для профиля линии поглощения $S_{AS}(\alpha)$ в далеком квазистатическом крыле может быть получено с помощью обычной процедуры [1]

$$\frac{S_{AS}(\alpha)}{S_{H,AS}(\alpha)} = 1 + \alpha \frac{\sum_k I_k^{(0)} \left[ \frac{C_k}{2} |a_k|^{-1/2} + |a_k|^{1/2} \left( \varepsilon^2 \chi_k + \frac{E_0 a_k}{\lambda_0} \right) \right]}{\sum_k |a_k|^{3/2} I_k^{(0)}}. \quad (3)$$

Здесь $\alpha = \frac{\Delta\lambda}{E_0} = \frac{\Delta\lambda R_0^2}{e}$, $R_0 = \left(\frac{4\pi}{3} N\right)^{-1/3}$, $I_k^{(0)} = |d_k^{(0)}|^2$,

$$a_k = \frac{3}{2} \frac{ea_0 \lambda_0^2}{2\pi\hbar c} [n(n_1 - n_2) - n'(n_1' - n_2')],$$

$$C_k = -\frac{ea_0^3}{16R_0^2} \{ n^4 [17n^2 - 3(n_1 - n_2)^2 - 9m^2 + 19] - n'^4 [17n'^2 - 3(n_1' - n_2')^2 - 9m'^2 + 19] \}.$$

---

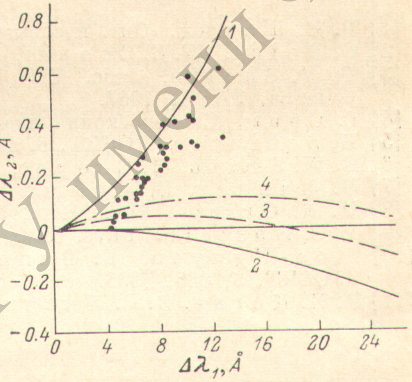
[1] Как указывалось в [1], в расчетах Грима [8] не был учтен последний член в (2), описывающий примесь состояний с тем же $n$ (сравни формулу (4) приложения $B$ в [8]). Проверка показала также, что при вычислении квадрата дипольного матричного элемента $|d_{000}^{100}|^2 = |<100|d_z|000>|^2$ в [8] неправильно определен знак вклада состояний с $n \geqslant 3$. Поэтому полученное в [8] совпадение расчетной асимметрии с наблюдаемой носит случайный характер.

В качестве функции распределения вероятностей микрополей в плазме использовано распределение ближайшего соседа $W(R)\,dR = 4\pi R^2 \times \times \exp(-R/R_0)^{3/2}\,dR$. $S_{H,\,A_s}(\alpha) = 10^{-10}\left(2\sum_k I_k^{(0)}\right)^{-1}\left[\sum_k |a_k|^{3/2} I_k^{(0)}\right]\alpha^{-5/2}$ обозначает асимптотическое хольцмарковское распределение интенсивности в крыле.

Приравнивание выражений для $S_{A_s}(\alpha)$ в точках $\lambda_1$ и $\lambda_2$ равной интенсивности на «красном» и «синем» крыльях линии дает функциональную зависимость параметра асимметрии $(\Delta\lambda)_2 = \frac{1}{2}(\lambda_1 + \lambda_2) - \lambda_0$ от среднего расстояния $(\Delta\lambda)_1 = \frac{1}{2}(\lambda_1 - \lambda_2)$ до центра линии

$$(\Delta\lambda)_2 = -\frac{2}{5}\,\frac{\sum\limits_{k>0}\left[\frac{1}{2}C_k|a_k|^{-1/2} + |a_k|^{1/2}\left(\chi_k\varepsilon^2 + a_k\frac{E_0}{\lambda_0}\right)\right]I_k^{(0)}}{E_0\sum\limits_k |a_k|^{3/2} I_k^{(0)}}\,(\Delta\lambda)_1^2. \qquad (4)$$

Таким образом, при удалении в крыло зависимость $(\Delta\lambda)_2$ от $(\Delta\lambda)_1$ должна изменяться от параболической с показателем степени $q = 3/2$ при $(\Delta\lambda)_1 \leqslant \Delta\lambda_p \approx \lambda_0^2\omega_{pe}/2\pi c$ [4] до параболической с показателем степени $q = 2$ при $(\Delta\lambda)_1 > \Delta\lambda_w$, причем должна изменяться не только величина, но также и знак множителя перед $(\Delta\lambda)_1^q$. Для определения поведения $(\Delta\lambda)_2$ в промежуточной области достаточно с помощью какой-либо процедуры интерполяции [4–6] определить долю электронов, дающих при данном $(\Delta\lambda)_1$ квазистатический вклад в уширение. При этом квадратичные по $\varepsilon$ поправки от квадрупольного и октупольного взаимодействий по-прежнему не влияют на распределение интенсивности: вблизи от начала координат они слишком малы по сравнению с линейными, а при удалении в крыло свойство квазинейтральности плазмы обеспечивает их малость по сравнению с квадратичными поправками от дипольного взаимодействия.




Асимметрия в крыле линии $Ly$-$\alpha$. Точки соответствуют экспериментальным данным [2].

*1* — чисто ударное, *2* — чисто квазистатическое электронное уширение, *3* и *4* — соответствуют различным [4–6] интерполяциям доли квазистатических электронов в промежуточной области. Для всех кривых вклад ионов считается квазистатическим.

**3.** На рисунке представлена зависимость $(\Delta\lambda)_2$ от $(\Delta\lambda)_1$ для линии $Ly$-$\alpha$. Точки соответствуют экспериментальным данным Болдта и Купера [2]. Кривая *1* показывает теоретический ход асимметрии $(\Delta\lambda)_2 = 1.58 \cdot 10^{-2} \times (\Delta\lambda)_1^{3/2}$ Å при квазистатическом действии ионов и ударном электронов [1, 3]. Кривая *2* показывает ход асимметрии $(\Delta\lambda)_2 = -0.427 \cdot 10^{-3}(\Delta\lambda)_1^2$ Å для того случая, когда все электроны, так же как и ионы, можно считать квазистатическими, т. е. асимптотическое поведение асимметрии при $(\Delta\lambda)_1 > \Delta\lambda_w$. Кривые *3* и *4* соответствуют различным интерполяциям хода асимметрии в промежуточной области: кривая *3* отвечает оценке границы квазистатичности, по Гриму, $\Delta\lambda_w = 31$ Å [8], а кривая *4* — по Смиту и Куперу, $\Delta\lambda_w = 63$ Å [6]. Способ интерполяции выбран, согласно [5].

Как видно из рисунка, поведение асимметрии, даваемое кривыми *3* и *4*, существенно отличается от экспериментального. Более того удовлетворительное согласие наблюдаемого хода асимметрии с расчетным может быть получено только в том случае, если граница квазистатичности электронов будет отодвинута в крыло на расстояние, по крайней мере, в 10 раз превышающее значение, данное Гримом $\Delta\lambda_w = 31$ Å.[2] Граница же лаймановской серии находится на расстоянии 303 Å от центра линии $Ly$-$\alpha$. Тот факт, что квазистатичность электронного уширения должна сказываться только за границей серии, не просто показывает некорректность существующих процедур интерполяции. Его скорее надо рассматривать как доказательство неприменимости квазистатического подхода к электронному уширению вообще. Однако отказ от квазистатического описания электронов вновь приведет к резкому расхождению расчетного [4] и наблюдаемого [2] распределения интенсивности в крыле.

С физической точки зрения разумно было бы ожидать, что ударный вклад в крыло линии обусловлен только центральной штарковской компонентой. Действительно, асимптотическое распределение интенсивности, являющееся суперпозицией ударного контура центральной компоненты и квазистатического — боковых, удовлетворительно описывает экспериментальные данные для $Ly$-$\alpha$.

В корректной теории уширения этот физический принцип, по-видимому, должен автоматически следовать из ее формализма.

В заключение авторы выражают признательность В. Н. Когану и В. С. Лисице за полезные обсуждения и сообщение результатов своей работы до ее опубликования.

### Литература

[1] Г. В. Шолин. Опт. и спектр., *26*, 489, 1969.
[2] G. Boldt, W. S. Cooper. Zs. Naturforsch., *19a*, 968, 1964.
[3] G. V. Sholin. Proc. VIII Internat. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Vienna, JAEA, 1967.
[4] Г. Грим. Спектроскопия плазмы. Атомиздат, М., 1969.
[5] H. Schluter. JQSRT, *8*, 1217, 1968.
[6] E. W. Smith, J. Cooper, C. R. Vidal. Phys. Rev., *185*, 140, 1969.
[7] Л. Ландау, Е. Лифшиц. Квантовая механика. Физматгиз. М., 1963.
[8] H. R. Griem. Phys. Rev., *140*, 1140, 1965.
[9] P. S. Epstein. Phys. Rev., *28*, 695, 1926.
[10] Hoe-Nguyen, E. Bannerjee, H. W. Drawin, L. Herman. JQSRT, *5*, 835, 1965.
[11] В. И. Коган, В. С. Лисица. Опт. и спектр., *32*, 2, 1972.

Поступило в Редакцию 16 июня 1971 г.

---

[2] Как сообщили нам Лисица и Коган, более строгое определение границы квазистатичности электронов в рамках адиабатической теории также приводит для линии $Ly$-$\alpha$ к значению $\Delta\lambda_w = 600$ Å [11].