

В.П. Демкин, О.Г. Ревинская

## Влияние возбуждения электронным ударом на контур линии излучения атома гелия в электрическом поле

Томский государственный университет

Поступила в редакцию 20.01.2000 г.

Проведено теоретическое исследование влияния столкновительных механизмов возбуждения на контур спектральной линии. В представлении матрицы плотности изучено влияние внешнего электрического поля на формирование контура линии. Рассмотрены линии переходов  $4^1P_1 - 2^1S_0$ ,  $4^1P_1 - 2^1P_1$ ,  $4^1D_2 - 2^1S_0$ ,  $4^1D_2 - 2^1P_1$ ,  $4^1F_3 - 2^1S_0$ ,  $4^1F_3 - 2^1P_1$  атома гелия.

### Введение

Контур спектральной линии является важным объектом исследования в спектроскопии, так как играет существенную роль в изучении механизмов элементарных процессов, протекающих в плазме, а также при ее диагностике.

Нужно заметить, что контур линии является более чувствительным инструментом в диагностике плазмы, так как знание его позволяет определить функции распределения возмущающих частиц, особенно с ярко выраженными анизотропными свойствами [1–5]. Кроме того, диагностика по контуру спектральной линии незаменима при изучении спектров с перекрывающимися контурами.

Несмотря на то, что теория уширения достаточно развита [6], как правило, в ней рассматриваются изотропные механизмы уширения. С другой стороны, известно, что анизотропные механизмы уширения спектральных линий могут вносить значительные изменения в форму линии, приводя к ее асимметрии.

Первыми работами в исследовании влияния анизотропных столкновений на контур линии были работы Ребане [7–9]. Затем в ряде работ [10–13] с использованием аппарата матрицы плотности была развита теория анизотропного уширения спектральных линий атомов и ионов при столкновениях с пучками заряженных и нейтральных частиц.

Кроме анизотропных столкновительных механизмов на характеристики излучения плазмы большое влияние оказывает внешнее электрическое поле. В частности, нами показано [14–15], что электрическое поле приводит к изменению поляризационных и угловых характеристик излучения, которые могут быть сравнимы с эффектами анизотропных столкновений.

В данной статье проведено теоретическое исследование влияния столкновительных механизмов возбуждения на контур спектральной линии во внешнем электрическом поле на примере возбуждения атома электронным ударом.

### 1. Контур линии излучения атома во внешнем электрическом поле

Контур спектральной линии является результатом Фурье-преобразования функции корреляции  $F(t)$ , которая описывает временную зависимость состояния атома [16]:

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} F(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (1)$$

В представлении матрицы плотности функция корреляции описывается элементами матрицы плотности  $\rho_{M_0 M_0}$  состояния  $|M_0\rangle$  атома после испускания фотона, которая связана с матрицей плотности  $\rho_{MM'}$  состояний  $|M\rangle$  атома до излучения с помощью оператора радиационного перехода  $\mathbf{D}$ :

$$F(t) = \sum_{M_0} \rho_{M_0 M_0} = \sum_{\substack{M_0 \\ MM'}} \langle M_0 | (\mathbf{eD}) | M \rangle \langle M' | (\mathbf{eD})^\dagger | M_0 \rangle \rho_{MM'}. \quad (2)$$

Матрица плотности  $\rho_{MM'}$  атома определяется элементарными процессами, в которых участвовал атом до излучения. Таким образом, контур линии несет информацию обо всех процессах, протекающих в плазме.

При наличии внешнего электрического поля состояния атома необходимо описывать штарковскими волновыми функциями  $|M\rangle$  и  $|M_0\rangle$ , которые в разложении по волновым функциям  $|J' M\rangle$  изолированного атома имеют вид

$$|M\rangle = \sum_{J'} C_{J'} |J' M\rangle. \quad (3)$$

Пусть в результате испускания фотона атом перешел в состояние  $|M_0\rangle$ , которое не возмущается полем:  $|M_0\rangle = |J_0 M_0\rangle$ .

Вводя тензор поляризации  $\Phi_q^{(k)}$  через разложение по сферическим компонентам вектора поляризации  $\mathbf{e}_\lambda$

$$\Phi_q^{(k)} = \sum_{q_1 q_2} (-1)^q \sqrt{2k+1} \begin{pmatrix} 1 & 1 & k \\ q_1 & -q_2 & -q \end{pmatrix} e_{q_1}^{(1)} e_{q_2}^{(1)}, \quad (4)$$

для контура линии в дипольном приближении получаем

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \sum_{M_0 M J' J'' k q} \sum_{q_1 q_2} (-1)^{q_1} \sqrt{2k+1} \begin{pmatrix} J_0 & J' & 1 \\ M_0 & -M & -q_1 \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} J_0 & J'' & 1 \\ M_0 & -M & -q_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 & k \\ q_1 & -q_2 & -q \end{pmatrix} \Phi_q^{(k)} \text{Re} \times \\ \times \left\{ \langle J_0 \| D^{(1)} \| J' \rangle \langle J_0 \| D^{(1)} \| J'' \rangle^* C_{J'}(M) C_{J''}^*(M) \int_0^\infty \rho_{MM}(t) e^{-i\omega t} dt \right\}, \quad (5)$$

где  $\rho_{MM}(t)$  – решение кинетического уравнения для матрицы плотности [17], учитывающего процессы, в которых участвовал атом.

Из формулы (5) видно, что для перехода  $J \rightarrow J_0$  контур линии представляет суперпозицию контуров, создаваемых каждым состоянием  $|M\rangle$  в отдельности.

## 2. Кинетические уравнения для элементов матрицы плотности во внешнем электрическом поле

Кинетическое уравнение для элементов матрицы плотности  $\rho_{MM}(t)$ , составленное с учетом возбуждения атома электронным ударом и спонтанного излучения во внешнем электрическом поле, имеет вид

$$\dot{\rho}_{MM} = -(\Gamma_{MM} - i\omega_M) \rho_{MM} + \left( \sum_{M_0} N_{M_0 M_0}^{MM} \rho_{M_0 M_0} \right) f_N(t), \quad (6)$$

где  $\Gamma_{MM}$  – обратное время жизни  $M$ -го уровня атома;  $N_{M_0 M_0}^{MM}$  – матрица накачки, описывающая возбуждение  $M$ -го состояния атома электронным ударом. Функция  $f_N(t)$  описывает временную зависимость накачки.

В случае равномерной заселенности нижнего состояния  $\rho_{M_0 M_0}$  общее решение кинетического уравнения имеет вид

$$\rho_{MM} = \left( \sum_{M_0} N_{M_0 M_0}^{MM} \rho_{M_0 M_0}(0) \right) e^{-(\Gamma_{MM} - i\omega_M)t} \int_0^t f_N(t') e^{(\Gamma_{MM} - i\omega_M)t'} dt'. \quad (7)$$

Из формул (5)–(7) следует, что в случае квазистационарной накачки  $M$ -компонента контура включает лорентцевский и дисперсионный контуры, а также Фурье-образ функции накачки:

$$\text{Re} \int_0^\infty \rho_{MM}(t) e^{-i\omega t} dt = \rho_{M_0 M_0}(0) \left( \sum_{M_0} N_{M_0 M_0}^{MM} \right) \frac{\Gamma_{MM}}{(\Gamma_{MM}^2 + \omega_M^2)} \times \\ \times \frac{1}{(\Gamma_{MM}^2 + (\omega - \omega_M)^2)} - \rho_{M_0 M_0}(0) \left( \sum_{M_0} N_{M_0 M_0}^{MM} \right) \frac{\omega_M}{(\Gamma_{MM}^2 + \omega_M^2)} \times$$

$$\times \frac{(\omega - \omega_M)}{(\Gamma_{MM}^2 + (\omega - \omega_M)^2)} + \rho_{M_0 M_0}(0) \left( \sum_{M_0} N_{M_0 M_0}^{MM} \right) \frac{\Gamma_{MM}}{(\Gamma_{MM}^2 + \omega_M^2)} \times \\ \times \text{Re} \int_0^\infty f_N(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (8)$$

Численные расчеты показали, что отношения амплитуд дисперсионного контура к лорентцевскому и Фурье-образу функции накачки к дисперсионному в случае спонтанного излучения меньше единицы. Поэтому основную роль в формировании  $M$ -компоненты контура линии играет лорентцевский контур. Наличие постоянной дисперсионной составляющей приводит к асимметрии даже тех линий излучения, в формировании которых участвует только одна  $M$ -компонента. Относительный вклад Фурье-образа функции накачки настолько мал, что не оказывает значительного влияния на контур спектральной линии.

При построении контуров линий с малым обратным временем жизни ( $\Gamma_{MM} \ll \Delta\omega_D$ ) необходимо учесть влияние эффекта Доплера. Тогда после усреднения выражения (8) по функции распределения излучающих атомов по скоростям  $M$ -компонента контура линии будет представлять суперпозицию доплеровского  $\frac{1}{\sqrt{\pi\Delta\omega_D}} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_M}{\Delta\omega_D}\right)^2\right]$  и соответствующего дисперсионного  $\frac{(\omega - \omega_M)}{\sqrt{\pi\Delta\omega_D}} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_M}{\Delta\omega_D}\right)^2\right]$  контуров.

## 3. Матрица накачки при возбуждении атома электронным ударом во внешнем электрическом поле

При возбуждении атома электронным ударом в функции распределения электронов по скоростям  $f_e(\mathbf{v})$  выделим медленную (максвелловскую) и быструю (пучковую) части:

$$f_e(\mathbf{v}) = W \left\{ \exp\left[-(\mathbf{v} - \mathbf{v}_d)^2/v_d^2\right] + \gamma \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_b) \right\},$$

где  $v_d$  – дрейфовая скорость медленных электронов;  $\mathbf{v}_b$  – скорость пучковых электронов;  $v_0$  – скорость теплового движения электронов;  $W$  – коэффициент нормировки;  $\gamma$  – вклад пучковых электронов.

Для построения матрицы накачки  $N_{M_0 M_0}^{MM}$  в представлении матрицы плотности во внешнем электрическом поле запишем медленную часть в виде разложения по мультипольным моментам  $f_0^{(k)}(\mathbf{v})$  [14]:

$$f_e(\mathbf{v}) = W \left[ \sum_k f_0^{(k)}(\mathbf{v}) Y_0^{(k)}(\Omega) + \gamma \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_b) \right]. \quad (9)$$

Мультипольные моменты  $f_0^{(k)}(\mathbf{v})$  разложения функции распределения определяются из обратного преобразования

$$f_0^{(k)}(\mathbf{v}) = \int \exp\left[-(\mathbf{v} - \mathbf{v}_d)^2/v_d^2\right] Y_0^{(k)*}(\Omega) d(\Omega). \quad (10)$$

Разлагая экспоненту в ряд до четвертого порядка включительно, получим следующие выражения для мультипольных моментов  $f_0^{(k)}(\mathbf{v})$  ранга  $k = 0, 1, 2$ :

$$f_0^{(0)}(v) = 2\sqrt{\pi} e^{p_1^2} e^{p_2^2 v^2} \left(1 + \frac{2}{3} p_1^2 p_2^2 v^2 + \frac{2}{15} p_1^4 p_2^4 v^4\right),$$

$$f_0^{(1)}(v) = 4\sqrt{\frac{\pi}{3}} e^{p_1^2} e^{p_2^2 v^2} p_1 p_2 \left(v + \frac{2}{5} p_1^2 p_2^2 v^3\right),$$

$$f_0^{(2)}(v) = \frac{8}{3}\sqrt{\frac{\pi}{5}} e^{p_1^2} e^{p_2^2 v^2} p_1^2 p_2^2 \left(v^2 + 2p_1^2 p_2^2 v^4\right), \quad (11)$$

где  $p_1 = v_d/v_0$ ,  $p_2 = v_1/v_0$ ,  $v_1$  – скорость, соответствующая порогу возбуждения,  $v$  – относительная скорость медленных электронов, измеряемая в единицах  $v_1$ .

Используя известную зависимость сечения возбуждения атомов от относительной энергии возбуждающих электронов  $u$  [16]:

$$\sigma(J, J_0) = N_a [\pi a_0^2] v \left(\frac{Ry}{\Delta E(J, J_0)}\right)^2 \left(\frac{E(J)}{E(J_0)}\right)^{3/2} \frac{O^{(x)}(J, J_0)}{(2l_0 + 1)} G(J) \times \\ \times \sqrt{\frac{u}{u+1}} \frac{u}{u + \phi(J)},$$

можно получить следующее выражение для матрицы на-  
качки:

$$N_{M_0' M_0''}^{M' M''} = \frac{4\sqrt{2\pi} N_a [\pi a_0^2] Ry^2}{\sqrt{m_e} (kT)^{3/2}} \sum_{J, J'} C_{J'}^*(M') C_{J''}(M'') \times \\ \times \sqrt{G(J) G(J'')} \left(\frac{E(J) E(J'')}{E(J_0) E(J_0)}\right)^{3/4} (2L_0 + 1) \times \\ \times \sqrt{(2J' + 1)(2J'' + 1)(2L' + 1)(2L'' + 1)} \times \\ \times \sum_{\substack{M_1' M_1'' \\ M_0' M_0''}} (-1)^{J'' + J_0' + M_0' - M_1' - M_0''} \sum_{\substack{jk \\ k_1 k_2}} (2k_1 + 1)(2k_2 + 1) \sqrt{2k + 1} \times \\ \times \begin{pmatrix} J_0 & J & k_1 \\ M_0' & -M' & -q_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_0 & J'' & k_2 \\ M_0'' & -M'' & -q_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_0 & J & x \\ M_0' & -M_1' & q \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} J_0 & J' & k_1 \\ M_0'' & -M_1'' & q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_0 & J'' & x \\ M_0'' & -M_1'' & q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_0 & J'' & k_2 \\ M_0'' & -M_1'' & q \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} k_1 & k_2 & k \\ q & -q & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} k_1 & k_2 & k \\ q_1 & -q_1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L_0 & J_0 & S \\ J & L' & x \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} L_0 & J_0 & S \\ J'' & L'' & x \end{Bmatrix} \times \\ \times \begin{Bmatrix} l_0 & L_0 & L_p \\ L' & l' & x \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l_0 & L_0 & L_p \\ L'' & l'' & x \end{Bmatrix} F_0^{(k)}(J, J''),$$

где

$$F_0^{(k)}(J, J'') = \int_0^\infty f_0^{(k)}(v) \sqrt{\frac{v^2 - 1}{(v^2 + \phi(J) - 1)(v^2 + \phi(J'') - 1)}} v^2 dv.$$

Численные расчеты возбуждения  $4^1P_1$ ,  $4^1D_2$ ,  $4^1F_3$  состояний атома гелия показали, что с увеличением напряженности внешнего электрического поля изменяется относительная заселенность магнитных подуровней возбужденного состояния атома. Поэтому, как видно из формулы (8), внешнее электрическое поле приводит к изменению амплитуд  $M$ -компонент контура линии.

## 4. Результаты расчетов

Расчеты контуров линий проводились для переходов  $4^1P_1 - 2^1S_0$ ,  $4^1P_1 - 2^1P_1$ ,  $4^1D_2 - 2^1S_0$ ,  $4^1D_2 - 2^1P_1$ ,  $4^1F_3 - 2^1S_0$ ,  $4^1F_3 - 2^1P_1$  атома гелия в диапазоне напряженностей поля от 0 до 90 кВ/см при давлении газа 1–10 торр и температуре газа 300 К.

Расчеты показали, что внешнее электрическое поле вносит существенный вклад в формирование контура линии излучения атома гелия, возбуждаемого электронным ударом. Электрическое поле приводит к расщеплению магнитных подуровней атома и, соответственно, к сдвигу  $M$ -компонент контура линии. Расстояние между  $M$ -компонентами может достигать 1 нм. Перераспределение заселенностей магнитных подуровней возбужденного состояния атома в электрическом поле приводит к преимущественному заселению одной из  $M$ -компонент, что согласно формуле (8) отражается на амплитуде соответствующей  $M$ -компоненты контура линии. Кроме того, появляется дисперсионная составляющая  $M$ -компоненты контура линии, вклад которой в отличие от случая столкновительной релаксации [9] достигает 20–30%.

## Заключение

Проведенные исследования и расчеты на примере атома гелия показали, что внешнее электрическое поле оказывает существенное влияние на столкновительные и излучательные процессы, протекающие в плазме.

Таким образом, влияние электрического поля на формирование контура линии проявляется в дополнительном перераспределении заселенностей и сдвигов шарковских уровней, возбуждаемых пучком электронов.

1. Гавриленко В.П., Исполатов Я.О. Уширение спектральных линий многозарядных гелиеподобных ионов в плотной высокотемпературной плазме // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 68. Вып. 5. С. 1000–1005.
2. Девдариани А.З., Загребин А.Л. Уширение и сдвиг спектральных линий при атомных столкновениях в смесях инертных газов // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 67. Вып. 2. С. 249–254.
3. Смирнов С.Б., Хаит О.В., Хвостенко Т.И. Влияние радиочастотного магнитного поля на столкновительное уширение резонанса пересечения уровней // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 76. № 4. С. 556–557.
4. Бейлин Е.Л., Зон Б.А. Ударное уширение спектральных линий атомов в СВЧ полях // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 66. Вып. 5. С. 1002–1006.
5. Домелунксен В.Г., Журкин И.В., Хряцев Л.Ю. Сужение контура флуоресценции атомного пучка при введении предварительного фотоотклонения // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. Вып. 4. С. 749.
6. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Мир, 1963.
7. Ребане В.Н. Зависимость уширения и сдвига спектральной линии от поляризации при анизотропных столкновениях // Оптика и спектроскопия. 1977. Т. 43. Вып. 2. С. 201–204.
8. Ребане В.Н. Зависимость уширения и сдвига спектральной линии от поляризации при анизотропных столкновениях атомов с заряженными частицами // Оптика и спектроскопия. 1977. Т. 43. Вып. 5. С. 815–821.
9. Петрашень А.Г., Ребане В.Н., Ребане Т.К. Зависимость формы линии от ее поляризации при столкновениях в пучках. Случай перехода между вырожденными электронными состояниями  $j = 1 - j_0 = 1$  // Оптика и спектроскопия. 1982. Т. 53. Вып. 6. С. 985–991.

10. *Петрашень А.Г., Ребане В.Н., Ребане Т.К.* Выстраивание атомных состояний при столкновениях с медленными заряженными частицами // *Оптика и спектроскопия*. 1984. Т. 57. Вып. 2. С. 200–206.
11. *Петрашень А.Г., Ребане В.Н., Ребане Т.К.* Самовыстраивание ионов под действием их собственного дрейфа // *Оптика и спектроскопия*. 1985. Т. 58. Вып. 4. С. 785–789.
12. *Петрашень А.Г., Ребане В.Н., Ребане Т.К.* Анизотропное столкновительное выстраивание атомов водорода в условиях стационарного изотропного возбуждения // *Оптика и спектроскопия*. 1996. Т. 80. № 5. С. 713–716.
13. *Петрашень А.Г., Ребане В.Н., Ребане Т.К.* Эффективные сечения анизотропной столкновительной релаксации поляризованных моментов возбужденных атомов водорода с учетом тонкой структуры и лэмбовского сдвига // *Оптика и спектроскопия*. 1998. Т. 84. № 1. С. 20–30.
14. *Демкин В.П., Мельничук С.В.* Определение анизотропных параметров функции распределения электронов в катодном слое плазменно-пучкового разряда в гелии // *Оптика и спектроскопия*. 1995. Т. 79. № 4. С. 547–555.
15. *Демкин В.П., Купчинский Н.Л., Ревинская О.Г.* Угловое распределение вероятностей радиационных переходов с возбужденных штатковских состояний атома гелия // *Оптика и спектроскопия*. 1990. Т. 68. Вып. 6. С. 1237–1240.
16. *Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А.* Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979. 320 с.
17. *Блум К.* Теория матрицы плотности и ее приложения. М.: Мир, 1983. 248 с.

*Demkin V.P., Revinskaya O.G.* **Influence of electron collision excitation on radiation profile of He atomic lines in the electric field.**

The theoretical research about influence of collision mechanisms of excitation on spectral line shape has been made. Using the density matrix presentation, the external electric field influence on line shape formation was studied. The lines of transitions  $4^1P_1 - 2^1S_0$ ,  $4^1P_1 - 2^1P_1$ ,  $4^1D_2 - 2^1S_0$ ,  $4^1D_2 - 2^1P_1$ ,  $4^1F_3 - 2^1S_0$ ,  $4^1F_3 - 2^1P_1$  in helium atom were described.