

УДК 539.12

## О ЗАТУХАНИИ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ В ПЛАЗМЕ

Е. Б. Клейман

Рассмотрено влияние поляризационных плазменных эффектов на время жизни метастабильных атомных уровней. Показано, что плазменные эффекты могут быть существенны и в том случае, когда расстояние между метастабильным и ближайшим излучающим уровнями превосходит ленгмюровскую частоту. Оценено время жизни уровня 2S атома водорода в разреженной плазме, связанное с действием на атом флукуационного продольного поля. Выяснено, что данный механизм может определять время жизни 2S-уровня в разреженной космической плазме.

В последние годы возрос интерес к исследованиям влияния плазмы на процессы излучения атомов, находящихся в ней. Это связано с решением ряда задач по проблеме лазерного нагрева плазмы, с исследованиями по плазменной астрофизике и возникающими возможностями диагностики плазмы [1-8]. Развитие указанных исследований шло преимущественно по двум направлениям.

Первое было связано с изучением эффектов уширения спектральных линий заряженными частицами и плазменными волнами [1-3], а второе — с рассмотрением процессов излучения атомов в плазме и затухания метастабильных атомных уровней [4-8].

Разрушение метастабильных атомных уровней совокупным микрополем заряженных частиц детально изучалось в работе [6]. Однако в ней не учитывались поляризационные свойства плазмы. В [5, 8] принималось во внимание лишь поле плазменных волн.

С необходимой полнотой влияние поляризационных плазменных эффектов (дебаевского экранирования и плазменных колебаний) исследовалось в работе [7]. Однако в ней рассматривались лишь разрешенные переходы. Настоящая работа посвящена изучению влияния поляризационных эффектов на запрещенные переходы.

1. Рассмотрим переходы в двухуровневом атоме, находящемся в плазме. Один из уровней предполагается метастабильным, а второй обладает заданным затуханием  $\gamma$ . Пусть атом находится в случайному поле  $V(r, t)$ , создаваемом совокупностью всех заряженных частиц плазмы. Исходная система уравнений Шредингера для амплитуд  $a_0$  и  $a_1$  метастабильного и излучающего состояний имеет вид\*

$$ia_0 = V_{01}(t) e^{i\omega t} a_1, \quad ia_1 = -i\gamma a_1 + V_{10}(t) e^{-i\omega t} a_0. \quad (1)$$

Здесь  $\omega = |E_0 - E_1|$  — расстояние между энергетическими уровнями,  $V_{10}(t)$  — матричный элемент взаимодействия атома с полем  $V(r, t)$ :

$$V_{10}(t) = \int \Psi_1^*(r) V(r, t) \Psi_0(r) dr, \quad (2)$$

\* Используется атомная система единиц.

где  $\Psi(\mathbf{r})$  — атомные волновые функции. Будем искать решение для  $a_0$  в виде  $a_0 = \exp[-i\chi(t)]$ , выражение для фазы  $\chi(t)$  запишем во втором порядке теории возмущений ( $a_0(0) = 1$ ) [6]:

$$\chi(t) = -i \int_0^t dt' V_{01}(t') \exp[(i\omega - \gamma)t'] \int_0^{t'} dt'' V_{10}(t'') \exp[(-i\omega + \gamma)t'']. \quad (3)$$

Используя (3), можно найти  $|a_0(t)|^2$ . Затем, усредняя выражение для  $|a_0(t)|^2$  по всевозможным реализациям случайного поля  $V(\mathbf{r}, t)$ , получим

$$\langle |a_0(t)|^2 \rangle = e^{-\alpha t}, \quad (4)$$

где

$$\alpha = -\frac{\gamma}{(2\pi)^4} \int d\mathbf{k}_1 d\omega_1 \frac{|A_{01}(\mathbf{k}_1)|^2}{(\omega - \omega_1)^2 + \gamma^2} \langle V^2 \rangle_{\mathbf{k}_1, \omega_1}. \quad (5)$$

В формуле (5)  $A_{01}(\mathbf{k}_1)$  — борновский матричный элемент перехода:

$$A_{01}(\mathbf{k}_1) = \int \Psi_1^*(\mathbf{r}) \Psi_0(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}, \quad (6)$$

а  $\langle V^2 \rangle_{\mathbf{k}_1, \omega_1}$  — спектральная плотность флуктуаций потенциала:

$$\langle V(\mathbf{r}, t) V(\mathbf{r}', t') \rangle = \int d\mathbf{k}_1 d\omega_1 \exp[i\mathbf{k}_1(\mathbf{r} - \mathbf{r}') - i\omega_1(t - t')] \langle V^2 \rangle_{\mathbf{k}_1, \omega_1}. \quad (7)$$

Используя соотношения (4) — (6) и суммируя  $|A_{01}(\mathbf{k}_1)|^2$  по магнитным квантовым числам атома  $M_0, M_1$ , получим выражение для времени жизни  $\tau$  метастабильного уровня (т. е. времени, за которое происходит уменьшение  $\langle |a_0(t)|^2 \rangle$  в  $e$  раз):

$$\tau = \gamma^{-1} J^{-1}, \quad (8)$$

где интеграл  $J$  имеет вид

$$J = \frac{1}{2(2\pi)^4} \int d\mathbf{k}_1 d\omega_1 \frac{F(\mathbf{k}_1)}{(\omega - \omega_1)^2 + \gamma^2} \langle V^2 \rangle_{\mathbf{k}_1, \omega_1}, \quad (9)$$

$F(k_1)$  — атомный формфактор:

$$F(k_1) = (2l_0 + 1)^{-1} \sum_{M_0, M_1} |A_{M_0 M_1}(\mathbf{k}_1)|^2, \quad (10)$$

а  $l_0$  — орбитальное квантовое число метастабильного состояния.

2. Рассмотрим затухание метастабильного состояния атома в равновесной электронной плазме. В этом случае спектральная плотность флуктуаций потенциала  $\langle V^2 \rangle_{\mathbf{k}_1, \omega_1}$  имеет вид [9]

$$\langle V^2 \rangle_{\mathbf{k}_1, \omega_1} = \frac{8\pi}{k_1^2} \frac{T}{\omega_1} \frac{\text{Im } \epsilon_l(\mathbf{k}_1, \omega_1)}{|\epsilon_l(\mathbf{k}_1, \omega_1)|^2}, \quad (11)$$

где  $\epsilon_l(\mathbf{k}_1, \omega_1)$  — продольная диэлектрическая проницаемость плазмы, а  $T$  — температура электронов. Для плазмы с максвелловским распределением электронов по скоростям  $\epsilon_l(\mathbf{k}_1, \omega_1)$  имеет вид [9]

$$\epsilon_l(\mathbf{k}_1, \omega_1) = 1 + a^{-2} k_1^{-2} [1 - \varphi(z) + i\sqrt{\pi} z e^{-z^2}],$$

где

$$z = \sqrt{3/2}(\omega_1/k_1 s), \quad s = (3T/m)^{1/2}, \quad a = (T/4\pi e^2 N)^{1/2}, \quad (12)$$

$\varphi(z)$  — плазменная дисперсионная функция:

$$\varphi(z) = 2ze^{-z^2} \int_0^z e^{x^2} dx, \quad (13)$$

а  $N$  — электронная концентрация.

Учет эффектов поляризации сводится [9] к появлению множителя  $|\epsilon_l(k_1, \omega_1)|^{-2}$  в выражении для спектральной плотности флюктуаций потенциала (11). Будем считать, что расстройка  $|\omega - \omega_{pe}|$  ( $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 N/m}$ ) превосходит большую из величин  $\gamma$ ,  $\Delta\omega_1$  ( $\Delta\omega_1$  — ширина максимума, отвечающего ленгмюровским колебаниям в спектре флюктуаций потенциала). Тогда можно пренебречь величиной  $\gamma$  в знаменателе подынтегрального выражения в (9). При указанных предположениях интеграл по частотам в (9) можно вычислить с помощью соотношений Крамерса—Кронига [9]. Имеем

$$J = \int_0^\infty F(k_1) \Phi(k_1) dk_1; \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \Phi(k_1) = & \frac{4}{\pi} T \left\{ -\frac{1}{4\omega^2} \frac{\epsilon'_l - 1}{\epsilon'_l} + \frac{1}{4\omega^2} \frac{1}{1 + a^2 k_1^2} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{4\omega} \frac{d\epsilon'_l/d\omega}{\epsilon'^2_l} \right\}, \quad \epsilon'_l = \operatorname{Re}\epsilon_l(k_1, \omega). \end{aligned} \quad (15)$$

Остановимся теперь на выражении для атомного формфактора  $F(k_1)$ . Так как рассматривается распад метастабильного состояния, то наибольший интерес представляют переходы с частотой  $\omega$ , малой по сравнению с частотами оптических переходов. Атомный формфактор в борновском приближении для таких переходов имеет вид [7]

$$F(k_1) = \lambda^2 R_0^2 k_1^4 K_1^2(k_1 R_0), \quad (16)$$

где  $K_1$  — функция Макдональда,  $\lambda = (f/2\omega)^{1/2}$ ,  $f$  — сила осциллятора перехода  $0 \rightarrow 1$ . Величина  $F(k_1)$  соответствует недиагональный потенциал взаимодействия атома с электроном дипольного типа [7]

$$\xi(R) = \int P_0(r) P_1(r) \frac{r_<}{r_>} r^2 dr = \frac{\lambda R}{(R^2 + R_0^2)^{3/2}}, \quad (17)$$

где  $P(r)$  — радиальные атомные функции,  $r_<, r_>$  — соответственно меньшая и большая из величин  $r$ ,  $R$ . Поэтому  $R_0$  характеризует радиус взаимодействия, отвечающий переходу  $0 \rightarrow 1$ . Для переходов без изменения главного квантового числа  $n$  в водородоподобных системах  $R_0 = n^2$ . В общем случае  $R_0$  выражается через интегралы от радиальных волновых функций  $P_0(r)$ ,  $P_1(r)$  [10].

Для нахождения времени жизни  $\tau$  необходимо вычислить интеграл в (14). В общем случае это можно сделать лишь численно. Оценим интеграл  $J$  в некоторых предельных случаях. Для этого проанализируем структуру подынтегрального выражения в (14).

Характерный масштаб  $k_1^*$  изменения функции Макдональда  $K_1(k_1 R_0)$  есть  $k_1^* \simeq R_0^{-1}$ ,  $K_1(k_1 R_0) \sim (k_1 R_0)^{-1}$  при  $k_1 \ll k_1^*$  и  $K_1(k_1 R_0) \sim \sim (k_1 R_0)^{-1/2} \exp(-k_1 R_0)$  при  $k_1 \gg k_1^*$ . Характерный масштаб  $\tilde{k}_1$  измене-

ния функции  $\Phi(k_1)$ :  $\tilde{k}_1 \simeq \omega/\omega_{pe}a^{-1}$ . Выражения для  $\Phi(k_1)$  в предельных случаях малых и больших значений  $k_1$ , полученные с использованием известных асимптотических выражений для  $\varphi(z)$  [9], имеют вид

$$\Phi(k_1) \simeq (1/\pi\omega^2)B, \quad k_1 \ll \tilde{k}_1; \quad (18)$$

$$\Phi(k_1) \simeq \frac{9}{\pi} \frac{\omega^2}{a^2 s^4 k_1^6}, \quad k_1 \gg \tilde{k}_1, \quad B = \left[ 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{(3 - \omega_{pe}^2/\omega^2)}{(1 - \omega_{pe}^2/\omega^2)^2} \right]. \quad (19)$$

Будем считать выполненным условие  $R_0 \ll \omega_{pe}a/\omega$ . В этом случае основной вклад в интеграл  $J$  в (14) вносит область  $0 \leq k_1 \leq (\omega/\omega_{pe})(1/a)$ .

Оценка времени жизни  $\tau$  дает

$$\tau = (1/\gamma) (6\sqrt{2}\pi\omega_{pe}^3 a^3 / \lambda^2 T \omega B). \quad (20)$$

В противоположном предельном случае  $R_0 \gg \omega_{pe}a/\omega$  основной вклад в  $J$  вносит область  $0 \leq k_1 \leq R_0^{-1}$ . В этих условиях имеем

$$\tau = (1/\gamma) (3\pi\omega^2 R_0^3 / \lambda^2 T B). \quad (21)$$

Из выражений (20), (21) видно, что поляризационные эффекты могут быть существенны как в плотной ( $\omega_{pe} > \omega$ ), так и в разреженной ( $\omega_{pe} < \omega$ ) плазмах. Выше мы не принимали во внимание ионную часть диэлектрической проницаемости плазмы. Как показано в [7], для переходов, вызванных столкновениями с ионами, поляризационные эффекты не существенны.

3. В качестве примера рассмотрим вопрос о времени жизни метастабильного уровня  $2S$  водородного атома в разреженной плазме  $N = 10^4 \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 10^4 \text{ К}$ . Такие условия характерны для ряда астрофизических объектов [11] (планетарные и плотные диффузные туманности).

Оценка времени жизни данного уровня важна здесь в связи с вариациями наблюдаемого непрерывного спектра двухфотонного излучения  $2S - 1S$  от различных туманностей. В указанных физических условиях разрушение уровня  $2S$  определяется следующими процессами:

- 1) столкновениями с протонами [6, 11] ( $2S - 2P$ -переход),
- 2) двухфотонными процессами  $2S - 1S$ .

Время жизни, отвечающее первому процессу, имеет вид [6]

$$\tau_1 \simeq v_i / \pi N \ln(v^2/\omega), \quad (22)$$

где  $v_i$  — тепловая скорость ионов. Время жизни за счет двухфотонных переходов  $\tau_2$  примерно равно  $1/8$  с [11]. Времена  $\tau_1$  и  $\tau_2$  становятся сравнимыми при плотностях  $N = 1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ . Оценки, проведенные по формуле (20), показывают, что  $\tau$  меньше величин  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  примерно на порядок.

Таким образом, механизм, рассмотренный выше, является определяющим в данных условиях. Необходимо также отметить, что фотон-плазменные переходы [5] могут быть существенны лишь в турбулентной плазме.

Автор благодарен И. М. Ойрингелю и В. Н. Цытовичу за полезное обсуждение данной работы

## ЛИТЕРАТУРА

1. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. — М.: Мир, 1978, с. 301.
2. Окс Е. А., Шолин Г. В. — ЖЭТФ, 1975, 68, с. 974.
3. Кузнецов Э. И., Щеглов Д. А. Методы диагностики высокотемпературной плазмы. — М.: Атомиздат, 1974, с. 97.
4. Виноградов А. В., Собельман И. И., Юков Е. А. — Квантовая электроника, 1974, 1, с. 268.
5. Каплан С. А., Клейман Е. Б., Ойригель И. М. — Астрон. журн., 1972, 49, № 2, с. 294.
6. Коган В. И., Лисица В. С., Селидовкин А. Д. — ЖЭТФ, 1973, 65, с. 152.
7. Виноградов А. В., Шевелько В. П. — ЖЭТФ, 1976, 71, с. 1037.
8. Kleiman E. B., Ojtingel I. M. Contributed papers, of XV IGPIG. — Minsk, 1981, part 1, p. 271.
9. Ситенко А. Г. Электромагнитные флуктуации в плазме — Харьков: Гос. ун-т, 1965, с. 26.
10. Виноградов А. В., Скobelев И. Ю., Урнов А. М., Шевелько В. П. В кн.: Физика атомных столкновений и спектроскопия плазмы. — М.: Наука, 1980, с. 120.
11. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Физика межзвездной среды. — М.: Наука, 1979, с. 62.

Научно-исследовательский институт  
прикладной математики и кибернетики  
при Горьковском университете

Поступила в редакцию  
5 марта 1984 г.

## ON DECAY OF THE METASTABLE ATOMIC STATES IN A PLASMA

*E. B. Kleiman*

The effect of polarization plasma phenomena on the lifetime of metastable atomic states is considered. It is shown that polarization effects may play an important role in the case when the distance between metastable and near-emitting levels is larger than Langmuir frequency. The lifetime of the 2S level of hydrogen atom in a low-density plasma being effected by the fluctuation longitudinal field is estimated. The given mechanism may define the lifetime of the 2S level in a low-density plasma.

---

## ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Гинзбург В. Л. О физике и астрофизике. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1985—25 л.

В первой части книги сделана попытка составить список наиболее интересных и фундаментальных физических и астрофизических проблем, кратко пояснить и прокомментировать их содержание, современное состояние соответствующих исследований, их возможную роль для использования в технике и т. п. Во вторую часть книги вошли статьи и выступления, касающиеся вопросов методологии науки. Третья часть книги содержит очерки и воспоминания, посвященные памяти выдающихся физиков.

Для физиков и астрономов, а также более широкого круга читателей — от преподавателей физики средней и высшей школы, до инженеров и научных работников, интересующихся путями развития науки

Шапиро С., Тьюколски С. Черные дыры, белые карлки и нейтронные звезды. В 2-х частях: Пер. с англ. — М.: Мир, 1985. — 38 л.

В книге изложены основы физики плотных космических объектов — уже открытых белых карлков и нейтронных звезд и предсказанных теоретиками «черных дыр». Все эти экзотические объекты с удивительными свойствами — конечные продукты «нормальной» звездной эволюции, и изучая их, мы проникаем в будущее нашего Солнца, звезд и всей Вселенной. Вот почему эта проблема волнует и астрономов, и физиков, и математиков.

Для специалистов и студентов соответствующих специальностей. Может служить учебным пособием по релятивистской астрофизике.