

01;02;07

О ФИЗИЧЕСКОМ МЕХАНИЗМЕ ЭФФЕКТА СОКОЛОВА

© И.Е.Мазец, Б.Г.Матисов

Эффект Соколова [1,2] состоит в появлении значительной примеси $2P$ состояния после пролета атомов водорода в метастабильном $2S$ состоянии на очень большом ($\sim 10^6$ боровских радиусов r_B) расстоянии от края металлической пластины в отсутствие внешнего электромагнитного поля. Рассмотрим ситуацию эксперимента [2]. Атомы водорода готовятся в состоянии $a_1|1\rangle + a_2|2\rangle$, где $|1\rangle = |2^2S_{1/2}, F=0\rangle$, $|2\rangle = |2^2P_{1/2}, F=1, M_F=0\rangle$. Они достигают центра отверстия (радиус которого равен R) в заземленном экране за время L/v , где L — длина атомного интерферометра, $v \approx 2 \cdot 10^8$ см/с — скорость атомов в пучке. При этом не распавшиеся в основное состояние атомы описываются волновой функцией $a_1|1\rangle + a_2 \exp[(i\Delta - \gamma/2)L/v]|2\rangle$, где $\Delta = 0.6 \cdot 10^{10}$ с $^{-1}$ — частотное расстояние между уровнями, $\gamma = 0.6 \cdot 10^9$ с $^{-1}$ — скорость распада $2P$ состояния. Полное число $I_{Ly-\alpha}$ Лайман-альфа квантов, испущенных атомами после прохождения через отверстие в экране, описывается функцией [2]

$$I_{Ly-\alpha} = \text{const} \cdot \left[\left| \frac{a_2}{a_1} \right| \exp(-\gamma L/v) + 2b' \exp(-\gamma L/2v) \cos(\Delta L/v + \phi) \right]. \quad (1)$$

Из экспериментальных данных [2] следует, что $b' \approx 0.003$.

В работах [3,4] был сделан вывод, что результаты экспериментов [1,2] не описываются стандартной квантовой теорией, и для их объяснения привлекалась гипотеза об асимметричном коллапсе волновой функции.

В данной работе мы показываем, что эффект Соколова может быть успешно объяснен в рамках физического механизма, полностью описываемого обычной квантовой механикой.

Рассмотрим подробнее аргументацию из работы [3]. Зависимость (1), по мнению авторов [3], указывает на то, что непосредственно после прохождения через отверстие в

экранные атомы, первоначально бывшие в состоянии $|1\rangle$, должны оказаться в состоянии $\sqrt{1-|b|^2}|1\rangle + b|2\rangle$, где $|b| = b'$. Ввиду малости $|b|$ далее полагаем $\sqrt{1-b^2} \approx 1$. Но эффект дебаевского экранирования (квазинейтральность системы зарядов в металле) ведет к тому, что величина

$$b \sim \frac{e^2}{\hbar v} \left(\frac{r_B}{R} \right)^2 \quad (2)$$

оказывается очень малой, порядка 10^{-12} . По этой причине авторы [3,4] привлекают упомянутую выше нетрадиционную гипотезу.

Однако такое упрощенное рассмотрение не принимает во внимание эффект отдачи атома. Если атом переходит из $|1\rangle$ в $|2\rangle$, взаимодействуя с массивной ионной решеткой, то энергия перехода $\hbar\Delta$ передается атому в виде кинетической энергии. Если же атом взаимодействует с электроном, то последний, ввиду малости своей массы, уносит практически всю энергию $\hbar\Delta$. Т. е. атом, первоначально бывший в состоянии $|1; E\rangle$, переходит в состояние

$$|\bar{1}\rangle = |1; E\rangle + S_{21}^{(i)}|2; E\rangle + S_{21}^{(e)}|2; E - \hbar\Delta\rangle \quad (3)$$

и далее, с течением времени t , эволюционирует как

$$|\bar{1}\rangle = |1; E\rangle + \exp(-\gamma t/2) \left[S_{21}^{(i)}|2; E\rangle + S_{21}^{(e)} \exp(i\Delta t)|2; E - \hbar\Delta\rangle \right]. \quad (4)$$

Здесь мы указываем полную энергию E состояния атома; $S_{21}^{(i)}$ и $S_{21}^{(e)}$ — амплитуды вероятности переходов при взаимодействии атома с ионной решеткой и электронами проводимости соответственно. Условие квазинейтральности ведет к тому, что

$$S_{21}^{(i)} = -S_{21}^{(e)} \equiv b. \quad (5)$$

Для самой величины b можно принять оценку [3] для амплитуды перехода, вызванного взаимодействием с зарядами одного знака в приповерхностном слое толщиной порядка радиуса дебаевского экранирования:

$$b \approx \frac{e^2}{\hbar v_F} \left(\frac{T}{E_F} \right)^{1/3}. \quad (6)$$

Здесь T — температура металла в энергетических единицах, E_F — энергия Ферми, v_F — скорость электронов на поверхности Ферми.

Опуская энергетические индексы, волновую функцию $|\bar{1}\rangle$ можно записать, с учетом (5), как

$$|\bar{1}\rangle = |1\rangle + b \exp(-\gamma t/2) [1 - \exp(i\Delta t)] |2\rangle. \quad (7)$$

Отметим, что $|\bar{1}\rangle = |1\rangle$ при $t = 0$, но в дальнейшем эти состояния существенно отличаются. Таким образом, удается показать, что амплитуда перехода, определяемая с помощью формулы (6), проявляется и без принятия гипотезы об асимметричном коллапсе волновой функции [3,4].

Число $I_{Ly-\alpha}$ Лайман-альфа квантов пропорционально населенности состояния $|2\rangle$, проинтегрированного с весом $\gamma \exp(-\gamma t)$. С учетом того, что атомы достигают экрана в когерентной суперпозиции состояний $a_1|1\rangle + a_2 \exp[(i\Delta - \gamma/2)L/v]|2\rangle$, наша теория дает для $I_{Ly-\alpha}$ выражение (1), где $b' = \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 + \Delta^2}} f|b|$. Численный фактор f , которому для согласия с экспериментом следует приписать значение порядка 0.1, имеет обычную природу — он учитывает завышенность оценки (6) или возможное замывание интерференционной картины из-за флуктуаций фазы ϕ вокруг своего среднего значения.

Данная работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 96-0216 905-а).

Список литературы

- [1] Соколов Ю.Л., Яковлев В.П., Пальчиков В.Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. В. 2. С. 78-81.
- [2] Sokolov Yu.L., Yakovlev V.P., Pal'chikov V.G. // Physica Scripta. 1994. V. 49. N 1. P. 86-90.
- [3] Kadomtsev B.B., Kadomtsev M.B. // Physica Scripta. 1994. V. 50. N 3. P. 243-245.
- [4] Кадомцев Б.Б., Кадомцев М.Б. // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. В. 5. С. 1634-1641.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе РАН
С.-Петербург
Санкт-Петербургский
государственный
университет

Поступило в Редакцию
5 июня 1996 г.