

## ДОПОРОВОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ АТОМОВ ЭЛЕКТРОНАМИ В СИЛЬНОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

И.Л.Бейгман, Б.Н.Чичков

Показано, что в сильном световом поле в допороговой области энергий электрона процесс возбуждения идет с поглощением большого числа квантов. Процессы такого типа могут играть важную роль в многофотонной ионизации атомов.

Появившиеся в последнее время мощные источники излучения, позволяющие получать напряженность оптического поля, сравнимую с атомной в широком диапазоне длин волн ( $200 - 10^4$  нм), открывают возможность систематического исследования нелинейных взаимодействий электронов и атомов с сильным световым полем. Эксперименты <sup>1-6</sup> показывают, что нелинейные процессы, связанные с поглощением нескольких сотен квантов и образованием многозарядных ионов, идут с аномально большой вероятностью.

Настоящая работа посвящена теоретическому рассмотрению возбуждения атомов и ионов электронами в сильном световом поле. Показано, что в сильном световом поле в допороговой области энергий электрона процесс возбуждения идет с поглощением большого числа квантов. Процессы такого типа могут играть существенную роль в многофотонной ионизации атомов и вместе с тем возможно их прямое экспериментальное исследование.

Рассмотрим задачу о рассеянии атомом налетающего электрона в присутствии сильного линейно-поляризованного светового поля  $E(t) = E_0 \cos \omega t$ . Используя известное выражение (см., например <sup>7</sup>) для волновой функции электрона в однородном световом поле и, рассматривая взаимодействие этого электрона с атомным электроном как возмущение для сечения возбуждения  $m$ -го уровня атома из начального состояния "0" нетрудно получить следующее выражение (действием светового поля на атомный электрон пренебрегаем):

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{m0} &= 8\pi \left( \frac{e^2}{\hbar v_0} \right)^2 \sum_n \frac{dq_n}{q^3} |F_{m0}(q_n) - \delta_{m0} \rho|^2 |J_n(q_n A_0)|^2 = \\
 &= \sum_n d\sigma_{m0}^B(p_0, p_n, q_n) |J_n(q_n A_0)|^2, \\
 F_{m0}(q_n) &= \langle \Psi_m | \exp(-i q_n r) | \Psi_0 \rangle.
 \end{aligned} \tag{1}$$

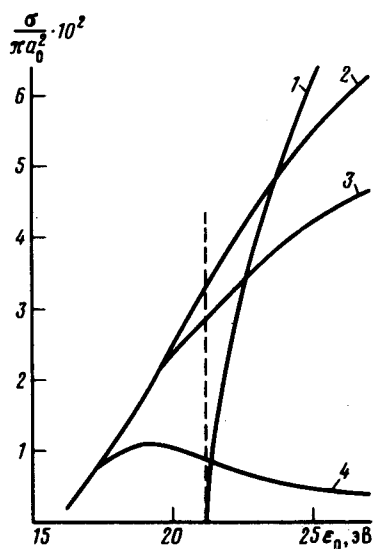
Здесь  $p_0, p_n$  – начальный и конечный импульсы электрона ( $v_0$  – начальная скорость),  $p_n$  определяется из закона сохранения энергии

$$E_m - E_0 + \frac{1}{2m} (p_n^2 - p_0^2) - \hbar \omega n = 0, \tag{2}$$

$\hbar q_n = p_n - p_0$  – переданный импульс,  $\Psi_0, \Psi_m, E_0, E_m$  – волновые функции и энергии

ионизации соответствующих атомных состояний. Величина  $A_0 = eE_0/m\omega^2$ , стоящая в аргументе функции Бесселя  $J_n$  имеет смысл амплитуды колебаний электрона в переменном поле.  $d\sigma_{m0}^B(p_0, p_n, q_n)$  — борновское сечение возбуждения. При выводе (1) считалось, что направления поля  $E_0$  и импульса  $p_0$  совпадают. Если поле  $E_0$  стремится к нулю, то в сумме (1) остается только слагаемое с  $n = 0$ , которое переходит в обычное борновское сечение возбуждения.

На рисунке приведены результаты расчета сечения возбуждения электронами перехода  $1s^2 - 1s2p[^1P]$  атома гелия в присутствии сильного светового поля (энергия перехода  $\sim 21,1$  эВ). Частота излучения  $\omega = 0,1$  эВ, его интенсивность  $I = 1,6 \cdot 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>, это соответствует амплитуде колебаний электрона в поле  $A_0 = 50a_0$ , где  $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8}$  см — атомная единица длины. Как видно из этого рисунка, даже когда энергия электрона на несколько электрон-вольт ниже пороговой энергии возбуждения перехода (процесс возбуждения в отсутствие светового поля невозможен) в сильном световом поле сечение возбуждения перехода  $\gtrsim 10^{-2} \pi a_0^2$  и электрон восполняет недостаток энергии за счет поглощения нескольких десятков квантов.



Сечения возбуждения перехода  $1s^2 - 1s2p[^1P]$  атома He (энергия возбуждения  $\sim 21,1$  эВ). 1 — борновское сечение возбуждения в отсутствие поля; 2 — сечение возбуждения в световом поле ( $\omega = 0,1$  эВ,  $I = 1,6 \cdot 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>), рассчитанное по формуле (1),  $n = 0 \div 70$ , 3 —  $n = 20 \div 70$ , 4 —  $n = 40 \div 70$

При вычислении сечений возбуждения ионов электронами в сильном световом поле необходимо учитывать кулоновское притяжение электронов к иону. В этом случае формула (1) остается справедливой, но вместо борновского сечения в нее необходимо подставить сечение, рассчитанное в борн-кулоновском приближении  $d\sigma_{m0}^{BK}(p_0, p_n, q_n)$ . Обосновать эту процедуру можно, рассматривая возбуждение как "встряску" электрона в присутствии светового поля. Приближение "встряски" <sup>8</sup> справедливо, когда время столкновения много меньше периода колебаний электрона в поле.

Входящие в выражение (1) функции Бесселя при достаточно больших  $n$  ( $n \gtrsim q_n A_0$ ) экспоненциально убывают. Для оценок можно полагать  $q_n \sim k_0$  ( $k_0$  — волновое число осциллирующего электрона) и ввести параметр  $n_{max} = A_0 k_0 = (A_0/a_0)(\epsilon_0/Ry)^{1/2}$ , который определяет максимальную степень многоквантовости процесса возбуждения ( $\epsilon_0$  — энергия электрона,  $Ry = 13,6$  эВ). При  $n < n_{max}$  процессы возбуждения (и ионизации) с поглощением  $n$ -фотонов имеют одинаковый порядок величины, а при  $n \gtrsim n_{max}$  они экспоненциально малы. Если положить  $\epsilon_0 = \hbar\omega$ , то условие того, что электроны с такой энергией (и автоматически с более высокой) будут участвовать в процессе возбуждения перехода с

энергией  $\Delta E$  и поглощать при этом  $\Delta E/\hbar\omega$  квантов, будет иметь вид

$$\frac{A_0}{a_0} \sqrt{l} \left( \frac{\hbar\omega}{Ry} \right)^{3/2} \left( \frac{Ry}{\Delta E} \right) \geq 1.$$

Это условие можно переписать следующим образом:

$$I_0 \geq \frac{1}{16l} \left( \frac{\hbar\omega}{Ry} \right) \left( \frac{\Delta E}{Ry} \right)^2 I_a, \quad (3)$$

где  $I_a = cE_a^2/8\pi$  — интенсивность излучения, соответствующая атомной напряженности поля.

Исследование элементарного процесса взаимодействия электрона с атомом в сильном световом поле может оказаться полезным для анализа гораздо более сложного явления — многофотонной ионизации атомов.

Одна из возможных интерпретаций процесса многофотонной ионизации, перекликающаяся в идейном плане с работами <sup>5, 9-16</sup> такова: появляющиеся в результате однократной ионизации атомов электроны (эта стадия при используемых в экспериментах интенсивностях излучения происходит практически мгновенно), осциллируя в световом поле, возбуждают и ионизируют ионы до высоких кратностей ионизации. Каждый вновь появляющийся электрон включается в этот процесс. Например, в экспериментах (см. обзор <sup>5</sup>) зарегистрированы ионы  $Ar^{6+}$  ( $\hbar\omega = 6,4$  эВ). Энергия ионизации ионов  $Ar^{5+}$   $\Delta E = 6,7$  Ry. В этом случае условие (3), того, что электроны с энергией  $\epsilon_0 \gg l\hbar\omega$  участвуют в процессе возбуждения имеет вид  $I_0 \gg \frac{1}{l} I_a$ , что совпадает по порядку величины с интенсивностью излучения, использовавшейся в этих экспериментах.

#### Литература

1. L'Huillier A., Lompre L.A., Mainfray G., Manus C. Phys. Rev., 1983, A27, 2503; J. Phys., 1983, B16, 1363.
2. Chin S.L., Jergeau F., Lavique P. J. Phys., 1985, B18, L213.
3. Boyer K., Egger H., Luk T.S., Pummer H., Rhodes C.K. J. Opt. Soc. Am., 1984, B1, 3.
4. Luk T.S., Johann U., Egger H., Pummer H., Rhodes C.K. Phys. Rev., 1985, A32, 214.
5. Rhodes C.K. Science, 1985, 229, 1345.
6. Johann U., Luk T.S., Egger H., Rhodes C.K. Phys. Rev., 1986, A34, 1084.
7. Келдыш Л.В. ЖЭТФ, 1964, 47, 1945.
8. Дыхне А.М., Юдин Г.Л. УФН, 1977, 121, 157.
9. Никишов А.И., Ритус В.И. ЖЭТФ, 1967, 52, 223.
10. Бункин Ф.В., Казаков А.Е., Федоров М.В. УФН, 1972, 107, 559.
11. Rahman N.K., Faisal H.M. J. Phys., 1976, B10, L 275.
12. Клиниких А.Ф., Панопрт Л.П. ЖЭТФ, 1985, 88, 1105.
13. Boyer K., Rhodes C.K. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 1490.
14. Szöke A., Rhodes C.K. Phys. Rev. Lett., 1986, 56, 720.
15. Делоне Н.Б., Зон Б.А., Крайнов В.П. Известия АН СССР сер. физ., 1986, 50, 773.
16. Кучиев М.Ю. Письма в ЖЭТФ, 1986, 45, 319.