

АТОМНАЯ АНТЕННА

М.Ю.Кучиев

Предложен новый механизм поглощения атомом квантов низкочастотного поля – "атомная антенна". Он резко, на много порядков, усиливает интенсивность многофотонных процессов, в частности многократную ионизацию и ионизацию вдали от порога.

Рассмотрим взаимодействие атома с полем лазерного излучения, частота ω и напряженность F/e которого малы по атомным масштабам: $\hbar\omega \ll I, F \ll e^2/a_0^2, I$ и a_0 – потенциал ионизации и боровский радиус. Будем интересоваться такими возбуждениями атома полем, которые требуют большого, многоквантового поглощения энергии. Это ионизация атома в том случае, когда фотозлектрон быстрый, $p^2/2m \gg \hbar\omega$, и ионизация атома с возбуждением иона, в частности кратная ионизация.

Удивительный экспериментальный результат состоит в том, что такие процессы идут с большой вероятностью 1^{-9} . Разрыв между экспериментальными данными и существовавшей теорией велик, например в случае, обсуждаемом в ⁶, он достигает 10^{40} .

В данной статье предложен новый эффективный механизм поглощения — "атомная антенна": Суть его в следующем. Пусть атом ионизуется, поглотив минимально необходимое число квантов $\approx I/\hbar\omega$. Учтем, что фотоэлектрон колеблется в электрическом поле волны. Кинетическая энергия колебаний в сильном лазерном поле может быть велика, $F^2/2m\omega^2 \gg \hbar\omega$. Теперь учтем, что фотоэлектрон будет рассеиваться на родительском ионе. В результате энергия колебаний может перейти в энергию поступательного движения электрона, либо пойти на возбуждение или ионизацию иона. Электрон в данном процессе играет роль поглотителя энергии поля, роль антенны. Важно, что такое поглощение происходит интенсивно, поскольку частота колебаний электрона равна частоте поля ω . Процесс рассеяния на ионе также является весьма вероятным, ведь он не адиабатический. Таким образом оказывается велика вероятность поглощения большой энергии.

В работе впервые показано, что амплитуда многоквантового процесса факторизуется на амплитуду пороговой ионизации и амплитуду рассеяния электрона на ионе в лазерном поле. Следовательно процесс протекает в два этапа. Описанная выше физическая картина является качественной интерпретацией полученных результатов. Обнаруженное свойство амплитуды является весьма общим, оно не зависит от деталей атомной структуры. Полученные соотношения позволяют предсказать спектральное и угловое распределение фотоэлектронов.

Перейдем к расчету. Ограничимся случаем линейной поляризации поля. Рассмотрим сначала задачу о фотоэлектронном спектре вдали от порога, когда $p^2/2m \gg \hbar\omega$, где p — импульс поступательного движения выбитого электрона. Представим амплитуду ионизации в виде ряда по степеням потенциала, описывающего взаимодействие уходящего электрона с ионом:

$$A(p) = A_0(p) + A_1(p) + \dots = \left\langle \leftarrow \text{---} \leftarrow \right\rangle + \left\langle \leftarrow \text{---} \leftarrow \right\rangle + \dots \quad (1)$$

Здесь тонкая линия описывает движение электрона в атоме, двойная — его поведение в поле волны, волнистая — потенциал иона. Амплитуда $A_0(p)$ впервые была вычислена в известной работе ¹⁰. Она быстро, экспоненциально убывает с ростом энергии электрона.

При вычислении A_1 учтем, что в задаче есть два масштаба длины: малые атомные расстояния и большой размах колебаний электрона в поле, $F/m\omega^2 \gg a_0$. Это обстоятельство позволяет привести выражение для A_1 к очень простому, факторизованному виду ($e = \hbar = m = 1$):

$$A_1(p) = \sum_n [A_0(-p_n) f_n(-p_n, p) + A_0(p_n) f_n(p_n, p)] / R. \quad (2)$$

Здесь $p_n = (p^2 - 2n\omega)^{1/2} F/F$ — импульс фотоэлектрона в промежуточном состоянии. В сумму по n основной вклад дают процессы, в которых он мал, $p_n \ll p$. Поэтому $A_0(p_n)$ есть амплитуда ионизации вблизи порога, она не убывает с ростом p . В (2) $f_n(p_n, p)$ есть амплитуда рассеяния электрона на ионе, рассеяние сопровождается поглощением n квантов и соответствующим ускорением электрона:

$$f_n(p_n, p) = -\frac{1}{2\pi} \langle p | U | p_n \rangle (-i)^n e^{iz} J_n(z). \quad (3)$$

Здесь U — потенциал иона, $J_n(z)$ — функция Бесселя, $z = (p - p_n)F/\omega^2$. Множитель R в (2) есть $R = F\omega^{-2} (1 + \gamma^2)^{1/2}$, где $\gamma = (2I)^{1/2} \omega/F$ — адиабатический параметр. Два слагаемых в квадратных скобках в (2) соответствуют двум перевальным точкам $\omega t_{1,2} = i \operatorname{arsh} \gamma$, $\pi + i \operatorname{arsh} \gamma$ на комплексной плоскости времени выхода электрона из атома.

Из (2), (3) находим, что с ростом энергии амплитуда $A_1(\mathbf{p})$ убывает медленно, степенным образом, до тех пор пока справедливо неравенство

$$n \leq \nu \cos^2 \theta, \quad (4)$$

где n — число поглощенных квантов над порогом ионизации, $\nu = 2F^2 / \omega^3$, $\cos \theta = \mathbf{p} \cdot \mathbf{F} / pF$. Условие (4) определяет спектральную и угловую область, в которой антенный механизм поглощения доминирует, $|A_1(\mathbf{p})| \gg |A_0(\mathbf{p})|$.

Аналогично рассматриваем задачу ионизации с возбуждением иона, в частности кратную ионизацию. Равенство (2) остается справедливым и в этом случае, если под f_n понимать амплитуду неупругого рассеяния электрона на ионе. Антенный механизм оказывается эффективным, если энергия возбуждения иона Δ ограничена условием $\Delta \leq \nu \omega / 4$. Интересно, что одновременно с возбуждением иона обязательно происходит ускорение первоначально выбитого электрона, поглощенная им энергия также ограничена условием $p^2 / 2 \leq \nu \omega / 4$. Этот эффект специфичен для антенного механизма поглощения, поэтому экспериментальное обнаружение его было бы крайне интересно.

Отметим, что в работах ^{8,11} высказывалась гипотеза о важной роли поляризуемости наружных оболочек атома в процессах кратной ионизации. Она базировалась на модельных представлениях. Проведенный анализ показывает, что в сильном поле многофотонная задача имеет в определенном смысле точное решение: сложный объект, — амплитуда ионизации, выражается через гораздо более простую амплитуду рассеяния.

В настоящей работе антенный механизм поглощения рассмотрен в низшем порядке теории возмущений, применимой при условии $\gamma \leq 1$. Его нарушение, а также случай, когда поглощаемая энергия превышает $\gamma \omega$ требуют учета следующих порядков теории возмущений. Можно надеяться, что физика процесса при этом во многом сохранится.

В заключение отметим, что в статическом пределе рассмотренный механизм ионизации имеет, по-видимому, общие черты с кругом идей работ ¹²⁻¹⁴.

Я благодарен за дискуссии М.Я.Амусья, Ю.Н.Демкову, В.А.Дзюбе, А.К.Казанскому, В.Н.Осиповскому, О.П.Сушкову, В.В.Фламбауму.

Литература

1. Алексахин И.С., Запесочный И.П., Суран В.В. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, 14.
2. Agostini P., Fabre F., Petite G. In "Multiphoton Ionization of Atoms", Chin S.L. and Lambropoulos P. Ed., Academic Press, p. 133, 1984.
3. Kruit P., Kimman J., Muller H.G., Van der Wiel M. Phys. Rev., 1983, A28, 248.
4. Lompré L.A., L'Huillier A., Mainfray G., Fan J.Y. J. Phys., 1984, B17, L817.
5. L'Huillier A., Lompré L.A., Mainfray G., Manus C. Phys. Rev., 1983, A27, 2503; J. Phys., 1983, B16, 1363.
6. Lompré L.A., Mainfray G. In "Multiphoton Processes", Lambropoulos P., Smith S.J. Ed., Vol. 2, Springer-Verlag, 1984.
7. Boyer K., Egger H., Luk T.S., Pummer H., Rhodes C.K. J. Opt. Soc. Am., 1984, B1, 3.
8. Luk T.S., Johann U., Egger H., Pummer H., Rhodes C.K. Phys. Rev., 1985, A32, 214.
9. Rhodes C.K. Science, 1985, 229, 1345.
10. Келдыш Л.В. ЖЭТФ, 1964, 47, 1945.
11. Szöke A., Rhodes C.K. Phys. Rev. Lett., 1985, 56, 720.
12. Карбованец М.Н., Лазур В.Ю., Чибисов М.Н. ДАН СССР, 1984, 275, 1384.
13. Комаров И.В., Янев Р.К. ЖЭТФ, 1966, 51, 1712.
14. Демков Ю.Н. Кн. "Вопросы теории атомных столкновений", вып. 1, ред. Демков Ю.Н., Л., 1975, с. 87.

Поступила в редакцию

26 декабря 1986 г.

После переработки

2 марта 1987 г.