

## РОЛЬ СИЛЬНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ УРОВНЕЙ ПРИ МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМА

Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне, В. А. Коварский,  
Н. Ф. Перельман

Экспериментальные исследования процесса многофотонной ионизации атомов, проведенные нами [1,2,3], показали, что спектр атома играет существенную роль, определяя как абсолютную величину вероятности ионизации, так и функциональную зависимость вероятности от интенсивности излучения. Так в случае, когда расстройки между энергией нескольких квантов излучения и энергией связанных состояний электрона велики и состояния существенно не возмущаются полем излучения, вероятность ионизации  $W$  связана с интенсивностью излучения  $F$  соотношением  $W = \alpha F^{K_0}$ , где  $K_0 = \langle I/\hbar\omega + 1 \rangle$ , есть число квантов, поглощающихся при ионизации [2]. В случае, когда выполняется резонанс между энергией нескольких квантов и энергией связанного состояния, зависимость  $W(F)$  существенно иная, и показатель степени  $K < K_0$  [3]. При наличии резонанса ионизация происходит в два этапа – многофотонное резонансное возбуждение атома и ионизация возбужденного атома. Два различных эффекта, возникающие под действием поля, приводят к изменению функциональной зависимости – расстройка резонанса из-за штарковского сдвига резонансного уровня и насыщение второго этапа из-за увеличения вероятности ионизации возбужденного атома.

Большой интерес представляет тот случай, когда в результате поглощения нескольких квантов электрон

попадает в область спектра, где связанные состояния сильно возмущены полем. Такая ситуация, например, имеет место при ионизации атома ксенона ( $I \approx 12,1$  эв) в поле излучения неодимового лазера ( $\hbar\omega \approx 1,2$  эв) напряженностью  $\mathcal{E} \approx 10^7$  в/см /4/. Ионизация происходит в результате поглощения атомным электроном одиннадцати квантов. Энергия первого связанного состояния порядка энергии восьми квантов. Энергии девяти и десяти квантов отличаются от энергий ближайших состояний на десятки  $\text{см}^{-1}$ . Энергии самих состояний различаются на десятки  $\text{см}^{-1}$ . При напряженности поля  $\sim 10^7$  в/см эти состояния сильно возмущены полем излучения. Оценка матричных элементов дипольного взаимодействия ближайших уровней (проведенная по методу Бейтса-Дамгаард) дает

$$e\mathcal{E}V_{ij} \sim \hbar\omega > \Delta E_{ij},$$

где  $\Delta E_{ij}$  — различие энергии ближайших уровней, не возмущенных полем излучения. Из этой оценки видно, что переход электрона в непрерывный спектр происходит через область связанных состояний, возмущение которых сравнимо с энергией кванта излучения, т.е. очень велико.

Эксперимент, проведенный нами /4/, показал, что в этом случае вид функциональной зависимости вероятности ионизации от интенсивности излучения существенно отличается от соотношения  $w \sim F^{K_0}$ . Аппроксимация зависимости  $w(F)$  степенным законом дала показатель степени  $K = 8,8 \pm 0,2$  вместо  $K_0 = 11$ . Этот результат был впоследствии подтвержден в работе /5/.

Отсутствие экспериментальных данных о частотной зависимости процесса многофотонной ионизации атома ксенона, а также возможности достаточно точно описать спектр атома в случае сильного возмущения уровней не позволяет нам в настоящее время сделать какие-либо заключения о роли резонансных эффектов. В этой заметке мы хотели указать на другое явление, которое может привести к изменению характера процесса ионизации и в том случае, когда не

происходит реального перехода электрона через связанное состояние.

Рассмотрение роли сильного возмущения связанных состояний на простой модели атома, имеющего одно двукратно вырожденное связанное состояние  $n$ , компоненты которого  $\alpha, \beta$  дипольно смешиваются, показывает, что функциональная зависимость не описывается степенным законом с показателем степени  $K = K_0 / 6$ .

В этом случае волновые функции можно найти точно

$$\begin{aligned} \psi_n^1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \psi_{n\alpha}^0 + \psi_{n\beta}^0 \right) \exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} E_n t - i \frac{e\delta V_{\alpha\beta}}{\hbar\omega} \sin\omega t \right\}, \\ \psi_n^2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \psi_{n\alpha}^0 + \psi_{n\beta}^0 \right) \exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} E_n t + i \frac{e\delta V_{\alpha\beta}}{\hbar\omega} \sin\omega t \right\}, \quad (1) \end{aligned}$$

где  $\psi_{n\alpha}^0, \psi_{n\beta}^0$  - волновые функции, а  $E_n$  - энергия вырожденных состояний в отсутствии поля,  $V_{\alpha\beta}$  - матричный элемент дипольного взаимодействия этих состояний. Вероятность перехода электрона из основного состояния (которое мы для простоты считаем не возмущенным) в непрерывный спектр через промежуточные возмущенные состояния (1) описывается соотношением

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{8\pi} \sum_n \frac{e^2 \text{ch}^2 \rho_n \sigma_n (\Omega_n) \mathcal{E}^4}{m\omega(E_n - E_0)} T_{nN}, \\ T_{nN} &= \left| \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{J_k(\rho_n) J_{2N+k}(\rho_n)}{E_n - E_0 + (k-1)\hbar\omega + i\chi_n} \right|, \quad (2) \\ \hbar\Omega_n &= |E_n - E_0 - 2(N-1)\hbar\omega|, \end{aligned}$$

где  $\rho_n = e\delta V_{\alpha\beta} / \hbar\omega$ ,  $E_0$  - потенциал ионизации атома,  $N = (1/2) \langle q-2 \rangle$  при  $\langle q \rangle$  четном и  $N = (1/2) \langle q-1 \rangle$  при

$\langle q \rangle$  нечетном;  $\langle q \rangle = \langle E_0 / \hbar \omega \rangle$ . В (2)  $f_{on}$  - сила осциллятора для перехода из основного состояния в состояние  $n$ ;  $\sigma_n(\Omega_n)$  - сечение однофотонной ионизации из состояния  $n$  квантом света частоты  $\Omega_n$ ;  $\gamma_n$  - собственная ширина состояния  $n$ .

Из (2) видно, что зависимость вероятности ионизации от напряженности поля определяется функциями Бесселя. В случае сильного возмущения состояний  $n$  параметр  $\rho_n > 1$ , для функций Бесселя неприменима степенная асимптотика, зависимость  $W(F)$  существенно отличается от степенной. При аппроксимации зависимости  $W(F)$  в узком интервале изменения интенсивности степенным законом показатель степени будет значительно меньше величины  $K_0$ .

Дальнейшее экспериментальное и теоретическое исследование роли сильно возбужденных состояний представляется нам весьма важным, так как сильное возбуждение специфично для ионизации в сильном поле. Примером может служить многофотонная ионизация атомов благородных газов в сильном поле лазерного излучения.

Авторы благодарны проф. Л. В. Келдышу и проф. М. С. Рабиновичу за ценные обсуждения.

Поступила в редакцию  
31 мая 1971 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Г. М. Бархударова, Г. С. Воронов, Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне, Н. К. Мартакова, Proc. 8 Intern. Conf. on Ionised Gases, Vienna, 1967, p.266.
2. Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне, Н. П. Донская, К. Б. Петросян. Письма в ЖЭТФ, 9, 193 (1969); Proc. 9 Int. Conf. on Ionis. Gases, Bucharest, 1969, p.44.
3. Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне. Письма в ЖЭТФ, 10, 413 (1969); Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне, Г. К. Пискова. ЖЭТФ, в печати; препринт ФИАН № 60, 1971 г.

4. Т. Б. Быстрова, Г. С. Воронов, Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне. Письма в ЖЭТФ, 5, 223 (1967).
5. P. Agostini, G. Barjot, G. Mainfrag, C. Manus. Dig. Tech. paper, 6 Int. Conf. Quant. Electr., Kyoto, 1970, p.90.
6. В. А. Коварский, Н. Ф. Перельман. Аннотации 5 Всесоюзной конференции по нелинейной оптике, Кишинев, 1970 г.