

**НАБЛЮДЕНИЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ СОСТОЯНИЙ  
АТОМА В СИЛЬНОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ**

Д. Т. Алемов, Н. Б. Делоне

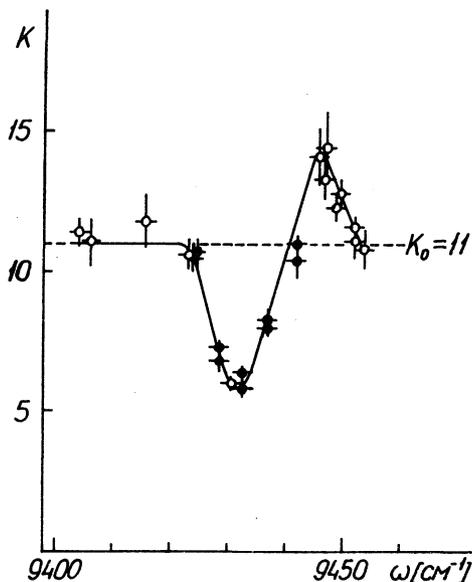
УДК 533.92

Экспериментально обнаружено, что в зависимости от частоты излучения процесс многофотонной ионизации атома ксенона при напряженности поля порядка  $5 \cdot 10^7$  в  $\text{см}^{-1}$  может носить как прямой, так и резонансный характер. Промежуточный многофотонный резонанс возникает с сильно возмущенным квазистационарным состоянием электрона в атоме.

Все известные оценки и расчеты /1,2,3/ показывают, что при напряженности светового поля большей  $10^7$  в  $\text{см}^{-1}$  спектр квазистационарных состояний электрона в атоме сильно возмущен, воздействие поля не сводится к малым поправкам к невозмущенному спектру. Однако теория предсказывает качественно различный характер спектра в случае сильного возмущения — как образование континуума из-за перекрытия уширенных состояний /1/, так и образование спектра квазиэнергий с периодом  $\hbar\omega/3$ . В сильном поле неприменимы классические методы исследования атомного спектра, связанные с образованием возбужденного атома, так как вероятность ионизации из возбужденного состояния очень велика. Однако данные о спектре можно получить, наблюдая зависимость характера процесса многофотонной ионизации атома от частоты излучения /4,5/. При возникновении промежуточного многофотонного резонанса со связанным электронным состоянием вероятность ионизации возрастает, а зависимость вероятности  $w$  от интенсивности  $F$  излучения отклоняется от соотношения  $w \sim F^{K_0}$ , выполняющегося в отсутствие резонансов ( $K_0$  — число квантов, поглощаемых при ионизации). Поэтому изменяя частоту излучения, измеряя его интенсивность и наблюдая характер процесса многофотонной ионизации можно получать данные о спектре. Заметим, что при очень большой напряженности поля ( $\geq 10^9$  в  $\text{см}^{-1}$ ), когда процесс

ионизации атома носит туннельный характер, частотная зависимость, естественно, должна отсутствовать /4/.

Первые опыты /6,7/, в которых исследовалась частотная зависимость процесса многофотонной ионизации атомов неона, ксенона



Р и с. 1. Зависимость величины  $K = \delta I g N_1 / \delta I g Q$  от частоты излучения;  $N_1$  - выход ионов,  $Q$  - энергия в импульсе лазера, ● - данные, полученные в первом эксперименте авторов /7/; ○ - новые данные

и криптона при напряженности светового поля  $\sim 5 \cdot 10^7$  в.см $^{-1}$ , показали, что характер процесса ионизации резко изменяется при изменении частоты излучения на несколько см $^{-1}$ .

Для выяснения природы явлений, приводящих к наблюдаемой частотной зависимости, мы провели исследование процесса ионизации атома ксенона ( $K_0 = II$ ) в широком интервале изменения частоты излучения. Частота генерации лазера на стекле с неодимом изменялась в диапазоне от 9405 см $^{-1}$  до 9455 см $^{-1}$  при ширине линии генерации  $\sim 3$  см $^{-1}$ . Излучение было на 99% плоскополяризованным.

Для ряда частот в указанном диапазоне измерялась зависимость выхода ионов  $N_1$  от энергии в импульсе лазера  $Q$ . Все измерения были проведены при напряженности поля  $\approx 5 \cdot 10^7$  в/см. Из экспериментальных данных определялась величина  $K = \delta \lg N_1 / \delta \lg Q$ .

Результаты представлены в рис. I, где приведены также данные первых наших опытов /7/. Видно, что в зависимости от частоты излучения процесс ионизации носит совершенно различный характер.

В диапазоне от  $9405 \text{ см}^{-1}$  до  $9425 \text{ см}^{-1}$   $K = II = K_0$ , т.е. процесс ионизации носит прямой характер, при переходе электрона из основного состояния в непрерывный спектр промежуточных резонансов не возникает.

В диапазоне  $30 \text{ см}^{-1}$  от частоты  $9425 \text{ см}^{-1}$  до  $9455 \text{ см}^{-1}$  наблюдаемые величины  $K$  отличаются от  $K_0$ , процесс ионизации имеет характер, типичный для резонанса с изолированным связанным состоянием электрона в атоме /4/. Выход ионов в этом диапазоне на несколько порядков превышает выход ионов при тех частотах, когда наблюдается  $K = K_0$ .

Наблюдение прямого и резонансного процессов многофотонной ионизации при незначительном изменении частоты излучения позволяет сделать вывод, что при напряженности поля  $\sim 5 \cdot 10^7$  в.см $^{-1}$  в спектре атома проявляются хорошо локализованные состояния. Наблюдение прямого процесса показывает, что континуум из-за перекрытия уширенных уровней не возникает во всяком случае на расстоянии более  $E_1 - \hbar\omega \approx 0,4$  эв от границы непрерывного спектра.

В настоящее время мы не можем указать, с каким состоянием возникает наблюдаемый резонанс, а также характеризовать это состояние определенными квантовыми числами. Так как резонанс проявляется при изменении частоты на  $\sim 30 \text{ см}^{-1}$ , а переход электрона из основного состояния в резонансное происходит в результате поглощения  $\approx 10$  квантов, то совместный эффект от уширения резонансного состояния и изменения энергии перехода в это состояние под действием поля излучения составляет величину  $\approx 300 \text{ см}^{-1}$ . Эта величина сравнима с расстоянием между уровнями в той области спектра атома ксенона, где может возникнуть резонанс. В условиях столь сильного возмущения для расчета спектра квазистационарных состояний нельзя использовать обычную теорию возмущений. Можно пред-

полагать, что в данном конкретном случае наиболее сильным эффектом, обуславливающим перестройку спектра под действием поля излучения, является резонансное взаимодействие между мультиплетом  $7s$  (энергия  $\approx 9h\omega$ ) и мультиплетом  $9p$  (энергия  $\approx 10h\omega$ ). Расчет такого взаимодействия можно провести вне рамок обычной теории возмущений, используя метод расчета взаимодействия двух резонирующих уровней, примененный в работе /3/. В интересующем нас случае основная трудность состоит в учете затухания, так как не ясен физический характер процесса ионизации из высоковозбужденных состояний. С одной стороны, этот процесс не носит характера классического фотоеффекта, так как в сильном поле вероятности одно-, двух- и трехфотонного процесса ионизации одного порядка величины, а также в сильном поле могут не сохраняться некоторые квантовые числа; с другой стороны, этот процесс не носит характер туннелирования, так как параметр  $\gamma = \omega/\omega_1 \gg 1$ , где  $\omega_1$  - частота туннелирования /4/.

С нашей точки зрения в такой ситуации в настоящее время наиболее важно получить дополнительные экспериментальные данные для других атомов и частот излучения, для циркулярной поляризации излучения, а также провести прямые измерения ширины наблюдаемых резонансов. Это позволит сделать достаточно общие феноменологические выводы о характере спектра. Такие выводы необходимы для корректной постановки задачи о теоретическом расчете спектра квазистационарных состояний атома в сильном световом поле.

Авторы благодарны Я. Б. Зельдовичу, Б. А. Зону и М. С. Рабиновичу за ценные обсуждения.

Поступила в редакцию  
28 ноября 1973 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Г. С. Воронов, В. М. Горбунков, Г. Д. Делоне, Н. Б. Делоне, Л. В. Келдыш, М. С. Рабинович. Proc. 7 Int. Conf. Phen. Phys. Ionis. Gases, Beograd, p. 43, 1965; G. Pert. IEEE, Journal of Quantum Electronics, QE-8, 623 (1972).
2. В. А. Коварский, Н. Ф. Перельман. ЭТФ, 61, 1389 (1971); Б. А. Зон, Н. Л. Маняков, Л. П. Рапопорт. Proc. 11 Int. Conf. Phen. Phys. Ionis. Gases, Prague, p. 28, 1973.

3. В. И. Ритус. ЖЭТФ, 51, 1544 (1966); Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 51, 1492 (1966); УФН, 110, 139 (1973).
4. Л. В. Келдыш. ЖЭТФ, 47, 1945 (1964).
5. Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне, Г. К. Пискова. ЖЭТФ, 62, 1272 (1972); И. Бакош, А. Киш, Л. Сабо, М. Тендлер. Письма в ЖЭТФ, 18, 403 (1973).
6. G. Baravian et al. Appl. Phys. Letts., 18, 387 (1971).
7. Д. Т. Аллимов, Н. К. Бережешкая, Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне. Краткие сообщения по физике ФИАН № II, 21, (1971); ЖЭТФ, 64, 1178 (1973).
8. Б. А. Зон, Б. Г. Капенальсон. ЖЭТФ, 65, 947 (1973).