

539.184(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ  
АКАДЕМИИ НАУК СССР****(26 марта 1975 г.)**

26 марта 1975 г. в конференц-зале АН СССР Физического института им. П. Н. Лебедева состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. Г. А. Делопе, Н. Б. Делоне, Б. А. Зоц, Н. Л. Манакон, Л. П. Рапорт. Нерезонансное возмущение атомного спектра в световом поле.
2. Г. В. Гадиак, Д. А. Киржиц, Ю. Е. Лозовик. Коллективные возбужденные состояния в атомах.

Ниже публикуется краткое содержание прочитанных докладов.

<sup>1</sup> Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне, Б. А. Зон, Н. Л. Манаков, Л. П. Рапопорт. Нерезонансное возмущение атомного спектра в световом поле. Возмущение атомного спектра в переменном поле носит значительно более сложный характер по сравнению с возмущением в постоянном поле. Дело в том, что переменное поле кроме напряженности характеризуется также частотой и эллиптичностью (мы рассматриваем лишь полностью поляризованное монохроматичное поле). Наши исследования касались нерезонансного возмущения. К резонансному возмущению мы относим те случаи, когда энергия перехода между состояниями  $ij$  в поле  $\Delta E_{ij}(\mathcal{E}) = k\hbar\omega$  (где  $k = 1, 2, \dots$ ,  $\mathcal{E}$  — напряженность электрического поля,  $\omega$  — частота поля), переход  $ij$  разрешен по правилам отбора и возникает резонансное перемешивание состояний  $ij$  (именуемое иногда эффектом насыщения)<sup>1</sup>.

Практически ранее исследовался лишь один эффект — нерезонансное возмущение изолированного связанного электронного состояния в линейно поляризованном поле<sup>2</sup>. Известно, что в этом случае в первом неисчезающем порядке теории возмущений изменение энергии уровня  $i$  описывается соотношением  $\delta E_i(\mathcal{E}) = -(1/2)(\eta - i\gamma)\mathcal{E}^2$ , где  $\eta$ ,  $\gamma$  — действительная и мнимая части динамической поляризуемости  $i$ -го уровня. Прогресс, достигнутый нами в области эксперимента, заключался в использовании резонансного процесса многофотонной ионизации атомов<sup>3</sup> для наблюдения изменения энергии перехода  $\Delta E_{ij}(\mathcal{E})$ . Этот метод, по сравнению с классическими методами наблюдения спонтанной релаксации состояния  $i$  или поглощения света от вспомогательного источника<sup>2</sup>, позволяет продвинуться в область полей большей напряженности и более высоких атомных уровней, т. е. в такие условия, когда доминирует процесс ионизации из резонансного состояния. Метод резонансной многофотонной ионизации позволил получить данные до напряженности поля  $\sim 10^6$  в.см<sup>-1</sup> и для уровней с главным квантовым числом до  $n = 15$ <sup>4</sup>. Прогресс в развитии теории заключался в создании методов, позволяющих рассчитать динамическую поляризуемость для различных состояний в различных атомах<sup>5</sup>. Кроме того, на ряде типичных примеров найдена граница применимости теории возмущений. Так для основных состояний щелочных атомов  $\delta E_i(\mathcal{E}^2) \sim \delta E_i(\mathcal{E}^4)$  при  $\mathcal{E} \sim 10^7$  в.см<sup>-1</sup>. Таким образом, заложены основы, позволяющие провести систематические экспериментальные измерения и расчеты для широкой области изменения основных параметров, характеризующих линейно поляризованное поле и различные атомы.

Качественно новые явления возникают в эллиптическом поле. Из-за отсутствия выделенного направления полностью снимается вырождение по проекции орбитального момента, магнитное квантовое число перестает быть хорошим, квазистационарные состояния, образующиеся под действием поля, являются суперпозицией состояний с различной проекцией момента. Эксперимент<sup>6</sup> позволил обнаружить расщепление состояния в эллиптическом поле и изменение энергии этих новых состояний по сравнению с энергией исходного нерасщепленного состояния. Теоретическое описание возмущения связанных электронных состояний в эллиптическом поле объясняет как число наблюдаемых компонент, так и их энергии в поле<sup>7</sup>. Следует отметить, что квазистационарные состояния, возникающие под действием эллиптического поля оказываются при  $\hbar\omega > I_i$  (где  $I_i$  — потенциал ионизации состояния  $i$ ) неортогональными, вследствие возможности их распада в один канал (ионизация), так что могут возникать интерференционные эффекты.

Возмущение вырожденных уровней в атоме водорода в зависимости от частоты переменного поля может носить как линейный, так и квадратичный по полю характер. Параметром, определяющим переход линейного возмущения в квадратичное, является отношение  $\lambda = (2\pi\mathcal{E}/\omega)^2 = E_{\text{кол}}/I_n$ , где  $E_{\text{кол}}$  — колебательная энергия свободного электрона в переменном поле,  $I_n$  — потенциал ионизации состояния  $n$ . При  $\lambda \gg 1$   $\delta E(\mathcal{E}) \sim \mathcal{E}$ . При  $\lambda \ll 1$   $\delta E(\mathcal{E}) \sim \mathcal{E}^2$ , причем с ростом  $n$   $\delta E(\mathcal{E}) \rightarrow E_{\text{кол}}$ . Выход на асимптотику происходит при частотах, когда открывается канал однофотонной ионизации атома<sup>8</sup>. Когда энергия взаимодействия атома с полем сравнима с расстоянием между уровнями  $V_{ij} \sim \Delta E_{ij}$  их перемешивание приводит к возникновению новых квазистационарных состояний. Рассмотрение внутримультителетного перемешивания без учета межмультителетного перемешивания, позволило оценить роль эффекта<sup>9</sup>. Так, например, при типичном расстоянии между уровнями дуплета  $\sim 0,1$  см<sup>-1</sup> перемешивание может происходить в полях  $\sim 10^6$  в/см при достаточно большой длительности возмущения,  $\tau \sim 10^{-9}$  сек.

В заключение следует отметить, что дальнейшее развитие исследований возмущения атомного спектра в световом поле представляет интерес как с точки зрения развития квантовой механики атома, так и с точки зрения практики многоквантовой спектроскопии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, В. А. Ходовой, УФН 117, 189 (1975) (см. в данном номере журнала).
2. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, УФН 93, 71 (1967).
3. Б. Н. Делоне, УФН 115, 361 (1975).

4. И. Бакош, А. Киш, Л. Сабо, М. Тендлер, Письма ЖЭТФ 14, 403 (1973).  
В. А. Гринчук, Г. А. Делоне, К. Б. Петросян, Физ. плазмы 1, 320 (1975).  
И. Бакош, А. Киш, М. А. Нагаева, В. Г. Овчинников, *ibid.*, вып. 4.
5. В. А. Давыдкин, Б. А. Зон и др. ЖЭТФ 60, 184 (1974).  
Н. Л. Манаков, В. Д. Овсянников, Л. П. Рапопорт, Опт. и спектр. 38, 206 (1975).
6. В. А. Гринчук, Г. А. Делоне, К. Б. Петросян. Препринт ФИАН СССР, Москва, 1975.
7. Б. А. Зон, Опт. и спектр. 36, 838 (1974); 38, 420 (1975).
8. Б. А. Зон, Н. Л. Манаков, Л. П. Рапопорт, *ibid.*, 13.
9. Б. А. Зон, Б. Г. Кацнельсон, ЖЭТФ 65, 947 (1973).

539.184.5(048)

**Г. В. Гадьяк, Д. А. Киржниц, Ю. Е. Лозовик.** Коллективные возбужденные состояния в атомах. В докладе обосновывается положительный ответ на вопрос о существовании особых — коллективных — возбужденных состояний (КВС) электронной оболочки тяжелого атома (атомный номер  $Z \gg 1$ ). КВС подобны колебаниям заряженной жидкой капли или плазменным колебаниям электронной жидкости в металле. Они имеют специфические квантовые числа, не сводимые к электрон-дырочным числам, которые отвечают обычным одночастичным возбуждениям в атоме.

Решению вопроса о существовании КВС в атоме, поставленного более 40 лет назад, препятствовало две трудности. Во-первых, КВС должны лежать внутри непрерывного одночастичного спектра, отвечающего возбуждениям наружных электронов атома, и выделение КВС из соответствующего фона представляет собой самостоятельную задачу. Авторами было предложено, что собственно КВС локализованы в сердцевине атома и лишь в результате распада переходят в возбуждения фона. Подтверждением послужило возникновение четких плато на кривых зависимости частоты и затухания КВС от радиуса локализации; этим плато и отвечают реальные значения указанных величин. Вторая трудность состояла в том, что в атоме, в отличие от однородной среды, затухание КВС не имеет буквенной малости по отношению к частоте. Поэтому только численный расчет, основанный на теории неоднородных систем, мог бы привести к малости соответствующего отношения и тем самым к выводу о реальном существовании КВС.

В основу такого расчета, выполненного на ЭВМ БЭСМ-6 ВЦ СО АН СССР, была положена предложенная ранее авторами теории диэлектрического отклика неоднородных систем, базирующаяся на комбинации приближения случайных фаз и квазиклассического описания одночастичных состояний. Точность такой теории применительно к тяжелому атому определяется параметром  $Z^{-2/3}$ . В результате поиска слабо затухающих КВС дипольного оптически активного типа (отвечающих, в первом приближении, колебаниям оболочки как целого относительно ядра) обнаружено два таких возбуждения с частотами соответственно  $13,7Z \omega$  и  $36,0Z \omega$  и с затуханиями  $3 \cdot 10^{-3}Z \omega$  и  $10^{-4}Z \omega$ . Сила осцилляторов для нижнего уровня порядка  $0,1Z$ , для верхнего — на три порядка меньше. Найденные КВС лежат в области мягкого рентгена (вакуумного ультрафиолета). Они могли бы проявиться на опыте как узкие пики в сечении фотопоглощения или же как причина возникновения типичных для боровской картины особенностей атомных реакций.

Изложенные в докладе результаты содержатся в работах:

- Д. А. Киржниц, Ю. Е. Лозовик, Препринт ФИАН СССР А-111, Москва, 1965; УФН 89, 39 (1966).  
D. A. Kirzhnits, Field-Theoretical Methods in Many-body Systems, Oxford, Pergamon Press, 1967.  
Д. А. Киржниц, Ю. Е. Лозовик, Г. В. Шпатаковская, УФН 117, 3 (1975) (см. в данном номере журнала).  
Г. В. Гадьяк, Д. А. Киржниц, Ю. Е. Лозовик, Письма ЖЭТФ 21, 135 (1975); ЖЭТФ 69, 122 (1975).