

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Динамический штарковский сдвиг атомных уровней

Н.Б. Делоне, В.П. Крайнов

Рассматривается совокупность теоретических и экспериментальных данных о динамическом эффекте Штарка в атоме, возникающем под действием внешнего переменного поля субатомной напряженности. Обсуждаются предсказания теории о характере возмущения атомного спектра в поле атомной и сверхатомной напряженности. Приводится оценка предельной величины штарковского сдвига атомных уровней в поле излучения светового диапазона частот.

PACS numbers: 32.80.Rm, 32.80.Pb, **32.90.+a**, **42.65.-k**

Содержание

1. Введение (753).
 2. Статический эффект Штарка (754).
 - 2.1. Слабое постоянное электрическое поле. 2.2. Сильное постоянное электрическое поле.
 3. Специфические черты эффекта Штарка в переменном поле (758).
 - 3.1. Теорема Флоке и спектр квазиэнергий. 3.2. Соотношение между частотой внешнего поля и частотой перехода в спектре атома. 3.3. Постоянная времени, характеризующая нерезонансный эффект Штарка, и действующее поле лазерного излучения. 3.4. Экспериментальные методы измерения эффекта Штарка в поле лазерного излучения.
 4. Общий случай (759).
 - 4.1. Одноуровневый атом. 4.2. Формула Блохинцева. 4.3. Экспериментальные данные.
 5. Слабое переменное поле (763).
 - 5.1. Скалярная, тензорная и аксиальная поляризуемости. 5.2. Предельные аналитические выражения для атома водорода. 5.3. Штарковское расщепление ридберговских состояний атома водорода. 5.4. Ридберговские состояния сложных атомов. 5.5. Динамическая гиперполяризуемость.
 6. Сверхатомное поле лазерного излучения (767).
 - 6.1. Сверхсильное высокочастотное поле. 6.2. Динамический штарковский сдвиг в отрицательных ионах.
 7. Заключение (769).
- Список литературы (771).

1. Введение

Этот обзор посвящен возмущению атомных уровней электромагнитным полем лазерного излучения. Сдвиг уровня в постоянном электрическом поле называется *статическим штарковским сдвигом*; сдвиг уровня в переменном монохроматическом электромагнитном поле называется *динамическим штарковским сдвигом*.

Статический штарковский сдвиг атомных уровней был открыт Й. Штарком в 1913 г. До середины нашего века как экспериментальные, так и теоретические исследования этого эффекта ограничивались случаем постоянного электрического поля. Лишь в 60-х годах создание лазеров стимулировало исследователей обратиться к возмущению (сдвигу и расщеплению) атомных уровней под действием переменного электромагнитного поля и, в первую очередь, под действием светового поля лазерного излучения. Эти исследования вошли в качестве составляющей в общую задачу изучения взаимодействия интенсивного света с веществом. Таким образом, область физики, которой посвящен этот обзор, является относительно молодой. Так, первое наблюдение динамического эффекта Штарка, возникающего под действием поля лазерного излучения, было осуществлено А.М. Бонч-Бруевичем с сотрудниками в 1969 г. [1].

Экспериментальные и теоретические исследования, выполненные за три последних десятилетия, позволили к настоящему времени построить детальную картину динамического эффекта Штарка в атомах, возникающего под действием электромагнитного поля лазерного излучения. Этому вопросу и посвящен данный обзор.

К настоящему времени в научной литературе опубликовано несколько обзоров, посвященных данной теме [2–4], она обсуждалась в ряде монографий [5–9]. Однако лишь в [4] и [7, 8] материал изложен достаточно подробно. К сожалению, эти источники труднодоступны для широких кругов физиков. Это обстоятельство, а также желание обобщить имеющийся материал наиболее полно, послужило основанием для написания нами данного обзора.

Н.Б. Делоне. Институт общей физики РАН,
117942 Москва, ул. Вавилова 38, Российская Федерация
Тел. (095) 135-02-96

В.П. Крайнов. Московский физико-технический институт,
141700 Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер. 9,
Российская Федерация
Тел. (095) 408-75-90
Факс (095) 408-68-69
E-mail: krainov@theory.mipt.ru

Статья поступила 23 октября 1998 г.

Прежде чем перейти к детальному изложению физики процесса возмущения атомных уровней, необходимо отметить, что эффект Штарка в переменном поле имеет ряд качественных отличий от эффекта Штарка в постоянном электрическом поле.

Первое отличие состоит в том, что если в постоянном поле возмущение невырожденного связанного атомного состояния сводится к изменению его энергии (к штарковскому сдвигу атомного уровня), то в монохроматическом электромагнитном поле исходное невырожденное состояние трансформируется в спектр квазиэнергетических состояний с расстоянием между соседними квазиуровнями, равным энергии фотона излучения. Кроме того, весь квазиэнергетический спектр смещен относительно исходного невозмущенного уровня. Лишь в ряде частных случаев (см. ниже) из всего спектра эффективно заселяется лишь один квазиуровень, что и соответствует динамическому штарковскому сдвигу рассматриваемого атомного уровня.

Второе качественное отличие состоит в том, что при определенной частоте электромагнитного поля может возникать резонанс, когда эта частота близка к частоте какого-либо атомного перехода с рассматриваемого уровня в другое связанное состояние. При наличии резонанса уже в слабом электромагнитном поле может иметь место реальное заселение резонансного уровня (эффект насыщения), сопровождающееся также расщеплением как исходного, так и резонансного уровней на два квазиэнергетических уровня каждый (эффект Раби). Случай резонанса обсуждается в книгах [5, 7]. В данном обзоре мы ограничимся обсуждением лишь нерезонансного эффекта Штарка.

Другие различия носят количественный характер, но приводят к качественным отличиям эффекта Штарка в постоянном и переменном полях.

Одно такое различие состоит в том, что в лабораторных условиях предельно достижимая напряженность постоянного электрического поля составляет около 10^5 В см⁻¹, в то время как можно реализовать переменное поле лазерного излучения с напряженностью порядка атомной (10^9 В см⁻¹) и выше. Таким образом, в постоянном электрическом поле величина штарковского сдвига всегда является малой поправкой к значению исходной энергии, и ее можно рассчитать по теории возмущений. Напротив, в переменном поле лазерного излучения могут быть реализованы гигантские возмущения, превышающие даже саму невозмущенную энергию, хотя уширение рассматриваемого уровня может быть невелико (в противном случае исчезает понятие как связанного состояния, так и его штарковского сдвига).

При взаимодействии интенсивного лазерного излучения с атомом могут возникать так называемые *динамические* одно- или многофотонные резонансы, индуцированные этим излучением, которые отсутствуют в невозмущенном атоме или в слабом поле [8]. Это приводит к изменению степени нелинейности процесса многофотонной ионизации атома. Сдвиг основного состояния изменяет также вероятность туннельной ионизации и порог надбарьерного развала атома [10].

Надо указать и на еще одно важное различие, обусловленное методикой эксперимента. Сильные и сверхсильные поля лазерного излучения реализуются за счет сокращения длительности импульса излучения вплоть до величин порядка периода лазерного излучения (10^{-15} с в

световом диапазоне частот). В таких условиях исчезает понятие квазиэнергетических уровней, обусловленное монохроматичностью излучения, а вместе с ними и штарковского сдвига.

Все различия, указанные выше, будут хорошо видны из детального обсуждения физики динамического эффекта Штарка, проведенного в данном обзоре.

2. Статический эффект Штарка

Эффект Штарка в постоянном электрическом поле представляет интерес для основной темы данного обзора по двум причинам.

Во-первых, поучительно на разных этапах рассмотрения динамического эффекта Штарка проводить сопоставление полученных результатов с данными для постоянного поля.

Во-вторых, постоянное поле является, очевидно, предельным случаем низкочастотного переменного поля. Знание этого предела весьма полезно при интерпретации экспериментальных данных. Так как переменное поле лазерного излучения может иметь экстремально большую напряженность, то особый интерес представляют данные об эффекте Штарка в постоянном поле большой напряженности. В настоящее время такие данные можно получить лишь теоретически.

В соответствии со сказанным выше содержание этого раздела представляет собой конспективное изложение основных данных об эффекте Штарка в слабом постоянном поле (по сравнению с характерным атомным полем); эти данные значительно более детально изложены во многих указанных ниже источниках. Далее подробно описываются относительно новые теоретические данные для сильного постоянного поля с напряженностью порядка напряженности атомного поля.

2.1. Слабое постоянное электрическое поле

Эффект Штарка в слабом постоянном электрическом поле детально исследован экспериментально и описан теоретически. Теория содержится в любом курсе квантовой механики. Общее изложение результатов теоретических и экспериментальных исследований можно найти в монографиях [11, 12] и обзоре [13]. Ниже в этом разделе будут конспективно изложены основные результаты этих исследований.

Электрон, связанный в атоме и имеющий (отрицательную) энергию E_n , приобретает во внешнем постоянном электрическом поле с напряженностью F дополнительную энергию $\delta E_n(F)$, так как атом в поле поляризуется.

Если указанное состояние не вырождено, то его энергия во внешнем поле имеет вид

$$E_n(F) = E_n + \delta E_n(F). \quad (1)$$

Вырожденное состояние с энергией E_{nm} , где m — магнитное квантовое число, испытывает в электрическом поле расщепление на $2l + 1$ компоненту, так как подуровни, соответствующие различным значениям m , приобретают в поле различную дополнительную энергию $\delta E_{nm}(F)$. В частности, открытие Й. Штарка состояло в наблюдении расщепления бальмеровской линии H_α в спектре атома водорода под действием постоянного электрического поля.

Атом водорода (кроме основного состояния), а также высоковозбужденные водородоподобные (ридберговские) состояния многоэлектронных атомов имеют дополнительное вырождение по орбитальному квантовому числу l . Оно снимается в электрическом поле. В отсутствие поля такой атом имеет постоянный дипольный момент d . Дополнительная энергия, приобретаемая атомом с постоянным дипольным моментом во внешнем электрическом поле, равна

$$\delta E_{n_1, m} = -d_{n_1, m} F. \quad (2)$$

Здесь n_1 — параболическое квантовое число, характеризующее расщепленный подуровень. Из (1) и (2) следует, что в этом случае изменение энергии пропорционально первой степени напряженности поля. Это так называемый *линейный эффект Штарка*.

Многоэлектронные атомы, находящиеся в основном и низколежащих возбужденных состояниях, не имеют постоянного дипольного момента. Под действием внешнего поля в них возникает индуцированный дипольный момент

$$d_{nlm} = \alpha_{nlm} F. \quad (3)$$

Величина α_{nlm} представляет собой статическую поляризуемость атома в состоянии с указанными квантовыми числами. Из (1)–(3) следует, что дополнительная энергия в этом случае определяется соотношением

$$\delta E_{nlm}(F) = -\frac{1}{2} \alpha_{nlm} F^2. \quad (4)$$

Основная задача теории при описании эффекта Штарка в постоянном поле состоит в вычислении статических поляризуемостей для различных состояний различных атомов. В случае слабого внешнего поля, когда напряженность поля мала по сравнению с характерной атомной напряженностью, для этого используется теория возмущений. Число таких расчетов весьма велико, а их результаты содержатся в различных сводных таблицах. Данные для основных состояний большинства атомов имеются в справочнике [14].

Относительно малая величина напряженности постоянного электрического поля, которую можно реализовать экспериментально (не более 10^5 В см⁻¹), определяет относительно малые величины сдвигов и расщеплений атомных уровней, наблюдаемых экспериментально. Они составляют обычно величины, не превышающие 1 см⁻¹ (10^{-4} эВ). Конечно, эти величины значительно превышают естественную ширину атомных уровней (порядка 10^{-3} – 10^{-4} см⁻¹), а также доплеровскую ширину при комнатной температуре (порядка 0,1 см⁻¹). Однако наблюдение эффекта Штарка в постоянном электрическом поле представляет все же значительную трудность и требует постановки сложных и точных экспериментов [13]. Соответственно, вполне справедлива точка зрения на эффект Штарка в постоянном электрическом поле, как на малые поправки к исходным значениям невозмущенных энергий в спектре атома. Это утверждение несправедливо лишь для очень высоких ридберговских состояний, где расстояния между соседними невозмущенными уровнями весьма малы.

Данные экспериментов с хорошей точностью описываются расчетами в рамках теории возмущений с учетом одного первого члена разложения статического дипольного момента по напряженности поля.

Используя теорему Вигнера–Экарта, зависимость статического шарковского сдвига от магнитного квантового числа m легко получить аналитически из общего выражения второго порядка квантовомеханической теории возмущений

$$\delta E_i(F) = F^2 \sum_{k \neq i} \frac{|z_{ik}|^2}{\omega_{ik}}. \quad (5)$$

Здесь z_{ik} , $\omega_{ik} = E_i - E_k$ — матричный элемент координаты и разность невозмущенных энергий, соответственно. Получаем

$$\delta E_i(F) = -\frac{1}{2} \left[\alpha_s^{nl} + \alpha_t^{nl} \frac{3m^2 - j(j+1)}{j(2j-1)} \right] F^2. \quad (6)$$

Здесь α_s , α_t — скалярная и тензорная статические поляризуемости, соответственно. Величина j есть угловой момент рассматриваемого состояния i . Видно, что вклад тензорной поляризуемости исчезает при усреднении по магнитному квантовому числу рассматриваемого уровня.

Для произвольных состояний атома водорода с заданными параболическими квантовыми числами как линейный, так и квадратичный шарковский сдвиги хорошо известны, и мы не будем их здесь приводить.

Для произвольных состояний атома водорода с заданным орбитальным квантовым числом линейного сдвига нет, а для квадратичного статического шарковского сдвига скалярная часть статической поляризуемости имеет простой вид [14]:

$$\alpha_s^{nl} = n^6 + \frac{7}{4} n^4 (l^2 + l + 2) \text{ ат. ед.} \quad (7)$$

Здесь n, l — главное и орбитальное квантовые числа рассматриваемого состояния, соответственно. В частности, для основного состояния имеем хорошо известный результат $\alpha_s^{10} = 9/2$. Для возбужденных s -состояний получаем из (7) простой результат $\alpha_s^{n0} = n^6 + (7/2)n^4$.

Тензорная часть статической поляризуемости возбужденных состояний атома водорода имеет несколько более сложный вид [15]:

$$\alpha_t^{nl} = -\frac{l}{4(2l+3)} n^4 (3n^2 + 11l^2 + 11l - 9). \quad (8)$$

Она имеет тот же порядок величины, что и скалярная часть. Согласно (8) тензорная часть обращается в нуль для состояний с $l = 0$.

2.2. Сильное постоянное электрическое поле

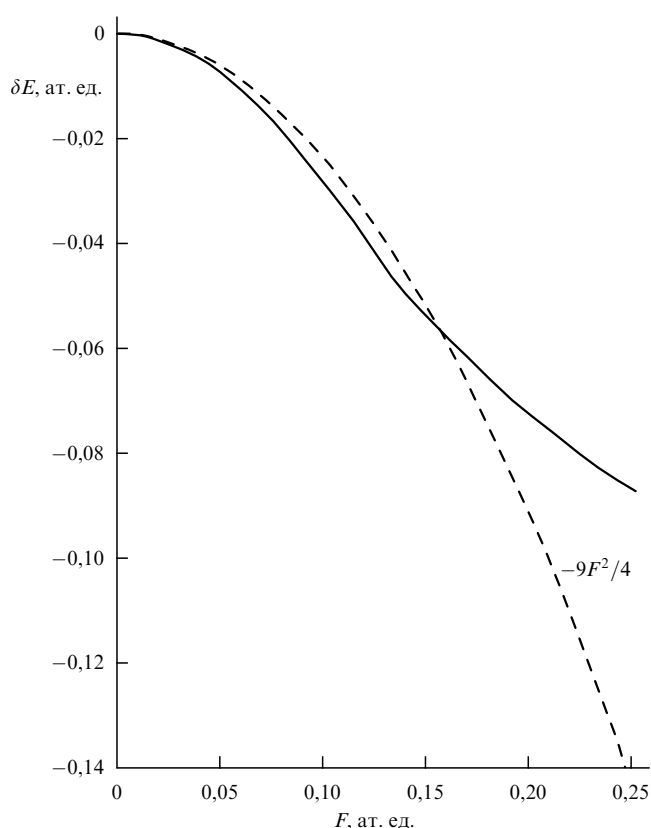
Расчеты сдвигов и расщеплений уровней в сильном постоянном электрическом поле, выходящие за рамки теории возмущений, проводились только для атома водорода. Аналитические выражения для его произвольных состояний становятся весьма громоздкими при увеличении порядка теории возмущений. В работе [16] можно найти точные результаты для возбужденных состояний атома водорода вплоть до четвертого порядка теории возмущений (состояния характеризуются параболическими квантовыми числами). В работе [17] для нахождения шарковских сдвигов используется квазиклассическое правило квантования Бора–Зоммерфельда.

Таблица 1. Статический штарковский сдвиг основного состояния атома водорода как функция напряженности электрического поля

Напряженность поля, F , ат. ед.	Точное значение сдвига, ат. ед.	Теория возмущений, $-9F^2/4$, ат. ед.
0,025	-0,00143	-0,00141
0,030	-0,00207	-0,00202
0,050	-0,00610	-0,00562
0,100	-0,0274	-0,0225
0,200	-0,0705	-0,0900
0,250	-0,086	-0,141
0,500	-0,120	-0,562
1,000	-0,124	-2,25

Численный расчет статического штарковского сдвига для основного состояния атома водорода в постоянном электрическом поле проводился в работах [18–22] различными методами (все они дают достаточно близкие друг к другу результаты, отличающиеся на проценты). В таблице 1 показаны результаты этих расчетов. Из этой таблицы видно, что уже при $F = 0,2$ ат. ед. точное значение штарковского сдвига сильно отличается от результата второго порядка теории возмущений. Данные из табл. 1 представлены также на рис. 1.

Из таблицы 1 также следует, что штарковский сдвиг в слабом поле оказывается чуть больше, чем предсказывается наинизшим (вторым) порядком теории возмущений, а в более сильном поле он становится гораздо меньше результата второго порядка теории возмущений.

**Рис. 1.** Статический штарковский сдвиг основного состояния атома водорода как функция напряженности поля. Сплошная линия — результат численных расчетов, штриховая линия — результат теории возмущений наинизшего порядка.

Следует также отметить, что ширина уровня (которую мы здесь не приводим, см. [22]) становится сравнимой с его штарковским сдвигом при напряженности поля $F \approx 0,25$ ат. ед. При дальнейшем увеличении напряженности ширина уровня превышает величину штарковского сдвига, так что само понятие сдвига теряет физический смысл (все же в табл. 1 приведены и значения для больших значений полей, полученные как чисто математический результат решения уравнения Шрёдингера).

Если напряженность постоянного электрического поля мала по сравнению с атомной, то величина штарковского сдвига значительно превышает вероятность ионизации в единицу времени (мнимая часть энергии мала по сравнению с изменением вещественной части). Если же напряженность поля порядка или больше характерного атомного значения (в данном случае под атомным значением мы понимаем величину поля, при которой энергия рассматриваемого уровня равна вершине эффективного потенциального барьера), то сдвиг энергии оказывается того же порядка величины, что и мнимая часть энергии. Однако задача его вычисления отнюдь не теряет смысла, хотя и понятие дискретности атомного спектра исчезает. В задачах рассеяния подобные уровни выступают как резонансы в сечении рассеяния, причем ширина резонанса отвечает мнимой части энергии, а положение максимума — ее вещественной части.

Хорошо известно значение напряженности постоянного электрического поля, для которого энергия уровня E_n в кулоновском поле иона с зарядом Z равна вершине эффективного потенциального барьера [23]:

$$F_{an} = \frac{E_n^2}{4Z} = \frac{Z^3}{16n^4}. \quad (9)$$

Выражение (9) носит полуколичественный характер, так как получено в рамках одномерной модели ионизации. Для высоковозбужденных состояний атома водорода значения атомных напряженностей полей найдены численно в работе [24]. Они зависят не только от главного, но и от параболических квантовых чисел рассматриваемого уровня. В таблице 2 приведены значения классического порога ионизации для случая высоковозбужденных состояний атома водорода с $n = 16$. Видно, что значение атомного поля существенно превышает оценку $1/16n^4$, вытекающую из (9).

Ряд теории возмущений для штарковского сдвига в постоянном электрическом поле является асимптотическим и расходится даже при сколь угодно малом значении напряженности электрического поля. Члены ряда сначала убывают, а затем начинают неограниченно возрастать. Суммирование проводится до наименьшего члена ряда.

Таблица 2. Значения критического порога ионизации для нескольких параболических состояний атома водорода с главным квантовым числом $n = 16$ и $m = 0$ (в единицах $1/n^4$) [24]

n_1	n_2	F_a
15	0	0,308
13	2	0,233
12	3	0,214
11	4	0,200

Известно также аналитическое асимптотическое выражение для коэффициентов ряда теории возмущений для энергии основного состояния атома водорода [25] при $k \gg 1$:

$$E_{1s}(F) = -0,5 - \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_k F^{2k},$$

$$\alpha_{2k} = \frac{6}{\pi} \left(\frac{3}{2}\right)^{2k} \Gamma(2k+1) \left(1 - \frac{107}{36k}\right). \quad (10)$$

Видно, что эти коэффициенты быстро растут с ростом номера k . Отметим, что хотя все члены ряда (10) отрицательны, шарковский сдвиг в сильном поле может быть и положительным (таково свойство асимптотических рядов, в отличие от сходящихся рядов).

Подчеркнем, что согласно расчетам работы [22] даже при относительно небольшой напряженности электрического поля $F = 0,1$ ат. ед. требуется не менее 20 членов ряда теории возмущений, чтобы от простого результата второго порядка теории возмущений $-0,0225$ ат. ед. перейти к точному значению $-0,0274$ ат. ед. (см. табл. 1).

В работе [22] статический шарковский сдвиг произвольных состояний атома водорода исследовался достаточно точно методом $1/n$ -разложения как функция напряженности поля. Приведены результаты для состояний с параболическими квантовыми числами

$$n_1 = n - 1, \quad n_2 = m = 0 \quad \text{и} \quad n_2 = n - 1, \quad n_1 = m = 0.$$

Это крайние компоненты мультиплета с данным главным квантовым числом n . Диапазон напряженностей электрического поля простирался вплоть до 1 ат. ед., а диапазон главных квантовых чисел — от 2 до бесконечности. Масштаб напряженностей полей для различных главных квантовых чисел берется как $1/n^4$, так как хорошо известно, что значение напряженности поля, при котором уровень с главным квантовым числом n становится выше эффективного потенциального барьера, равно $1/(16n^4)$ ат. ед. Результаты численного расчета показывают, что даже вплоть до значений напряженности поля порядка $1/(2n^4)$ ат. ед. имеет место приближенно *линейная* зависимость статического шарковского сдвига от напряженности поля, как и в пределе слабого поля: первая крайняя компонента идет вверх, а вторая — вниз (остальные компоненты мультиплета лежат между этими крайними компонентами). Что касается больших значений напряженности, то результатам трудно придать какой-либо смысл, так как ширина расщепленных подуровней становится порядка энергетического расстояния между ними.

Если напряженность поля меньше атомной, то шарковский сдвиг может быть определен из правила квантования Бора–Зоммерфельда, примененного к классической области, ограниченной точками поворота 1 и 2 (рис. 2). Крайняя правая точка поворота 3 соответствует наружной части эффективного потенциального барьера, где вероятность попадания частицы изнутри потенциальной ямы экспоненциально мала.

При приближении поля к атомному точки 2 и 3 сближаются друг с другом, а правило квантования Бора–Зоммерфельда теряет свою применимость.

Если напряженность поля превышает значение, определяемое формулой (9), то точки поворота 2 и 3 стано-

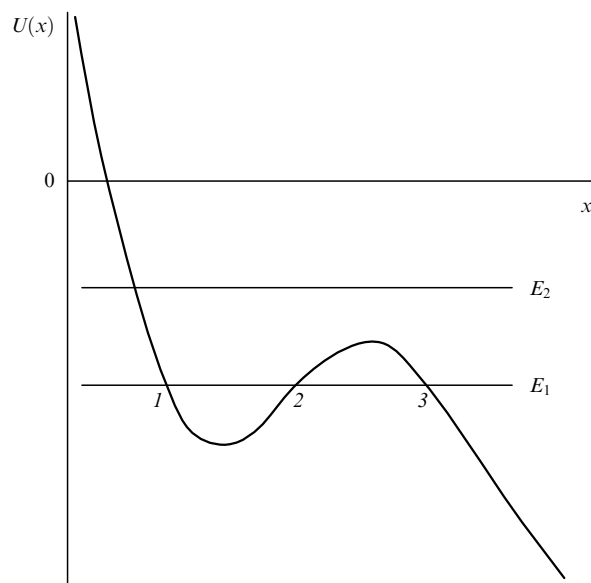


Рис. 2. Схематический вид эффективной потенциальной энергии $U(x)$. 1, 2 и 3 — классические точки поворота. Энергия E_1 соответствует подбарьерному состоянию (туннелирование), энергия E_2 — надбарьерному состоянию.

вятся комплексно-сопряженными друг другу, а применимость правила квантования Бора–Зоммерфельда восстанавливается. В работе [26] показано, что для определения как шарковского сдвига, так и мнимой части энергии можно воспользоваться аналитическим продолжением правила квантования Бора–Зоммерфельда в надбарьерную область

$$\frac{1}{2\pi} \oint_C \sqrt{2m[E_n - U(x)]} dx = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar, \quad (11)$$

причем контур интегрирования C охватывает комплексные точки поворота 1 и 3. Уравнение (11) значительно проще в вычислительном отношении, чем другие (численные) методы определения вещественной и мнимой части энергии в случае надбарьерных резонансов. Простой вид имеет и следующая поправка по степени квазиклассичности: импульс p в подынтегральном выражении (11) нужно заменить на

$$p \rightarrow p + \frac{1}{24} \frac{U''}{p^3}.$$

Такое аналитическое продолжение было сделано в работе [26] для высоковозбужденных состояний атома водорода с нулевым значением магнитного квантового числа. Результаты для вещественной части энергии надбарьерного резонанса приведены в табл. 3 для тех

Таблица 3. Положение некоторых шарковских подуровней (в см^{-1}) для мультиплета атома водорода с $n = 16$ в электрическом поле с напряженностью $F = 16,8 \text{ кВ см}^{-1}$

n_1	n_2	$-E$, теория [26]	$-E$, эксперимент [27]
15	0	196,5	198,5
13	2	273,6	275,8
12	3	313,3	314,8
11	4	353,8	351,4

же значений квантовых чисел, что и в табл. 2, и напряженности электрического поля $F = 16,8 \text{ кВ см}^{-1}$ (что соответствует значению 0,214 в единицах $1/n^4$). В соответствии с табл. 2 это значение является подбарьерным для первых двух состояний и надбарьерным для последних двух. В таблице 3 даны также экспериментальные значения из работы [27]. Видно хорошее согласие экспериментальных и теоретических данных друг с другом.

Таким образом, в случае постоянного электрического поля имеющаяся теория носит достаточно полный характер, а ее результаты согласуются с имеющимися экспериментальными данными в области слабого поля.

3. Специфические черты эффекта Штарка в переменном поле

Постоянное электрическое поле вызывает сдвиг энергий атомных уровней. Закон сохранения энергии, как известно, справедлив только в постоянном поле. В поле, зависящем от времени, энергия системы не сохраняется. При определенных условиях можно говорить о штарковском сдвиге уровня энергии лишь в случае внешнего монохроматического поля (об этом уже кратко упоминалось во введении). При этом исходным соотношением является теорема Флоке.

3.1. Теорема Флоке и спектр квазиэнергий

Следуя теореме Флоке [28] для решения дифференциального уравнения с периодическими коэффициентами, волновую функцию системы, помещенной во внешнее монохроматическое поле, можно записать в виде:

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \exp(-iE_a t) \varphi(\mathbf{r}, t), \quad (12)$$

где периодическая функция $\varphi(\mathbf{r}, t) = \varphi(\mathbf{r}, t + 2\pi/\omega)$ может быть разложена в ряд Фурье по времени, так что

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \exp(-iE_a t) \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} C_k(\mathbf{r}) \exp(-ik\omega t). \quad (13)$$

Из (13) видно, что волновая функция представляет собой суперпозицию ряда стационарных состояний с энергиями $E_a + k\omega$. Такая суперпозиция называется *квазиэнергетическим состоянием*. Величина E_a называется *квазиэнергией*. Понятие квазиэнергии было введено А.И. Никишовым и В.И. Ритусом [29]. Подход к решению задачи о штарковском сдвиге, основанный на понятии квазиэнергии, был осуществлен В.И. Ритусом [30] в его теории динамического штарковского сдвига атомных уровней. Число квазиэнергий равно числу невозмущенных состояний системы, а спектр значений $E_a + k\omega$ называют *спектром квазигармоник* (см. обзор Б.Я. Зельдовича [31]).

Спектр квазигармоник представляет собой спектр состояний новой квантовой системы "атом + поле". Эта система, именуемая часто "атом, одетый полем" (dressed atom), стала общепринятой моделью в физике взаимодействия лазерного излучения с атомными и молекулярными системами (см., например, [5]).

Из материала, приведенного в следующем разделе, будет видно, что результаты экспериментов качественно и количественно хорошо согласуются с приведенными выше предсказаниями о возникновении спектра квазигармоник квантовой системы "атом + поле". Там же

будет показано, что лишь в одном важном для практики частном случае во всем спектре квазигармоник заселяется лишь одна, нулевая, квазигармоника, что соответствует сдвигу атомного уровня на величину $E_a(F) - E_a(0)$, аналогично тому, как это происходит в постоянном электрическом поле.

3.2. Соотношение между частотой внешнего поля и частотой перехода в спектре атома

Хорошо известно, что расстояние между соседними уровнями в спектре связанных атомных состояний резко убывает с ростом главного квантового числа n : так, для ридберговских состояний оно равно n^{-3} . Поэтому для интересующего нас стандартного диапазона частот ω лазерного излучения от $\approx 0,1 \text{ эВ}$ (CO_2 -лазер) до $\approx 5 \text{ эВ}$ (экимерные лазеры) в спектре атома может реализовываться как случай $\omega < n^{-3}$, так и случай $\omega > n^{-3}$. Первому неравенству соответствуют основное и первые возбужденные состояния, а второму — высоковозбужденные (ридберговские) состояния. Поэтому каждый конкретный случай, за исключением возмущения основного и высоковозбужденных состояний, требует специального анализа.

Действительно, за редким исключением (щелочные атомы и излучение эксимерных лазеров) частота перехода из основного (0) в первое возбужденное (1) состояние $\omega_{10} > \omega$, т.е. для возмущения основных состояний атомов поле лазерного излучения является *низкочастотным*. С другой стороны, уже при величине главного квантового числа $n \sim 10$ расстояние между соседними уровнями составляет около 0,01 эВ, что меньше энергии фотона даже CO_2 -лазера, так что практически любое лазерное излучение является *высокочастотным* для высоковозбужденных атомных состояний.

Так как в любом эксперименте измеряется не возмущение изолированного атомного состояния (т.е. не штарковский сдвиг данного уровня), а изменение энергии перехода из одного (начального) состояния в другое состояние, то при взаимодействии лазерного излучения с атомами типичной ситуацией является наблюдение суммарного эффекта от возмущения основного состояния низкочастотным полем и возмущения высоковозбужденного состояния высокочастотным полем. Именно такие случаи и будут описаны в разделе 4.

3.3. Постоянная времени, характеризующая нерезонансный эффект Штарка, и действующее поле лазерного излучения

Часто можно встретить утверждение, что нерезонансный эффект Штарка является безынерционным. На самом деле это утверждение не является строгим. Дело в том, что постоянная времени нерезонансного эффекта Штарка определяется соотношением неопределенности "энергия–время", $\Delta E \Delta t \geq \hbar$. При этом величина ΔE представляет собой расстройку резонанса (дефект энергии) для перехода электрона, поглотившего один фотон внешнего поля в ближайшее реальное связанное состояние с учетом дипольных правил отбора, т.е. $\Delta E = |\omega - \omega_{nm}|$. Величина Δt есть нижняя граница для постоянной времени возникновения возмущения, т.е. в общем случае времени превращения невозмущенного атома в атом, "одетый полем", а в частном случае времени, за которое сдвигается рассматриваемый уровень n .

Минимальное значение ΔE и максимальное значение Δt соответствуют такому случаю, когда возникает однофотонный резонанс. При этом значение ΔE равно естественной ширине атомного уровня, а величина Δt равна естественному (радиационному) времени жизни атомного электрона в данном состоянии n , превышающем 10^{-8} с. Напротив, максимальное значение ΔE имеет порядок 10 эВ, а следовательно, минимальное значение величины Δt имеет порядок 10^{-17} с. В зависимости от конкретной ситуации интересующая нас величина Δt лежит в указанных выше пределах.

Эксперименты по наблюдению и измерению эффекта Штарка проводятся в поле излучения импульсных лазеров с модуляцией добротности при длительности импульса от нескольких наносекунд до нескольких десятков фемтосекунд. Из этих цифр легко оценить, что до очень больших значений главных квантовых чисел $n \gg 10$ типичные расстройки резонанса ΔE достаточно велики, так что они соответствуют постоянным времени, меньшим, чем длительность лазерных импульсов. Это означает, что величина штарковского возмущения определяется "мгновенным" значением напряженности поля излучения. Уровень сдвигается на фронте лазерного импульса, сдвиг достигает максимума в максимуме импульса, уменьшается на спаде импульса, и к его окончанию уровень возвращается к исходному невозмущенному значению. Таким образом, интегральный эффект, возникающий за время действия лазерного импульса, состоит в уширении наблюдаемой линии в спектре поглощения вспомогательного света. При этом величина уширения имеет порядок максимального сдвига уровня, возникающего в максимуме импульса. Именно такое уширение и наблюдалось в первом экспериментальном исследовании эффекта Штарка в поле лазерного излучения [1].

3.4. Экспериментальные методы измерения эффекта Штарка в поле лазерного излучения

В этом разделе будут кратко обсуждены экспериментальные методы, используемые для исследования эффекта Штарка в том практически наиболее важном случае, когда возмущение сводится к сдвигу исходного атомного уровня.

Для исследования могут использоваться различные классические спектральные методы: поглощение вспомогательного излучения, двухфотонная спектроскопия, двойной радиооптический резонанс, использование поляризованного излучения. Эти методы кратко описаны в обзоре [2] и здесь обсуждаться не будут. Дело в том, что практически все эксперименты, в которых наблюдались большие штарковские сдвиги атомных уровней в поле лазерного излучения, выполнены другим методом — методом многофотонной ионизационной спектроскопии [32].

В основе этого метода лежит наблюдение процесса многофотонной ионизации атома при наличии промежуточного многофотонного резонанса с исследуемым уровнем. Регистрируются фотоэлектроны, число которых резонансно возрастает при возникновении промежуточного резонанса. При увеличении интенсивности ионизирующего излучения уровень атома сдвигается, и энергия фиксированного резонансного уровня по отношению к основному изменяется. Изменение частоты излучения позволяет компенсировать это изменение энергии,

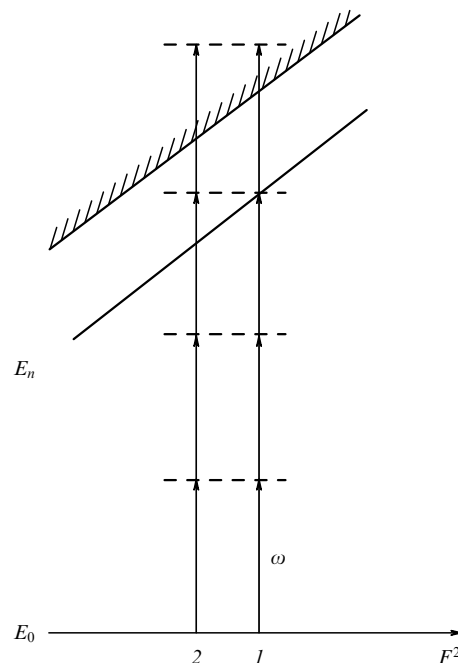


Рис. 3. Схема трехфотонного резонансного (1) и нерезонансного (2) возбуждения ридберговского состояния атома с энергией E_n . E_0 — энергия основного состояния. Энергии показаны как функции квадрата напряженности поля F . Заштрихована граница континуума.

вновь реализовать промежуточный многофотонный резонанс и наблюдать резонансное возрастание в выходе электронов. По величине изменения частоты излучения получают данные о штарковском сдвиге уровня. Рисунок 3 иллюстрирует этот метод.

Поскольку практически всегда $\omega \ll \omega_{10}$, где ω_{10} — частота перехода из основного состояния (0) в первое возбужденное состояние (1), то для основного состояния излучение рассматриваемой частоты является низкочастотным, а штарковский сдвиг основного состояния с удовлетворительной степенью точности соответствует сдвигу в постоянном электрическом поле. Так как соответствующая статическая поляризуемость основных состояний атомов хорошо известна (см., например, [14]), то это позволяет учесть вклад от основного состояния в измеренном суммарном эффекте изменения энергии перехода из основного состояния (0) в фиксированное возбужденное резонансное состояние (1) и определить таким образом величину сдвига возбужденного состояния.

Конкретные примеры использования метода многофотонной ионизационной спектроскопии будут приведены в следующем разделе.

4. Общий случай

В общем случае реальных атомов, имеющих бесконечно много связанных состояний, задача о возмущении определенных состояний может быть решена только численно и приближенно с учетом лишь конечного числа состояний. В качестве примера таких расчетов можно указать на работу [33], в которой подобные расчеты выполнены для атома водорода. Этот подход не только сложен, но и малоперспективен, так как не позволяет сделать какие-либо общие выводы о

возмущении атомного спектра в переменном поле. Поэтому обратимся к решению модельных задач, имеющих вполне определенную область применимости.

4.1. Одноуровневый атом

Аналитическое решение задачи о населенностях квазиэнергетических состояний может быть получено в квантовомеханической модели, содержащей только один уровень. Обозначим через d постоянный дипольный момент частицы на этом уровне. Тогда взаимодействие монохроматического переменного поля с этим моментом имеет простой вид $-dF \cos \omega t$. Кроме того, пусть частица обладает индуцированной полем поляризуемостью α . Взаимодействие, связанное с этой поляризуемостью, имеет также хорошо известный вид:

$$-\frac{1}{2}\alpha(F \cos \omega t)^2.$$

Если обозначить суммарное взаимодействие через $V(t)$, то временное уравнение Шрёдингера для рассматриваемой системы может быть записано в виде:

$$i \frac{da}{dt} = V(t)a,$$

или

$$i \frac{da}{dt} = \left(-dF \cos \omega t - \frac{1}{2}\alpha F^2 \cos^2 \omega t \right) a. \quad (14)$$

Здесь a — квантовомеханическая амплитуда рассматриваемого состояния, модуль которой равен единице, так как других состояний в данной модели одного уровня нет.

Решение уравнения (14) имеет простой вид:

$$a(t) = \exp \left[-i \int_0^t V(t') dt' \right]. \quad (15)$$

Разлагая экспоненту в ряд Фурье, получим, что решение (15) имеет вид (13), как и должно быть согласно теореме Флоке, причем штарковский сдвиг энергии равен

$$E_a(F) = -\frac{1}{4}\alpha F^2, \quad (16)$$

а амплитуды населенностей квазиэнергетических гармоник имеют вид

$$C_k = \sum_{S=-\infty}^{\infty} (-1)^k J_S \left(\frac{\alpha F^2}{8\omega} \right) J_{k+2S} \left(\frac{dF}{\omega} \right). \quad (17)$$

Здесь J_S — функции Бесселя.

В общем случае заселяются самые различные квазиэнергетические гармоники. Мы рассмотрим предельные случаи.

а) случай слабого высокочастотного поля. Выполняются неравенства

$$dF \ll \omega, \quad \alpha F^2 \ll \omega. \quad (18)$$

Тогда аргументы всех функций Бесселя в (17) малы, так что существенно отлично от нуля только одно слагаемое в (13), для которого $k = S = 0$. Таким образом, квазигармоники не заселяются, а возмущение сводится к квадратичному штарковскому сдвигу (16) рассматриваемого уровня;

б) случай сильного низкочастотного поля. Выполняются неравенства

$$dF \gg \omega, \quad \alpha F^2 \ll \omega. \quad (19)$$

В этом случае из свойств функций Бесселя следует, что заселяются квазиэнергетические гармоники только с номерами $S = 0$ и $k = \pm dF/\omega$ (а также близкие к ним). Из (13) находим, что энергии этих квазигармоник равны $E_a(F) = \pm dF$. Таким образом, возникает линейный штарковский сдвиг в переменном поле, который отличается от линейного штарковского сдвига в постоянном электрическом поле расщеплением исходного уровня на два симметрично расположенных подуровня с одинаковыми населенностями. Отметим, что аналогичное расщепление имеет место в двухуровневой системе в случае точного резонанса с монохроматическим полем (так называемое расщепление Раби, см. [5], раздел 3.1).

В качестве примера можно привести ридберговские состояния атомов (кроме состояний с малыми орбитальными квантовыми числами, для которых отличный от нуля квантовый дефект приводит к нулевому постоянному дипольному моменту). Оценивая $d \propto n^2$, $\alpha \propto n^6$ (см. (7)) получим из (19) условия реализации *линейного* штарковского сдвига для ридберговских атомов с главным квантовым числом n в виде

$$n^2 F \gg \omega, \quad n^6 F^2 \ll \omega \quad (20)$$

(все величины даются в атомной системе единиц). При этом частота внешнего поля должна быть мала по сравнению с расстоянием между соседними ридберговскими оболочками, чтобы была справедлива модель одного уровня, т.е. $\omega \ll n^{-3}$. Реально здесь речь идет о микроволновом электромагнитном поле;

в) случай очень сильного поля с очень малой частотой. Выполняются неравенства, противоположные (18), т.е.

$$dF \gg \omega, \quad \alpha F^2 \gg \omega. \quad (21)$$

Тогда из (17) следует, что заселяются только квазиэнергетические гармоники с номерами

$$k = \pm \frac{dF}{\omega} \pm \frac{\alpha F^2}{4\omega} \quad (22)$$

и близкие к ним. В этом случае энергии сдвинутых и расщепленных подуровней имеют вид

$$E_a(F) = \pm dF \pm \frac{\alpha F^2}{4} - \frac{\alpha F^2}{4}. \quad (23)$$

Следовательно, во всех трех случаях возмущение сводится к динамическому штарковскому сдвигу атомного уровня. Однако в общем случае, при произвольном соотношении между параметрами атомной системы и электромагнитного поля, возбуждается много квазиэнергетических состояний, и понятие штарковского сдвига исчезает.

4.2. Формула Блохинцева

Пример предыдущего раздела представлял собой только иллюстративную модель. Ее можно связать с динамическим штарковским сдвигом возбужденных состояний атома водорода вследствие вырождения этих состояний (см. детально в книге [5]). Простейшая ситуация возни-

кает в случае поля умеренной интенсивности, когда состояния с данным главным квантовым числом n не смешиваются с состояниями с другими главными квантовыми числами.

Если можно ограничиться состояниями только одной рассматриваемой оболочки с данным главным квантовым числом, то, поскольку матричный элемент от координаты z диагонален в представлении параболических квантовых чисел (n, n_1, n_2) , постоянный дипольный момент атома имеет простой вид:

$$d = \frac{3}{2}n(n_1 - n_2). \quad (24)$$

Подставляя это выражение в формулу (17) и пренебрегая поляризуемостью α , получим, что $S = 0$ и населенности квазигармоник имеют вид (это так называемая *формула Блохинцева*, см. детально в [5]):

$$C_k^2 = J_k^2 \left[\frac{3n(n_1 - n_2)}{2\omega} F \right]. \quad (25)$$

Из этого выражения видно, что любое состояние с фиксированными параболическими квантовыми числами во внешнем монохроматическом поле представляет собой суперпозицию большого числа квазиэнергетических гармоник.

Выражение (25) применимо, если выполняется условие $\alpha F^2 \ll \omega_{n, n \pm 1}$. Оценивая правую часть этого неравенства квазиклассически как n^{-3} , а поляризуемость как $\alpha \sim n^6$ (см. (7)), получим квазиклассическое ограничение на величину поля, при которой справедлива формула Блохинцева:

$$F \ll \frac{F_a}{n^{4.5}}. \quad (26)$$

Здесь F_a — атомная напряженность. Если это неравенство не выполняется, то формула Блохинцева несправедлива, и требуется учесть вклад от соседних главных оболочек (что не может быть выполнено аналитически). Задача в последнем случае имеет смысл, так как напряженность поля, при котором исчезает понятие уровня с данным главным квантовым числом n (при $n \gg 1$), гораздо больше, чем дает выражение (26), а именно [5]:

$$F_{an} = \frac{F_a}{16n^4}. \quad (27)$$

Рассмотрим предел формулы (25) в случае сильного поля, когда выполняется неравенство $n(n_1 - n_2)F \gg \omega$. Как мы уже говорили в предыдущем разделе, из свойств функций Бесселя следует, что существенно заселяются только квазиэнергетические гармоники с номерами

$$k = \pm n(n_1 - n_2) \frac{3F}{2\omega} \quad (28)$$

и близкими к ним. Заселение этих квазигармоник соответствует линейному шарковскому сдвигу возбужденных состояний атома водорода в постоянном электрическом поле с напряженностью F или $-F$:

$$\Delta E(n, n_1, n_2) = \pm \frac{3}{2}n(n_1 - n_2)F. \quad (29)$$

Этот результат согласуется с выражением (20) предыдущего раздела.

4.3. Экспериментальные данные

Первое сообщение о наблюдении квазиэнергетических состояний с энергией $E_n(F) + k\omega$ при воздействии сильного низкочастотного поля на высоковозбужденные состояния атома водорода содержится в работе [34]. Однако значительно более полная количественная информация содержится в работе [35]. Обратимся к этому эксперименту.

Атомы водорода в высоковозбужденных состояниях с главными квантовыми числами n порядка 45 были получены в результате перезарядки протонов с энергией около 10 кэВ на газе из атомов аргона. При перезарядке образуются возбужденные состояния атома водорода с различными главными квантовыми числами n . Вероятность возбуждения в эти состояния зависит от n как n^{-3} [36]. Таким образом, создается пучок возбужденных атомов, находящихся в различных состояниях. Вдоль оси этого пучка направляется пучок излучения СО₂-лазера с энергией фотона около 0,1 эВ. Эта величина приблизительно соответствует энергии перехода электрона в спектре атома водорода из состояния с $n = 10$ в высоковозбужденные состояния с $n = 44$. Точная настройка на резонанс с переходом в определенное высоковозбужденное состояние осуществлялась путем изменения энергии протонов за счет эффекта Доплера. Далее пучок возбужденных атомов попадал в постоянное электрическое поле с регулируемой напряженностью. Часть электронов, для которых напряженность поля была выше критической, ионизовалась. Значение критической напряженности имеет вид (см. (27)):

$$F_c = \frac{C(n_1/n, n_2/n)}{n^4} F_a. \quad (30)$$

Величина константы в этом выражении рассчитывается численно (см. [36]). В эксперименте регистрировались протоны. Изменяя напряженность постоянного электрического поля, можно было по разностному эффекту выделять атомы, имеющие определенное главное квантовое число. С параболическими квантовыми числами ситуация была сложнее, так как выделить их фиксированные значения не удалось.

Этот метод позволяет получать пучок атомов водорода, возбужденных в определенное состояние с n около 45 с эффективностью и селективностью, достаточно большими для проведения различных экспериментов (см. обзоры [37, 38]).

Эксперимент [35] состоял в наблюдении влияния микроволнового поля с частотой ω , малой по сравнению с частотой перехода в соседние главные оболочки n^{-3} , и такой напряженностью, что выполнялось условие $n^2 F \gg \omega$ (см. (20)). Микроволновое поле создавалось в резонаторе, через который проходил пучок возбужденных атомов.

Главный результат этого эксперимента приведен на рис. 4. Возбуждались состояния с главным квантовым числом $n = 44$ в присутствии (или в отсутствие) микроволнового поля с частотой $\omega = 8$ ГГц при пиковой напряженности поля $F = 30$ В см⁻¹. В отсутствие микроволнового поля наблюдался лишь центральный резонансный максимум, соответствующий возбуждению невозмущенного состояния с $n = 44$. При наличии микроволнового поля, помимо этого основного резонансного максимума, наблюдался также спектр спутников с энергиями $\pm k\omega$ по отношению к энергии центрального пика. Зарегистрированы спутники с $k = 1 - 5$.

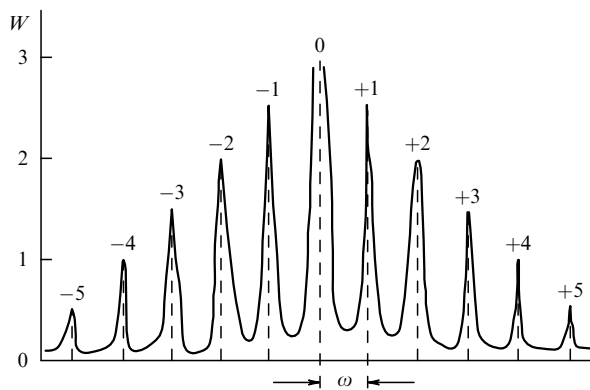


Рис. 4. Вероятность возбуждения (относительные единицы) мультиплета состояний атома водорода с главным квантовым числом $n = 44$ в эксперименте [35]. У каждого спутника указано число k поглощенных или испущенных фотонов микроволнового поля.

Легко оценить, что в данном случае выполнялись обсуждавшиеся выше условия малой частоты и большой напряженности поля. Так, например, для приведенных выше значений напряженности поля и его частоты отношение $n^2 F / \omega$ имеет порядок 5–10. Вкладом поляризуемости α в данных условиях можно пренебречь. Однако в данном эксперименте линейный штарковский сдвиг не возникал, и максимум населенности был в центральном пике с $k = 0$, а не на боковых спутниках с $k = 5–10$, как следует из теории Блохинцева. Причиной этого было смешивание состояний с различными параболическими квантовыми числами в процессе возбуждения. Оно приводило к тому, что состояния с большой разностью параболических квантовых чисел $n_1 - n_2 \propto n$ вносили малый вклад в населенности спутников.

Таким образом, этот эксперимент четко показал, что в условиях малой частоты и относительно большой напряженности поля возмущение высоковозбужденных состояний атома водорода заключается в возникновении спектра квазиэнергетических состояний для каждого набора параболических квантовых чисел.

В этом эксперименте была также измерена зависимость населенности квазиэнергетического состояния с $k = -1$ от мощности микроволнового поля (см. рис. 5). Эта зависимость качественно описывается соотношением, вытекающим из формулы Блохинцева (25):

$$|C_1|^2 \propto J_1^2 \left(\frac{dF}{\omega} \right). \quad (31)$$

Что-либо более определенное трудно сказать ввиду неопределенности значения постоянного дипольного момента d , о чем уже говорилось выше. Полученные экспериментальные данные описываются более детально в работе [39], где получено также квазиклассическое выражение для волновой функции в условиях, когда частота электромагнитного поля сравнима с расстоянием до соседних главных оболочек. Рассчитаны вероятности радиационных переходов между ридберговскими состояниями атомов в присутствии сильного микроволнового поля.

Обратимся теперь к другому предельному случаю — к слабому высокочастотному полю. В качестве примера подобного эксперимента можно привести работу [40], в которой сообщается о наблюдении возмущения возбужденных состояний атома ксенона с главными квантовыми

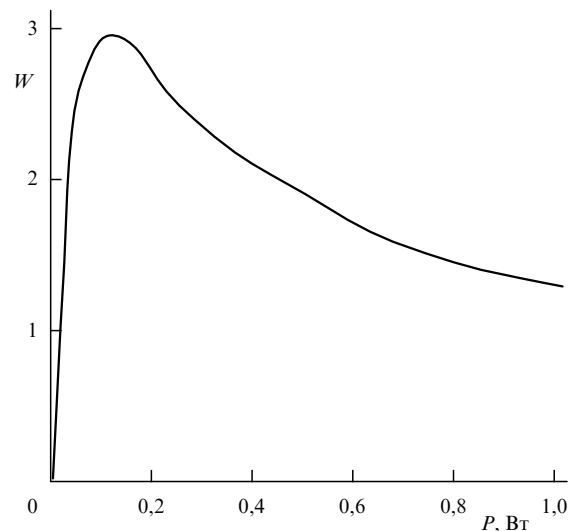


Рис. 5. Вероятность возбуждения спутника (относительные единицы) с $n = 44$, $k = -1$ (см. рис. 4) как функция мощности микроволнового поля P [35].

числами от 10 до 15. Энергия фотона лазерного излучения составляла $\omega \approx 1,2$ эВ. Такое излучение является высокочастотным для указанных возбужденных состояний. Действительно, для них выполняется не только неравенство $\omega \gg \omega_{n, n \pm 1}$, но даже неравенство $\omega \gg E_n$, где E_n — энергия связи (потенциал ионизации) для рассматриваемых возбужденных состояний. Одновременно это излучение является низкочастотным для основного состояния, так как $\omega \ll \omega_{01}$, где последняя величина представляет собой частоту перехода из основного состояния (0) в первое возбужденное состояние (1). Соответственно для основного состояния можно с удовлетворительной точностью заменить динамическую поляризуемость на статическую, которая табулирована в [14].

В атомах благородных газов статическая поляризуемость относительно мала по сравнению с фактором $1/\omega^2$ в выражении (16) при частоте $\omega \sim 1$ эВ. Это позволяет при измерении изменения частоты перехода из основного состояния в возбужденные с главными квантовыми числами n от 10 до 15 пренебрегать изменением энергии основного состояния, а весь наблюдаемый эффект относить к возбужденному состоянию.

В эксперименте [40] для возбуждения атома ксенона из основного состояния в состояния с $n = 10–15$ использовалось ультрафиолетовое излучение лазера на красителе. Возбужденные атомы, образованные в результате двухфотонного поглощения ультрафиолетового излучения, ионизовались в поле инфракрасного излучения с частотой $\omega \approx 1,2$ эВ. Это же поле возмущало атомный спектр. Изменения энергий основного и различных возбужденных состояний фиксировались по резонансному увеличению выхода ионов при изменении частоты излучения. Данные об изменении частоты позволяли определить изменение энергии перехода.

Результат этого эксперимента приведен на рис. 6. Видно, что в данном случае возмущение сводится к изменению энергии возбужденных состояний и что это изменение с хорошей точностью пропорционально мощности излучения (т.е. квадрату напряженности поля излучения). Из количественных данных, приведенных на рис. 6, видно, что эксперимент проведен при напряжен-

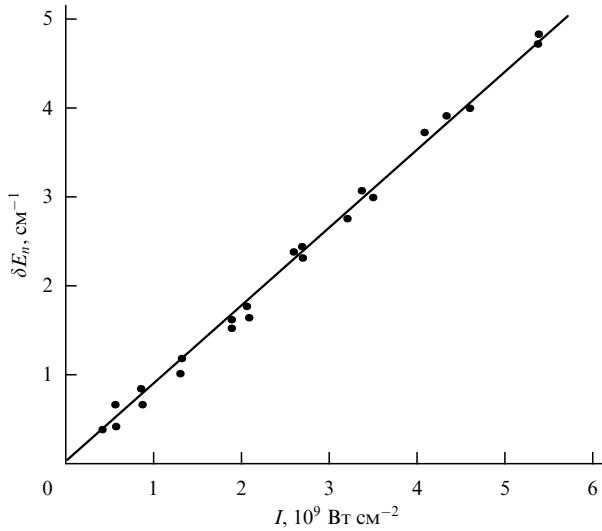


Рис. 6. Динамический шарковский сдвиг ридберговских р-состояний атома ксенона с главными квантовыми числами $n = 10 - 15$ как функция интенсивности лазерного излучения [40].

ности поля излучения $F = 2,5 \times 10^6 \text{ В см}^{-1} < 10^{-3} F_a$, т.е. в слабом поле излучения. При этом динамическая поляризуемость численно равна $-1/\omega^2$, а величина изменения энергии $\delta E_n(F) = F^2/(4\omega^2) = E_{\text{кол}}$, где $E_{\text{кол}}$ — колебательная энергия свободного электрона в поле линейно поляризованной электромагнитной волны.

Заканчивая этот раздел, можно из результатов экспериментов [35] и [40] утверждать, что они качественно и количественно подтверждают основные выводы, следующие из теоретического анализа одноуровневой модельной системы.

5. Слабое переменное поле

5.1. Скалярная, тензорная и аксиальная поляризуемости

Теоретическое описание динамического шарковского сдвига в слабом электромагнитном поле для невырожденных состояний атомов основано на применении временной теории возмущений второго порядка. Задача решается проще, если обратиться к базису квазиэнергетических состояний "атом + поле" (см. раздел 3.1). Тогда можно воспользоваться хорошо известным результатом для сдвига энергии в постоянном поле

$$\delta E_n = \sum_{m \neq n} \frac{|z_{nm} F|^2}{E_n - E_m}, \quad (32)$$

но подставить вместо невозмущенных энергий промежуточных состояний атома энергии системы "атом + поле" $E_m + \omega$, и $E_m - \omega$. Они связаны с поглощением или испусканием одного фотона при переходе из исходного состояния в промежуточное состояние, по которому идет суммирование в (32) (более высокие порядки теории возмущений соответствуют поглощению или испусканию большего числа фотонов). Таким образом, из (32) получаем

$$\delta E_n = \sum_{m \neq n} \left| \frac{z_{nm} F}{2} \right|^2 \left(\frac{1}{E_n - E_m - \omega} + \frac{1}{E_n - E_m + \omega} \right). \quad (33)$$

Дополнительный фактор $1/2$ связан с представлением напряженности переменного поля в виде

$$F(t) = F \cos \omega t = \frac{F}{2} [\exp(i\omega t) + \exp(-i\omega t)].$$

Окончательно из (33) получаем

$$\delta E_n = -\frac{\alpha_n(\omega) F^2}{4} = \frac{F^2}{2} \sum_m \frac{\omega_{nm} |z_{nm}|^2}{\omega_{nm}^2 - \omega^2}. \quad (34)$$

Здесь $\omega_{nm} = E_n - E_m$ — разность невозмущенных энергий (частота перехода из исходного состояния в промежуточное состояние); величина $\alpha_n(\omega)$ называется *динамической поляризуемостью* рассматриваемого состояния n . В целях простоты мы взяли здесь поле линейной поляризации. Величина z_{nm} представляет собой дипольный матричный элемент.

Условие применимости второго порядка теории возмущений имеет вид

$$z_{nm} F \ll |\omega - \omega_{nm}|,$$

что фактически сводится к одному из неравенств

$$z_{nm} F \ll \omega \quad \text{или} \quad z_{nm} F \ll \omega_{nm}.$$

Первое из этих неравенств совпадает с соответствующим неравенством (18), полученным в рамках модели одного уровня. Второе неравенство требует, чтобы возмущение не превышало расстояния до соседних уровней.

Отметим, что сумма по промежуточным состояниям в (34) включает как состояния дискретного, так и непрерывного спектра. В следующем порядке теории возмущений появляется так называемая гиперполяризуемость (см. раздел 5.5 и книгу [7], раздел 7.2.2).

Динамическая поляризуемость данного состояния зависит от его магнитного квантового числа. Эта зависимость может быть выделена аналитически, так как магнитные квантовые числа входят только в известные шаровые функции, входящие, в свою очередь, в полные волновые функции стационарных состояний, и не входят в радиальные части волновых функций. Для линейно поляризованного поля, используя теорему Вигнера — Экарта для угловых частей дипольного матричного элемента, получаем (аналогичное выражение в статическом пределе было уже приведено выше, см. (6)):

$$\alpha^{njM}(\omega) = \alpha_S^{nj} + \alpha_t^{nj} \frac{3M^2 - j(j+1)}{j(2j-1)}. \quad (35)$$

Здесь j — угловой момент рассматриваемого состояния. Величина α_S называется *скалярной поляризуемостью*, а величина α_t — *тензорной поляризуемостью*. Сохраняется вырождение лишь по знаку магнитного квантового числа M . В соответствии с (35) тензорная часть отвечает за шарковское расщепление уровня по магнитному квантовому числу. При этом усреднение по M в соответствии с (35) обращает в нуль вклад тензорной части поляризуемости.

Как видно из (35), тензорная поляризуемость равна нулю для состояний с $j = 0, 1/2$. Для состояний с другими угловыми моментами величина тензорной поляризуемости, вообще говоря, сравнима с величиной скалярной поляризуемости. Их отношение зависит от частоты электромагнитного поля. При частоте, превышающей энергию связи рассматриваемого уровня, скалярная

часть поляризуемости быстро стремится к асимптотическому значению

$$\alpha_S^n(\omega > E_n) \rightarrow -\frac{1}{\omega^2}, \quad (36)$$

соответствующему колебаниям свободного электрона в поле линейно поляризованной волны. Она не зависит при этом от атомного состояния. Тензорная часть поляризуемости убывает как ω^{-4} и оказывается гораздо меньше скалярной части.

В случае поля циркулярной поляризации применение теоремы Вигнера – Экарта приводит к следующей явной зависимости динамической поляризуемости от магнитного квантового числа M :

$$\alpha^{njM}(\omega) = \alpha_S^{nj} \pm \alpha_A^{nj} \frac{M}{2j} - \alpha_t^{nj} \frac{3M^2 - j(j+1)}{2j(2j-1)}. \quad (37)$$

Величина α_a называется *аксиальной (асимметричной) поляризуемостью*. Знак \pm в (37) соответствует правой или левой поляризации, соответственно. Величина M представляет собой проекцию углового момента на направление распространения электромагнитной волны. Аксиальная поляризуемость равна нулю для состояний с $j = 0$. Такие состояния только сдвигаются световым полем, не расщепляясь.

Аксиальная поляризуемость меняет знак при обращении знака времени (в соответствии с (37) как аксиальная поляризуемость, так и магнитное квантовое число меняет знак при обращении времени, а их произведение, конечно, не меняет знака, приводя к реальному сдвигу уровня, который не должен зависеть от направления времени). Следовательно, в статическом пределе $\omega \rightarrow 0$ аксиальная поляризуемость всегда обращается в нуль для любых атомных состояний. В высокочастотном пределе аксиальная поляризуемость убывает как ω^{-k} , причем величина $k > 2$ зависит от квантовых чисел рассматриваемого состояния, в отличие от тензорной части (см. ниже). Таким образом, и в этом пределе она

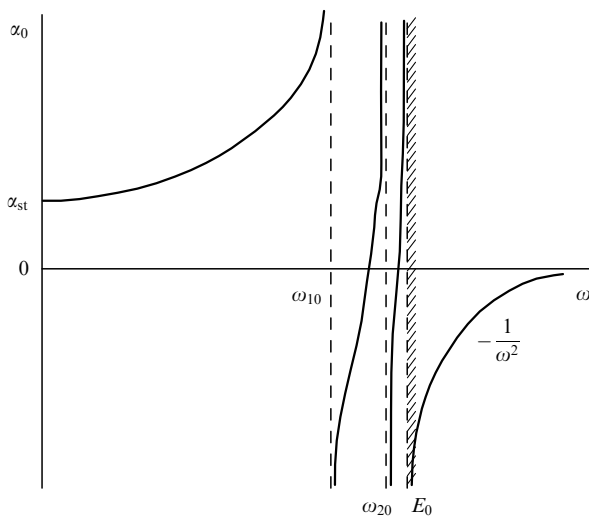


Рис. 7. Типичная зависимость динамической поляризуемости основного состояния (0) атома от частоты. Указаны возбужденные состояния (1, 2), в которые возможен дипольно разрешенный однофотонный переход.

мала по сравнению с асимптотической скалярной частью поляризуемости (36) (например, для состояний атома водорода с орбитальным моментом больше 2 величина $k = 7$ [41], подробнее см. следующий раздел).

Типичная зависимость динамической поляризуемости основного состояния атома от частоты показана на рис. 7. Она обращается в бесконечность, меняя знак, когда частота излучения совпадает с частотой разрешенных дипольных переходов в возбужденные состояния этого атома. На бесконечности она стремится к нулю по закону (36).

5.2. Предельные аналитические выражения для атома водорода

Если частота мала по сравнению с энергией рассматриваемого уровня, то, как мы уже говорили выше, динамическая поляризуемость сводится к статической. Простые аналитические выражения могут быть получены лишь для произвольных состояний атома водорода. Скалярная и тензорная части были уже приведены выше, когда мы рассматривали случай постоянного электрического поля (см. (7), (8)).

Что касается аксиальной поляризуемости, то, как указывалось в предыдущем разделе, в статическом пределе она обращается в нуль. При малой частоте она пропорциональна частоте, и аналитическое выражение в низкочастотном пределе имеет вид [15]

$$\alpha_a^{nl}(\omega \ll E_n) = -\frac{1}{8}n^6 l \omega (55n^2 + 26l^2 + 26l + 149). \quad (38)$$

Теперь обратимся к противоположному высокочастотному пределу, когда выполняется неравенство $\omega \gg E_n$ (в действительности, он наступает достаточно быстро). Как мы уже говорили в предыдущем разделе, доминирует скалярная часть поляризуемости, и для любых атомов она имеет весьма простой вид (36), не зависящий от рассматриваемого состояния. Здесь нас интересуют другие части поляризуемости, а также поправка к скалярной части, зависящая от квантовых чисел данного состояния. Выражение для последней имеет различный вид в зависимости от значения орбитального квантового числа [30, 42]:

$$\begin{aligned} \alpha_S(n, l=0) &= -\frac{1}{\omega^2} - \frac{4}{3n^3\omega^4}, \\ \alpha_S(n, l=1) &= -\frac{1}{\omega^2} - \frac{2\sqrt{2}(n^2-1)}{9n^5\omega^{11/2}}, \\ \alpha_S(n, l \geq 2) &= -\frac{1}{\omega^2} - \frac{2}{\omega^6} \langle r^{-6} \rangle. \end{aligned} \quad (39)$$

Мы видим, что поправочные члены быстро уменьшаются при увеличении главного квантового числа (переход к ридберговским состояниям) или при увеличении частоты внешнего поля.

Высокочастотная зависимость тензорной поляризуемости имеет следующий вид [30, 42] (напомним, что она равна нулю для s-состояний):

$$\begin{aligned} \alpha_t(n, l=1) &= \frac{4}{15n^3\omega^4}, \\ \alpha_t(n, l \geq 2) &= -\frac{4}{n^7(l+1)(2l+1)(2l+3)\omega^4}. \end{aligned} \quad (40)$$

Наконец, асимптотическое выражение для аксиальной поляризуемости при частоте, превышающей энергию рассматриваемого возбужденного состояния атома водорода, имеет вид [42]:

$$\alpha_a(n, l=1) = -\frac{2\sqrt{2}(n^2-1)}{9n^5\omega^{11/2}},$$

$$\alpha_a(n, l \geq 2) \propto \frac{1}{\omega^7} \langle r^{-8} \rangle. \quad (41)$$

В работе [43] можно найти выражения для динамической поляризуемости ридберговских состояний атома водорода, усредненной по орбитальному и магнитному квантовому числу (фактически это скалярная часть поляризуемости, усредненная по орбитальному квантовому числу при заданном главном квантовом числе).

В работе [44] получено аналитическое выражение для скалярной части динамической поляризуемости ридберговских состояний атома водорода при произвольных значениях частоты внешнего поля. Оно переходит в статический и высокочастотный пределы, приведенные выше, при вариации частоты. Кроме того, оно содержит резонансы, когда частота поля совпадает с частотой перехода из рассматриваемого состояния в другие ридберговские состояния.

5.3. Штарковское расщепление ридберговских состояний атома водорода

Как известно, невозмущенные ридберговские состояния атома водорода вырождены по орбитальному и магнитному квантовым числам. В постоянном электрическом поле это вырождение снимается, причем расщепленные уровни характеризуются параболическими квантовыми числами. Однако в переменном поле лазерного излучения ридберговское состояние возбуждается путем каскадного поглощения фотонов. Таким образом, имеет место возбуждение состояния с фиксированными значениями орбитального и магнитного квантового чисел вследствие дипольных правил отбора при поглощении фотонов и того факта, что исходное состояние атома характеризуется сохраняющимся значением орбитального момента. Чем больше частота излучения, тем лучше сохраняется орбитальное квантовое число с течением времени и тем меньше смешивание вырожденных состояний друг с другом.

Все сказанное выше очевидным образом относится и к ридберговским состояниям многоэлектронных атомов при орбитальных квантовых числах $l \geq 3$.

В соответствии с формулами, приведенными в предыдущем разделе, штарковский сдвиг и штарковское расщепление ридберговских состояний при $\omega \gg E_n$ описываются в рамках первого не исчезающего порядка теории возмущений формулой вида

$$\delta E_n = \frac{F^2}{4\omega^2} \left(1 + \frac{A_{nlm}}{\omega^2} \right), \quad (42)$$

где A_{nlm} — сложная функция всех квантовых чисел, приведенная в предыдущем разделе. Результат расчета по этой формуле для ридберговского состояния атома водорода с $n = 10$, $m = 0$, $\omega = 0,03$ ат. ед. (Nd лазер) показан на рис. 8.

Так как расщепление мало по сравнению со сдвигом (разность штарковского сдвига и колебательной энергии

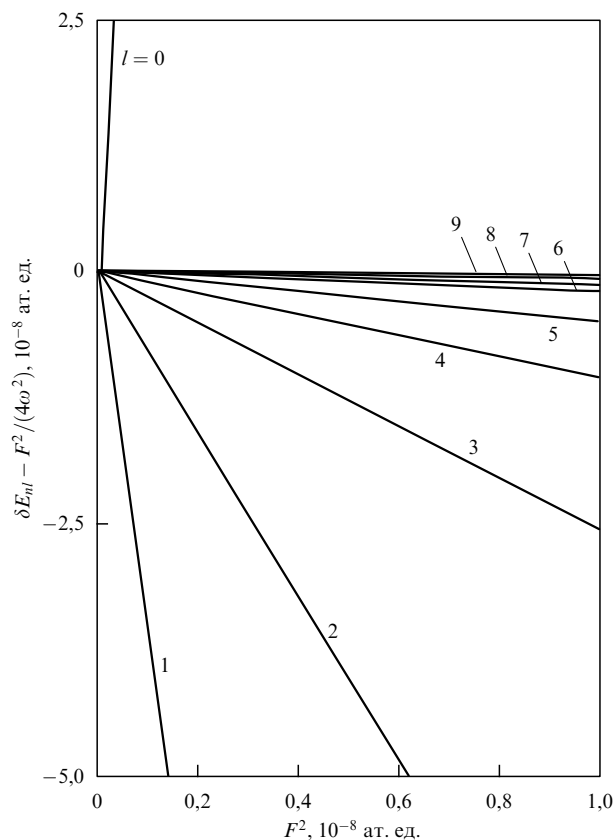


Рис. 8. Штарковское расщепление ридберговского состояния атома водорода с $n = 10$, $m = 0$ в высокочастотном пределе $\omega > E_n$ для различных значений орбитального квантового числа $l = 0-9$ [6].

согласно первой из формул (39) убывает как n^{-3}), то на рис. 8 показана только указанная разность, характеризующая лишь расщепление. Видно, что оно сильно и неравномерно зависит от орбитального квантового числа. Аналогичная картина имеет место и для состояний с ненулевым значением магнитного квантового числа.

Полученные в предыдущем разделе формулы для величин штарковских сдвигов и расщеплений применимы, пока крайние компоненты соседних штарковских мультиплетов не пересекутся друг с другом. Оценка критической напряженности поля (см. формулу (9.11) в [7]) в рассматриваемом случае имеет вид

$$F_c = \frac{\omega^{2/3}}{7n^2} \text{ ат. ед.} \quad (43)$$

Для рассматриваемого на рис. 8 примера это значение имеет порядок 10^{-4} ат. ед. Тогда расстояние между крайними компонентами мультиплета составляет $F^2/(3\omega^4 n^3) = 1,5 \text{ см}^{-1}$.

Если же в эксперименте возбуждается ридберговское состояние с фиксированным орбитальным квантовым числом l , то согласно второй из формул (40) расстояние между его крайними компонентами мультиплета по магнитному квантовому числу ($m = l$, $m = 0$) равно

$$\frac{F^2}{2\omega^4 n^7} \frac{3l}{(l+1)(2l+3)(4l^2-1)}.$$

В частности, для значений $l = 4$, $n = 10$, $F = F_c$ получим расстояние порядка $0,01 \text{ см}^{-1}$.

Абсолютная величина расщепления является в данном случае весьма важным параметром: когда эта величина больше ширины спектра лазерного излучения, то никакого перемешивания состояний с различными орбитальными и магнитными квантовыми числами не происходит.

Таким образом, при каждом значении напряженности поля имеется густая сетка из расщепленных ридберговских уровней. С увеличением главного квантового числа величина штарковского расщепления уменьшается. Если ширина спектра ионизирующего излучения превышает величину штарковского расщепления, то происходит когерентное возбуждение части штарковских компонент. Образованный таким образом волновой пакет осциллирует во времени.

Перемешивание штарковских компонент объясняет эффект подавления фотоионизации, обнаруженный в эксперименте [45]. Атом бария каскадно возбуждался в ридберговские состояния с главными квантовыми числами $n = 25$ и 35 . В этой же области пространства, где осуществлялось возбуждение, имелось постоянное электрическое поле с напряженностью 100 В см^{-1} . В постоянном поле ридберговские уровни расщеплялись на штарковские мультиплеты, причем расщепление было линейно по напряженности поля. Под действием излучения мощного лазера с частотой, значительно превышающей энергию связи электрона в указанных ридберговских состояниях, возникал процесс фотоионизации из штарковских компонент. Результат эксперимента состоит в том, что вероятности фотоионизации из компонент состояния с $n = 25$ меньше, чем из компонент состояния с $n = 35$.

Этот результат можно объяснить, исходя из описанной выше модели перемешивания штарковских компонент в ионизирующем поле. Длительность импульса ионизирующего излучения составляла 70 пс , а ширина спектра излучения — 1 см^{-1} . В ширину спектра ионизирующего излучения попадает много штарковских компонент, возбуждаемых когерентно. Возникает волновой пакет, осциллирующий во внешнем постоянном электрическом поле. Так как расстояние между крайними компонентами одного мультиплета равно $3Fn$, то время осцилляций волнового пакета при когерентном заселении всех состояний мультиплета равно $t_0 = 2\pi/(3Fn)$. При $n = 25$ это время составляет 75 пс , что больше длительности лазерного импульса, т.е. на самом деле никаких осцилляций нет. Другими словами, не происходит перемешивания по орбитальному квантовому числу, и состояния с малыми значениями l не реализуются. Эффект фотоионизации в этом случае подавлен, так как велика только вероятность фотоионизации из ридберговских состояний с малым значением орбитального квантового числа. Противоположная картина имеет место для штарковского мультиплета с $n = 35$, что и объясняет результат упомянутого эксперимента.

5.4. Ридберговские состояния сложных атомов

Случай ридберговских состояний сложных атомов схож с ситуацией для состояний атома водорода с орбитальным квантовым числом $l > 2$. Квантовый дефект для этих состояний пренебрежимо мал. Однако для состояний с $l = 0, 1, 2$ из-за большого квантового дефекта нет вырождения по орбитальному квантовому числу, и по этой причине нет компенсации вкладов в сумму (34) от

состояний выше и ниже рассматриваемого состояния. Поэтому динамическая поляризуемость значительно возрастает, и ее значение (при не слишком больших частотах лазерного излучения) оценивается как n^7 (вместо n^6 , см. (7)). Кроме того, в этом случае динамическая поляризуемость определяется лишь вкладами от двух ридберговских состояний, соседних с данным.

Численные расчеты динамической поляризуемости сложных атомов проводились в работе [46] методом многоканального квантового дефекта.

В качестве примера численного расчета динамической поляризуемости в промежуточном случае, когда она не сводится ни к статическому, ни к высокочастотному пределу, можно отметить работу [47]. Вычислялась динамическая поляризуемость основного состояния атома рубидия как функция частоты поля. В численном расчете использовались волновые функции метода модельного потенциала, подобранного так, чтобы низлежащие значения энергий совпадали с экспериментальными значениями. Результат показан на рис. 9 (для частот от нуля вплоть до первого резонанса). В частности, значение динамической поляризуемости для неодимового лазера (длина волны 1064 нм) оказалось равным 711 ат. ед. , что хорошо согласуется с экспериментальным значением $769 \pm 61 \text{ ат. ед.}$, полученным в работе [48].

Опубликовано много экспериментальных данных, относящихся к процессу возмущения возбужденных состояний высокочастотным излучением. Некоторые из них получены при относительно малой напряженности поля, как, например, данные работы [40] (см. раздел 4.3). Многочисленные данные получены для поля субатомной напряженности [49–55].

В работах [49–55] данные о возмущении возбужденных состояний атомов получены методом многофотонной ионизационной спектроскопии (см. раздел 3.4). В этих экспериментах частота лазерного излучения была

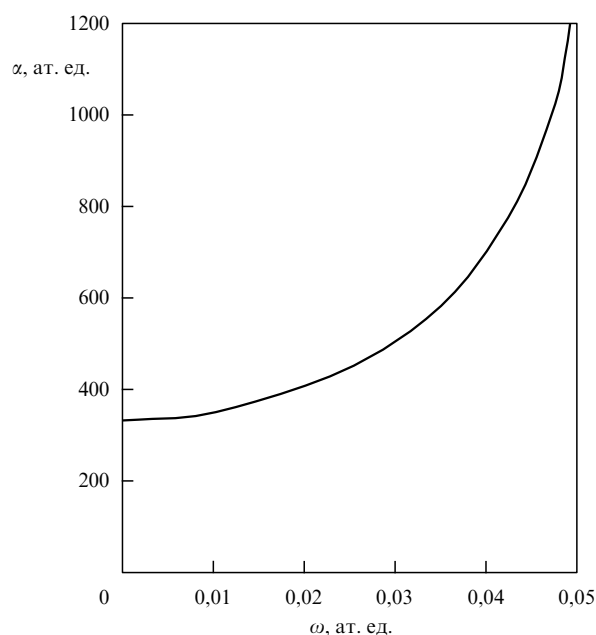


Рис. 9. Динамическая поляризуемость основного состояния атома рубидия ниже первого р-резонанса как функция частоты поля (согласно расчетам работы [47]).

около 2 эВ (исключая работу [55], в которой она составляла 4 эВ). Поляризация излучения была линейной (исключая работу [50], в которой использовалось циркулярно поляризованное излучение). Напряженность поля излучения составляла от 0,05 до 0,1 атомной напряженности. Исследовалось возмущение возбужденных состояний атома ксенона [49–53], криптона [54] и гелия [55]. Главные квантовые числа возбужденных состояний лежали в интервале от 4 до 10. Во всех случаях частота излучения была либо больше, либо гораздо больше расстояния между соседними энергетическими уровнями, и даже сравнима с величиной энергии связи возбужденного состояния атома.

Результаты, полученные в этих работах, сводятся к следующему:

а) наблюдается квадратичное по напряженности поля изменение энергии рассматриваемых возбужденных состояний;

б) абсолютная величина изменения энергии равна колебательной энергии свободного электрона в поле электромагнитной волны; максимальные изменения энергии составляют величину порядка 1 эВ;

в) наибольшее изменение энергии наблюдается для состояний 2p и 3d в атоме гелия — 3,5 эВ;

г) наблюдаемые изменения энергии возбужденных состояний не только гораздо больше расстояний между соседними уровнями, но и превышают как энергию лазерного фотона, так и энергию связи данного возбужденного состояния.

К сожалению, аналогичные данные для существенно других частот излучения и других атомов пока не получены.

5.5. Динамическая гиперполяризуемость

Третий порядок теории возмущений по напряженности электрического поля не вносит вклада в штарковский сдвиг (в отсутствие вырождения состояний). Вклад четвертого порядка можно найти достаточно просто, используя результат стационарной теории возмущений и метод квазиэнергий, описанный выше. Результат имеет достаточно громоздкий вид и приведен, например, в книге [5]. Определенная таким образом гиперполяризуемость является тензором четвертого ранга.

Сравнивая поляризуемость и гиперполяризуемость, можно увидеть, что аналитический критерий малости гиперполяризуемости — это малость полевого возмущения по сравнению с характерными частотами атомных переходов. Однако расчеты, проведенные для основных состояний атомов щелочной группы [56], показывают, что в отсутствие резонанса вклад гиперполяризуемости становится сравнимым с вкладом поляризуемости уже при напряженности поля порядка 10^6 В см⁻¹ $\ll F_a$. Кроме того, при таких полях все члены ряда по напряженности поля имеют одинаковый порядок величины, т.е. ряд теории возмущений расходится (для щелочных атомов).

Фактически гиперполяризуемость корректно определяет значение штарковского сдвига только в областях аномально малых значений динамической поляризуемости в межрезонансных промежутках, либо когда частота атомного перехода близка к удвоенной частоте поля лазерного излучения. В последнем случае гиперполяризуемость, в отличие от обычной поляризуемости, резонансно возрастает.

6. Сверхатомное поле лазерного излучения

Выше для рассмотрения случая слабого поля использовалась теория возмущений. В случае сильного поля одним из теоретических методов является теория Флоке. В последнее время много теоретических работ было посвящено еще одному методу рассмотрения воздействия сильного поля на атомные системы — методу Крамерса–Хеннебергера. Этот метод описывается в данном разделе.

6.1. Сверхсильное высокочастотное поле

В последнее время одним из наиболее эффективных приближенных методов рассмотрения динамики квантовых систем в сверхсильных высокочастотных полях стал метод Крамерса–Хеннебергера, основанный на переходе в колеблющуюся систему отсчета, связанную с электроном во внешнем электромагнитном поле (метод достаточно подробно изложен в разделе 4 обзора [57]). Переход в эту систему достигается с помощью зависящего от времени унитарного преобразования

$$\Psi_{\text{КХ}} = \exp\left(i \frac{\mathbf{r}\mathbf{F}}{\omega} \sin \omega t\right) \Psi. \quad (44)$$

Уравнение для волновой функции в колеблющейся системе отсчета (так называемой системе Крамерса) имеет вид ($U(r)$ — потенциал атомного остова):

$$i \frac{\partial \Psi_{\text{КХ}}}{\partial t} = -\frac{1}{2} \Delta \Psi_{\text{КХ}} + U\left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{F}}{\omega^2} \cos \omega t\right) \Psi_{\text{КХ}}. \quad (45)$$

Это точное уравнение (взяв случай линейной поляризации). В высокочастотном приближении, когда частота поля лазерного излучения велика по сравнению с невозмущенной энергией связи рассматриваемой системы, его можно упростить, сведя к стационарному уравнению Шрёдингера с потенциалом, представляющим собой нулевую фурье-гармонику от приведенного выше потенциала, т.е.

$$U_0(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} U\left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{F}}{\omega^2} \cos \omega t\right) d(\omega t). \quad (46)$$

Волновая функция уровня состоит из двух облаков вероятности, размещенных на расстоянии $2a = 2F/\omega^2$ (a — амплитуда колебаний электрона в поле волны) друг от друга (так называемая *дихотомия*).

На данный момент результаты применения метода Крамерса–Хеннебергера нашли экспериментальное подтверждение в работе [58], где был обнаружен эффект адиабатической стабилизации атома неона, предсказанный в модели Крамерса–Хеннебергера.

В работе [59] методом Крамерса–Хеннебергера были исследованы штарковские сдвиги уровней атома водорода. В присутствии высокочастотного поля (с линейной поляризацией) уровни с одинаковым главным квантовым числом расщеплялись по орбитальному квантовому числу. Параметр $a = F/\omega^2$ изменялся от 0 до 100 (в атомной системе единиц). Немонотонная зависимость сменялась монотонным увеличением энергий всех уровней вплоть до значения, равного колебательной энергии (этот предел равен нулю в колеблющейся системе координат Крамерса). При этом приближение положе-

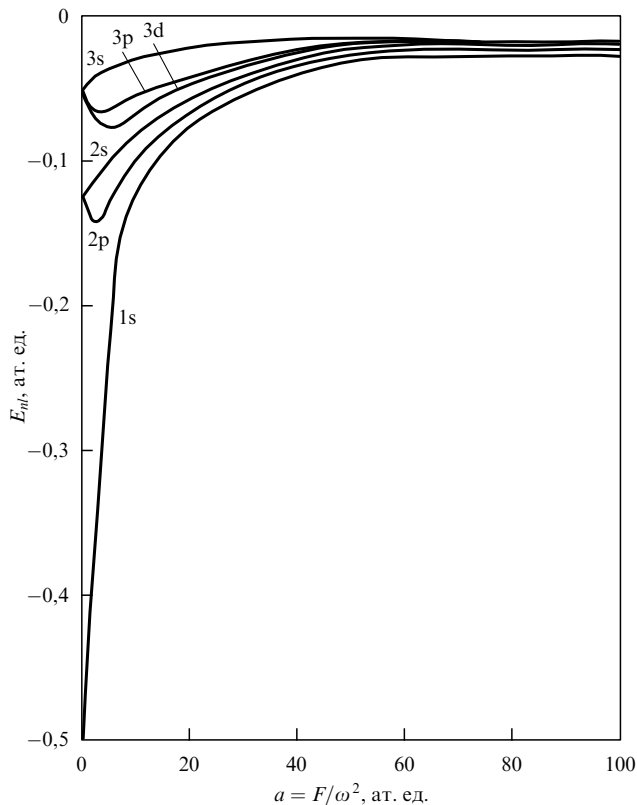


Рис. 10. Зависимость энергий уровней атома водорода с главными квантовыми числами $n = 1 - 3$ от амплитуды колебаний электрона a в колеблющейся системе Крамерса согласно расчетам [59]. Поле линейно поляризовано.

ния каждого уровня к колебательной энергии оказывалось неодинаковым для различных уровней (рис. 10). Таким образом, теория предсказывает возникновение коллапса атомного спектра при большой величине параметра a .

Аналогичные результаты были получены в работе [60] для поля циркулярной поляризации. Однако здесь, в отличие от случая линейной поляризации, все штарковские уровни сливались в один при значениях $a > 100$. В работе [61] была получена аналитическая формула для энергии любого уровня атома водорода в сверхсильном высокочастотном поле циркулярной поляризации, справедливая при $F/\omega^2 \gg 1$:

$$E_{nl}(F) = \frac{F^2}{2\omega^2} - \frac{\omega^2}{2\pi F} \ln \frac{F}{\omega^2}. \quad (47)$$

В работе [62] методом прямого численного интегрирования нестационарного уравнения Шрёдингера исследовалась динамика одномерной квантовой системы с короткодействующим потенциалом при воздействии высокочастотного электромагнитного поля со сверхатомным значением напряженности и пробного низкочастотного поля (с малой интенсивностью излучения). Показано, что формируются стационарные состояния в потенциале Крамерса–Хеннебергера, описывающего атом в сверхсильном высокочастотном поле. Они существенно отличаются от исходных атомных состояний, и именно они представляют собой набор реально существующих базисных состояний в течение действия лазерного импульса вместо исходных невозмущенных

атомных состояний. Энергии состояний Крамерса–Хеннебергера существенно отличаются от невозмущенных энергий. В частности, при увеличении интенсивности высокочастотного поля все эти энергии стремятся к нулю (что и соответствует энергии в лабораторной системе, равной колебательной энергии свободного электрона, о чем речь шла выше).

В работе [63] было еще раз подтверждено численными расчетами, что приближение Крамерса–Хеннебергера не годится в случае низких частот лазерного излучения, меньших потенциала ионизации атома. Исключение составляет случай интенсивностей лазерного излучения, превышающих надбарьерное значение (порог надбарьерной ионизации соответствует режиму, при котором электрон покидает атом за время, меньшее длительности оптического цикла) [64]. В этом случае приближение Крамерса–Хеннебергера применимо. Указанное условие оказывается более сильным, чем предложенное ранее в работе [65] (оно состояло в том, что частота поля лазерного излучения должна превышать энергию связи в потенциале Крамерса–Хеннебергера, а не в исходном потенциале).

Работа [66] содержит новые результаты по связанным состояниям атома водорода, индуцированным светом (которые отсутствуют, если нет лазерного поля). Они появляются из континуума при определенном значении интенсивности, углубляются в дискретный спектр и затем снова приближаются к границе континуума в сверхсильном поле. Однако ширина светоиндуцированных уровней составляет несколько электронвольт, и экспериментально они пока не наблюдались.

Случай сложных атомов рассмотрен в работе [67] на примере поля циркулярной поляризации. В качестве потенциала атомного остова использовался модельный псевдопотенциал. В высокочастотном пределе построена система аналитических функций дискретного и непрерывного спектра во вращающейся системе Крамерса.

Этот подход был обобщен в работе [68], где в качестве потенциала атомного остова брался хартри-фоковский самосогласованный потенциал. Численные расчеты динамической поляризуемости проведены для атомов неона, криптона и аргона в высокочастотном пределе. Получена простая формула для высокочастотной динамической поляризуемости атома с порядковым номером Z (это число электронов в атоме):

$$\alpha(\omega \gg 1) = -\frac{Z}{\omega^2} - \frac{2,7Z^4}{\omega^4} \text{ ат. ед.} \quad (48)$$

Второе слагаемое в правой части этого выражения связано с отклонением от колебательной энергии свободного электрона в поле циркулярно поляризованной волны. Формула (48) применима при условии $F/\omega^2 \ll 1$, противоположном условию, при котором справедлива формула (47).

Заканчивая этот раздел, можно отметить, что атом Крамерса–Хеннебергера, представляющий собой стационарную систему в двухъямном потенциале, — это реальный пример атома, "одетого полем".

6.2. Динамический штарковский сдвиг в отрицательных ионах

Отрицательные ионы атомов представляют собой слабо-связанные состояния с орбитальными квантовыми

числами 0 или 1. Такие состояния исследуются в рамках модели короткодействующего потенциала. Радиус этого потенциала обозначим через r_0 . Для отрицательных ионов справедливо неравенство $k_i r_0 \ll 1$, $k_i = \sqrt{2E_i}$, E_i — невозмущенная энергия основного состояния рассматриваемого иона. Если радиус потенциала равен нулю, то в таком потенциале имеется только одно связанное состояние (его орбитальное квантовое число равно нулю). При ненулевом радиусе возможно связанное состояние с $l = 1$. Величина радиуса r_0 имеет порядок радиуса нейтрального атомного остова для данного отрицательного иона.

Задача упрощается для поля циркулярной поляризации, которое и будет рассматриваться далее. Нестационарное уравнение Шрёдингера, описывающее взаимодействие системы с короткодействующим потенциалом с циркулярно поляризованным электромагнитным полем, сводится к стационарному уравнению Шрёдингера путем перехода в систему координат, вращающуюся с частотой внешней электромагнитной волны вокруг направления распространения этой волны. В атомной системе единиц стационарный гамильтониан во вращающейся (неинерциальной) системе координат имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{1}{2}\Delta + U(r) - \omega\hat{L}_z + Fx. \quad (49)$$

Здесь F — амплитуда напряженности электрического поля в электромагнитной волне, ω — его частота, ось z направлена вдоль направления распространения волны, и $U(r)$ — короткодействующий потенциал атомного остова.

Обратимся сначала к состоянию с $l = 0$. Рассмотрим расстояния, удовлетворяющие неравенствам: $r_0 \ll r \ll k_i^{-1}$. На таких расстояниях волновая функция, с одной стороны, имеет известный асимптотический вид из теории эффективного радиуса:

$$\psi_E(r) \propto \frac{1}{r} - k_i + r_0 E \quad (50)$$

(здесь E — возмущенное значение энергии). С другой стороны, можно использовать выражение для волновой функции свободного электрона в поле электромагнитной волны на малых расстояниях по сравнению с де-бройлевской длиной волны

$$\psi_E(r) \propto \frac{1}{r} + \frac{1}{\sqrt{2\pi i}} \int_0^\infty \frac{1}{t^{3/2}} \{ \exp[iEt + i\varphi(t)] - 1 \} dt. \quad (51)$$

Здесь введено обозначение

$$\varphi(t) \equiv \left[1 - \cos \omega t - \frac{1}{2}(\omega t)^2 \right] \frac{F^2}{\omega^4 t}. \quad (52)$$

Приравняв выражения (50) и (51) друг другу, получим уравнение для определения комплексной энергии E [69, 70]. Его вещественная часть определяет штарковский сдвиг уровня в поле произвольной интенсивности, в то время как мнимая часть определяет ширину рассматриваемого уровня. В принципе, мы таким образом имеем решение задачи, хотя аналитические результаты доступны лишь в предельных случаях. В пределе слабого поля штарковский сдвиг пропорционален квадрату напряженности поля, как и должно быть, и мы его не приводим (см. [8]).

В противоположном пределе сверхсильного поля энергия уровня растет до бесконечности [71] (независимо от частоты поля и значения невозмущенной энергии уровня) согласно закону:

$$E = 0,175 F^{2/3} \text{ ат. ед.} \quad (53)$$

Столь же сильно растет и ширина уровня. В промежуточном случае численные расчеты были проведены в работе [72] в низкочастотном пределе. Они показывают, что сначала энергия уровня уменьшается в соответствии с законом квадратичного эффекта Штарка, при напряженности поля $F = 2(2E_i)^{3/2}$ достигает минимума и затем начинает возрастать.

Подчеркнем, что зависимость типа (53) является достаточно общей. Она имеет место и для основного состояния атома водорода в сверхсильном электрическом поле [25] (правда, с логарифмическими по полю поправками).

В случае орбитального момента, равного единице, низкочастотный штарковский сдвиг был найден в работе [73]. Здесь предел сверхсильного поля представляет особый интерес, так как наличие центробежного барьера мешает электрону быстро покинуть ион. Величина штарковского сдвига уровня значительно превышает величину его невозмущенной энергии связи, а время жизни этого уровня велико по сравнению с периодом лазерного излучения. Зависимость штарковского сдвига от напряженности поля циркулярно поляризованной волны имеет вид

$$E \propto F^{4/3}. \quad (54)$$

Кроме того, в этой же работе [73] найдено, что величина $(2E_i)^{3/2}$ представляет собой атомную напряженность только для состояний в короткодействующем потенциале с $l = 0$. Для состояний с $l = 1$ атомная напряженность гораздо больше и оценивается как $(1/r_0)^3$.

Экспериментально штарковский сдвиг наблюдался впервые в отрицательном ионе Cl^- [74]. В работе [75] для того же иона было показано, что штарковский сдвиг границы континуума в поле инфракрасного линейно поляризованного излучения Nd лазера (энергия фотона 1 эВ) равен колебательной энергии электрона в поле электромагнитной волны. Энергия связи электрона в указанном отрицательном ионе составляет около 3,6 эВ, и его штарковский сдвиг мал по сравнению со сдвигом границы континуума.

7. Заключение

Заканчивая обзор результатов исследований динамического эффекта Штарка в атомах, сформулируем сначала наиболее важные выводы.

В общем случае, при произвольных значениях частоты ω и напряженности F внешнего переменного поля, возмущение изолированного связанного состояния атома заключается в возникновении квазиэнергетических состояний с энергиями $E_n(F) \pm k\omega$, в которых квазиэнергия $E_n(F)$ смещена относительно энергии исходного состояния $E_n(0)$, а спектр квазиэнергетических гармоник $\pm k\omega$ содержит большое число компонент. Видно качественное отличие характера возмущения атомного спектра в переменном электромагнитном и постоянном электрическом полях.

В частном случае высокочастотного ($\omega \gg \omega_{n,n\pm 1}$) и слабого ($F \ll F_d$) поля в спектре квазиэнергетических гармоник заселяется лишь одно состояние ($k = 0$), так что возмущение сводится только к изменению (сдвигу) атомного уровня. Это изменение пропорционально квадрату напряженности поля и численно равно колебательной энергии свободного электрона в поле электромагнитной волны

$$\delta E_n(F) = \frac{F^2}{4\omega^2} \quad (55)$$

(для поля линейной поляризации). Видно, что в этом частном случае имеется полная аналогия между характером возмущения в переменном и постоянном полях.

В типичном случае связанных состояний атомов в поле лазерного излучения видимого диапазона частот возмущение высоковозбужденных состояний соответствует указанному выше частному случаю при субатомной напряженности поля. Сдвиг основного состояния, для которого излучение является низкочастотным, аналогичен статической поляризации атома — он имеет отрицательный знак. Таким образом, потенциал ионизации атома, "одетого полем", больше, чем потенциал ионизации невозмущенного атома (рис. 11).

Эти наиболее важные выводы следуют из результатов как теоретических, так и экспериментальных исследований, которые находятся в хорошем качественном и количественном согласии.

Обратимся теперь к тем отдельным вопросам, которые на настоящий момент исследованы недостаточно детально и требуют дополнительного изучения.

Первостепенный интерес представляет наблюдение коллапса атомного спектра, который согласно предсказаниям теории должен возникать при такой частоте и напряженности поля излучения, когда амплитуда колебаний свободного электрона в поле электромагнитной волны $a = F/\omega^2$ существенно превышает размеры атома. Экспериментальное обнаружение коллапса спектра бу-

дет убедительным доказательством существования "атома Крамерса — Хеннебергера", как модели атома, "одетого полем" при атомной и сверхатомной напряженности. Однако возможность проведения такого эксперимента представляется сейчас весьма проблематичной. Дело в том, что при реализации требуемых теорией неравенств $a \gg 1$ и $\omega > E_n(F)$, где $E_n(F)$ — энергия связи электрона в атоме, "одетом полем", процесс фотоионизации атома может оказаться определяющим, и именно в таких случаях существенную роль играет эффект стабилизации атома [57], который сейчас еще недостаточно изучен.

Безусловно, необходимо продолжение исследований процесса возмущения атома в низкочастотном поле. Дело в том, что пока известны лишь два эксперимента, в которых наблюдался процесс возникновения квазиэнергетических гармоник [34, 35], а результаты эксперимента [35] не находятся в строгом согласии с теоретическими предсказаниями (см. раздел 4.3).

Очевидный интерес представляет расширение экспериментальных данных, относящихся к возмущению в слабом высокочастотном поле. Речь идет о наблюдении квадратичного сдвига исходной энергии связанного электрона на величину колебательной энергии свободного электрона в поле волны для других атомов, помимо атомов благородных газов, и для других частот, помимо частот светового диапазона. Хотя сейчас нет конкретных сомнений в общности уже известных закономерностей (см. раздел 5.4), однако для полноты картины получение таких данных весьма желательно.

Есть еще один интересный вопрос, на который необходимо дать исчерпывающий ответ — какова максимальная величина штарковского сдвига атомного уровня в поле светового диапазона частот? Ответ на этот вопрос требует привлечения данных о нелинейной ионизации атома в световом поле.

Из общей теории нелинейной ионизации, разработанной Келдышем [76], следует, что если параметр адиабатичности

$$\gamma = \frac{\omega\sqrt{2E_n}}{F} \approx \frac{\omega}{F} \quad (56)$$

имеет величину порядка единицы, то характер процесса ионизации качественно изменяется. При $\gamma^2 \gg 1$ ионизация носит характер многофотонного процесса, а при $\gamma^2 \ll 1$ — характер туннельного эффекта. Этот вывод хорошо подтверждается для атомов как рядом численных расчетов (см., например, [77]), так и экспериментами [78]. В случае туннельной ионизации электрон из начального (основного) состояния не попадает в область энергий, соответствующих высоковозбужденным состояниям, а туннелирует через эффективный потенциальный барьер. Это означает, что при $\gamma^2 < 1$ возмущение сводится к возмущению лишь одного основного состояния атома. Как уже говорилось выше (см. раздел 3.4), в поле светового диапазона сдвиг энергии основного состояния мал или даже пренебрежимо мал по сравнению со сдвигом высоковозбужденного состояния. Таким образом, условие $\gamma^2 < 1$ ограничивает ту область изменения напряженности поля, в которой реализуется квадратичный сдвиг возбужденных состояний. Из сопоставления выражения (56) для параметра адиабатичности с выражением (55) для колебательной энергии видно, что максимальный сдвиг, реализующийся при условии $\gamma^2 \sim 1$, равен $1/4$ ат. ед. ≈ 7 эВ (в

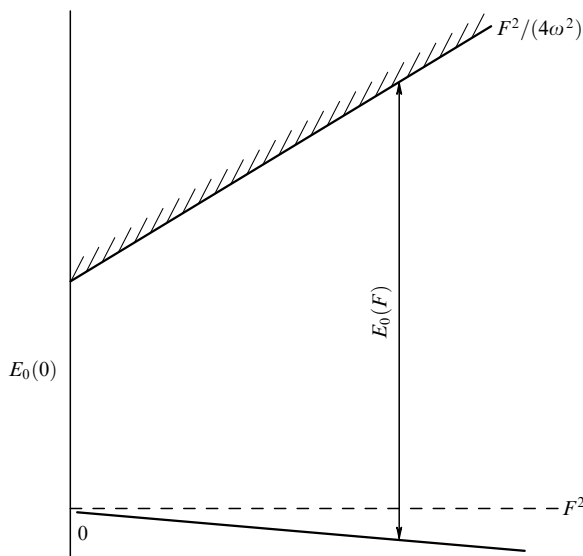


Рис. 11. Потенциал ионизации $E_0(F)$ атома, "одетого полем", и невозмущенный потенциал ионизации $E_0(0)$. Заштрихована граница континуума.

поле линейной поляризации). Эта оценка находится в удовлетворительном согласии с максимальным значением шарковского сдвига 3,5 эВ, наблюдавшимся в атоме гелия в работе [55].

Наконец, следует отметить роль динамического шарковского сдвига уровней в различных процессах, возникающих при взаимодействии высокоинтенсивного лазерного излучения с атомами.

Первое, что надо еще раз напомнить — это увеличение потенциала ионизации атома, "одетого полем", по сравнению с потенциалом ионизации невозмущенного атома. При большой напряженности поля это увеличение может достигать величины энергии фотона внешнего поля или даже превышать ее. Это может приводить к увеличению степени нелинейности (степени многофотонности) от исходной величины $K(0) = [E_n(0)/\omega + 1]$, реализующейся в слабом поле, до большой величины $K(F) = [E_n(F)/\omega + 1]$, соответствующей сильному полю (квадратные скобки обозначают здесь целую часть числа).

Второй эффект — возникновение динамических резонансов (в том числе, многофотонных) при сдвиге атомных уровней под действием изменяющегося во времени поля в импульсе лазерного излучения. Это приводит к чередованию прямого (в отсутствие резонансов) и резонансного процессов ионизации на фронте и на спаде одного импульса лазерного излучения. Только в слабом поле, когда шарковский сдвиг мал, можно говорить о каком-то одном процессе, прямом или резонансном. Критерий малости очевиден — $\delta E_n(F) \leq \Gamma$, где Γ — максимальная из всех других ширин, имеющих место в конкретном эксперименте (доплеровской ширины, ширины спектра лазерного излучения и т.д.).

Динамический эффект Штарка оказывает влияние не только на процесс ионизации в многофотонном предельном случае, но и в противоположном туннельном пределе. Сдвиг энергии основного состояния атома необходимо учитывать при вычислении вероятности туннельной ионизации [79] и при вычислении пороговой интенсивности излучения, при которой возникает надбарьерный развал атома [80]. Следует отметить, что сдвиг энергии основного состояния атома в низкочастотном поле (оцениваемый по статической поляризуемости) существенно отличается для различных атомов. Он минимален для атомов благородных газов и максимален для щелочных атомов.

Наконец, при большой напряженности поля лазерного излучения полная ионизация атомов мишени в облучаемой области достигается еще на фронте импульса, так что в максимуме импульса и на его спаде излучение взаимодействует уже с плазмой. При этом возникает новый круг явлений, выходящий за рамки данного обзора. В частности, представляет интерес возмущение, возникающее под действием двух полей — переменного электромагнитного поля и постоянного электрического поля. Этот круг вопросов детально обсуждается в книге [9].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (99-02-17810).

Список литературы

1. Бонч-Бруевич А М и др. *ЖЭТФ* **56** 144 (1969)
2. Делоне Н Б и др. *УФН* **120** 3 (1976)
3. Bakos J S *Phys. Rep.* **31** 209 (1977)

4. Delone N B, Krainov V P *Laser Phys.* **2** 654 (1992)
5. Делоне Н Б, Крайнов В П *Атом в сильном световом поле* 2-е изд. (М.: Энергоатомиздат, 1984)
6. Рапопорт Л П, Зон Б А, Манаков Н Л *Теория многофотонных процессов в атомах* (М.: Атомиздат, 1978)
7. Delone N B, Krainov V P *Atoms in Strong Light Fields* (Springer Series in Chemical Physics, Vol. 28) (Berlin: Springer-Verlag, 1985)
8. Delone N B, Krainov V P *Multiphoton Processes in Atoms* (Springer Series on Atoms + Plasmas, 13) (Berlin: Springer-Verlag, 1994)
9. Буреева Л А, Лисица В С *Возмущенный атом* (М.: Изд. АТ, 1997)
10. Делоне Н Б, Крайнов В П *УФН* **168** 531 (1998)
11. Ельяшевич М А *Атомная и молекулярная спектроскопия* (М.: Физматгиз, 1962)
12. Фриш С Э *Оптические спектры атомов* (М.-Л.: Физматгиз, 1963)
13. Бонч-Бруевич А М, Ходовой В А *УФН* **93** 71 (1967)
14. Радциг А А, Смирнов Б М *Параметры атомов и атомных ионов* 2-е изд. (М.: Энергоатомиздат, 1986)
15. Krilovetsky A A et al. *Laser Phys.* **7** 542 (1997)
16. Аллилуев С П, Малкин Н А *ЖЭТФ* **66** 1283 (1974)
17. Bekenstein J D, Krieger J B *Phys. Rev.* **188** 130 (1969)
18. Silverman J N, Nicolaides C A *Chem. Phys. Lett.* **153** 61 (1988)
19. Franceschini V et al. *Phys. Rev. A* **32** 1338 (1985)
20. Maquet A et al. *Phys. Rev. A* **27** 2946 (1983)
21. Benassi L, Grecchi V J. *Phys. B* **13** 911 (1980)
22. Mur V D, Popov V S *Laser Phys.* **3** 462 (1993)
23. Бете Г А, Солпитер Э *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами* (М.: Физматгиз, 1969)
24. Popov V S et al. *Phys. Lett. A* **149** 418, 425 (1990)
25. Benassi L et al. *Phys. Rev. Lett.* **42** 704, 1730 (1979)
26. Мур В Д, Попов В С *Письма в ЖЭТФ* **57** 406 (1993)
27. Ng K et al. *Phys. Rev. A* **35** 2508 (1987)
28. Камке Э *Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям* (М.: Наука, 1976)
29. Никишов А И, Ритус В И *ЖЭТФ* **46** 776 (1964)
30. Ритус В И *ЖЭТФ* **51** 1544 (1966)
31. Зельдович Я Б *УФН* **110** 139 (1973)
32. Летохов В С *Лазерная фотоионизационная спектроскопия* (М.: Наука, 1987)
33. Crance M J. *Opt. Soc. Am. B* **7** 449 (1990)
34. Koch P M, in *Intern. Conf. Multiphoton Processes, Postdeadline Paper* (Rochester: Rochester Univ. Press, 1977)
35. Bayfield J E et al. *Phys. Rev. A* **24** 138 (1981)
36. Смирнов Б М *Возбужденные атомы* (М.: Энергоиздат, 1982)
37. Bayfield J E *Phys. Rep.* **51** 318 (1979)
38. Делоне Н Б и др. *УФН* **140** 355 (1983)
39. Берсонс И Я *ЖЭТФ* **85** 70 (1983)
40. O Brian T et al. *Phys. Rev. A* **49** R649 (1994)
41. Manakov N L et al. *Phys. Rep.* **141** 320 (1986)
42. Манаков Н Л и др. *ЖЭТФ* **95** 790 (1989)
43. Beigman I L et al. *J. Phys. B* **27** 5833 (1994)
44. Делоне Н Б, Крайнов В П *ЖЭТФ* **83** 2021 (1982)
45. Jones R, Bucksbaum P *Phys. Rev. Lett.* **67** 3215 (1991)
46. L Huillier et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 1644 (1989)
47. Marinescu M et al. *Phys. Rev. A* **49** 5103 (1994)
48. Bonin K D, Kadar-Kallen M A *Phys. Rev. A* **47** 944 (1993)
49. Agostini P et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 2208 (1989)
50. Agostini P et al. *J. Phys. B* **22** 1472 (1989)
51. Szöke A et al. *Phys. Rev. A* **40** 2766 (1989)
52. Rottke H Z. *Phys. D* **15** 133 (1989)
53. De Boer M P, Muller H G J. *Phys. B* **27** 721 (1994)
54. Mevel E et al. *J. Phys. B* **25** L401 (1992)
55. Perry M et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 1058 (1989)
56. Давыдкин В А и др. *ЖЭТФ* **60** 125 (1971)
57. Делоне Н Б, Крайнов В П *УФН* **165** 1295 (1995)
58. De Boer M P et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 3263 (1993)
59. Pont M, Gavrilu M *Phys. Lett. A* **123** 469 (1987)
60. Pont M et al. *Z. Phys. D* **9** 297 (1988)
61. Pont M *Phys. Rev. A* **40** 5659 (1989)
62. Волкова Е А и др. *ЖЭТФ* **109** 1586 (1996)
63. Волкова Е А и др. *ЖЭТФ* **111** 1194 (1997)
64. Волкова Е А и др. *ЖЭТФ* (в печати)

65. Gavrilu M, Kaminski J *Phys. Rev. Lett.* **52** 613 (1984)
66. Fearnside A S et al. *Phys. Rev. A* **51** 1471 (1995)
67. Рапопорт Л П *ЖЭТФ* **105** 534 (1994)
68. Рапопорт Л П и др. *Опт. спектроск.* **83** 888 (1997)
69. Berson I Ya J. *Phys. B* **8** 3078 (1975)
70. Манаков Н Л, Рапопорт Л П *ЖЭТФ* **69** 842 (1975)
71. Крайнов В П, Преображенский М А *ЖЭТФ* **103** 1143 (1993)
72. Krainov V P, Mulyukov Z S *Laser Phys.* **3** 756 (1993)
73. Андреев С П и др. *ЖЭТФ* **86** 866 (1984)
74. Trainham R et al. *Phys. Rev. Lett.* **59** 2291 (1987)
75. Davidson M D et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2192 (1993)
76. Келдыш Л В *ЖЭТФ* **47** 1945 (1964)
77. Dörr M et al. *Phys. Rev. Lett.* **64** 2003 (1990)
78. Mevel E et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 406 (1993)
79. Kulyagin R, Taranukhin V *Laser Phys.* **3** 644 (1993)
80. Ammosov M V, Delone N B *Laser Phys.* **7** 79 (1997)

AC-Stark shift of atomic levels

N.B. Delone

*General Physics Institute, Russian Academy of Sciences
Ul. Vavilova 38, 117942 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 135-02 96*

V.P. Krainov

*Moscow Institute of Physics and Technology
Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudny, Moscow Region, Russian Federation
Tel. (7-095) 408-75 90
Fax (7-095) 408-68 69
E-mail: krainov@theory.mipt.ru*

Calculated and experimental data on the AC-Stark shift of atomic levels in an external, subatomic-strength alternating field are considered. Theoretical predictions concerning the perturbation of atomic spectra by fields of atomic and superatomic strength are discussed. The limiting value of the atomic Stark shift in a light-frequency radiation field is estimated.

PACS numbers: 32.80.Rm, 32.80.Pb, **32.90.+a**, **42.65.-k**

Bibliography — 80 references

Received 23 October 1998