

Здесь $M \approx AM_p$ — масса атома. С помощью выражений (45) получаем

$$(\Delta\omega)_e \sim \frac{1}{\tau_c} \sim 2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1} \cdot \frac{P}{1 \text{ атм}} \sqrt{\frac{1}{A} \frac{273 \text{ К}}{T}}. \quad (45f)$$

46. Если теперь сравнить расширение вследствие столкновений [формула (45f)] и доплер-эффекта [формула (44c)] с расширением вследствие конечного времени возбуждения *изолированного* атома, то мы заметим, что последнее в общем случае очень мало по сравнению с первыми. Расширение за счет столкновений уменьшается с уменьшением давления, и при малом давлении доминирует доплеровское расширение, которое и является основной причиной конечной ширины спектральных линий газа. Естественную ширину линии можно наблюдать лишь в специальных условиях.

Мы не будем больше останавливаться на расширении вследствие столкновений и доплер-эффекта. Практическое значение этих явлений велико, но к основной проблеме испускания и поглощения света атомом они не имеют непосредственного отношения. Мы сочли необходимым рассмотреть их лишь для того, чтобы у читателя не возникло впечатления, что *наблюдаемая* на опыте ширина спектральных линий всегда совпадает с естественной шириной.

Дополнительная тема: к теории электромагнитных переходов *)

47. Рассмотрим два важных вопроса. Почему среднее время жизни возбужденного состояния (атома, ядра), нестабильного относительно испускания *фотонов* (но стабильного относительно испускания *частиц*), так велико по сравнению с величиной, обратной частоте испускаемых фотонов? Почему в атомной физике электрическое дипольное излучение доминирует над остальными модами излучения?

Попытаемся обсудить эти вопросы с помощью «полуклассической» электромагнитной теории. Это значит, что наши доводы будут частью классическими, частью квантовомеханическими. Законность такого подхода оправдывается его успехом: мы получим разумный ответ на оба вопроса.

48. Ответ на первый вопрос: потому что постоянная тонкой структуры α очень мала. Рассмотрим, что это значит.

Прежде всего вспомним (см. п. 29 и 39 гл. 2), что почти всегда длина волны испущенного электромагнитного излучения велика по сравнению с размерами излучающего атома или ядра. Это условие не только имеет важные физические следствия, но и упрощает математический анализ явлений излучения. Допустим сначала, что атом или ядро в своем возбужденном состоянии подобны осциллирующему электрическому диполю. Пусть ω — частота колебаний, она совпадает с частотой испущенного излучения. Обозначим через a размер излучателя. Заряд излучающего объекта равен одному или не-

*) При первом чтении можно пропустить.

скольким элементарным зарядам, поэтому порядок величины электрического дипольного момента равен ea . Малость излучающего объекта по сравнению с длиной волны можно записать в виде неравенства

$$a\omega/c \ll 1. \quad (48a)$$

В томе III этого курса *) было показано, что такой электрический диполь за единицу времени испускает следующее количество энергии:

$$W = \omega^4 (ea)^2 / 3c^3. \quad (48b)$$

Эта формула дает *мощность* излучения. Поскольку известно, что наш атом (или ядро) испускает одиночные фотоны, то нас интересует время τ , за которое будет испущен один фотон с энергией $\hbar\omega$. Это время равно

$$\frac{1}{\tau} = \frac{W}{\hbar\omega} = \frac{\omega}{3} \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{c\omega}{c} \right)^2, \quad (48c)$$

т. е. имеет следующий порядок величины:

$$\frac{1}{\tau} \sim \omega\alpha \left(\frac{a\omega}{c} \right)^2. \quad (48d)$$

Мы интерпретируем τ как среднее время жизни возбужденного состояния: это время, необходимое возбужденному состоянию, чтобы «высветиться», испустив фотон. Рассмотрим безразмерную величину

$$\omega\tau \sim \frac{1}{\alpha} \left(\frac{a\omega}{c} \right)^{-2}. \quad (48e)$$

Она определяет число колебаний, которое система совершает за время «высвечивания». Очевидно, что чем стабильнее возбужденное состояние, тем больше величина $\omega\tau$. Мы видим, что $\omega\tau$ велико по двум причинам: а) $\omega\tau$ пропорционально «большой» величине $1/\alpha \sim 137$; б) $\omega\tau$ пропорционально квадрату отношения $c/a\omega$, а эта величина также весьма велика.

49. В случае атома можно положить a равным боровскому радиусу $a_0 = \alpha^{-1} \hbar / mc$. Частота оптических переходов имеет порядок $\omega \sim \alpha^2 mc^2 / \hbar$, и мы получаем следующую зависимость $\omega\tau$ и τ от постоянной тонкой структуры:

$$\omega\tau \sim \alpha^{-3}, \quad \tau \sim \alpha^{-3} \hbar / mc^2. \quad (49a)$$

Чтобы получить *грубую* оценку времени жизни возбужденного состояния ядра, «высвечивающегося» благодаря электрическому дипольному переходу, положим $a = 10^{-13}$ см. γ -кванты с энергией 200 кэВ имеют длину волны, близкую к $6 \cdot 10^{-10}$ см, и мы получаем $\tau \sim 10^{-12}$ с. Подчеркиваем, это весьма грубая оценка, но по порядку величины она совпадает с экспериментально наблюдаемой. Заметим, что, со-

*) Крауфорд Ф. Волны.— 3-е изд.— М.: Наука, 1984, гл. 7.

гласно (48e), время жизни обратно пропорционально кубу испущенной частоты.

Мы ответили на первый из двух поставленных в п. 47 вопросов, и теперь нам ясно, почему время жизни возбужденного состояния, «высвечивающегося» благодаря электромагнитным процессам, велико по сравнению с величиной, обратной частоте испущенного света.

50. Обратимся ко второму вопросу, который касается доминирующей роли электрических дипольных переходов при «высвечивании» атома. Для понимания этой проблемы рассмотрим излучение системой движущихся зарядов, которая не имеет дипольного момента.

На рис. 50А показан источник электрического квадрупольного излучения. Стрелки 1 и 2 соответствуют двум электрическим диполям, колеблющимся с частотой ω . Они имеют одинаковую длину, но противоположное направление. Расстояние между диполями равно a , и они расположены симметрично по отношению к точке O — центру «атома». Мы наблюдаем излучение в точке P , на расстоянии r от атома.

Электрический дипольный момент такого источника, очевидно, равен нулю. То же следует сказать и о дипольном магнитном моменте, так как в источнике нет замкнутых токов.

Рассмотрим электрическое поле в точке P на большом расстоянии r от источника. Оно лежит в плоскости чертежа и перпендикулярно к радиус-вектору OP . Напряженность электрического поля E_1 , которую мы обнаружили бы в точке P , если бы в точке O находился один электрический диполь, равна

$$E_1 = \frac{C(\theta)}{r} \exp \left[i \left(\frac{r}{c} - t \right) \omega \right], \quad (50a)$$

где функция $C(\theta)$ зависит от угла θ и пропорциональна электрическому дипольному моменту. Ее точный вид не имеет для нас значения.

Если имеются два диполя, как показано на чертеже, то электрическое поле обоих диполей в точке P уничтожается, но не полностью, так как расстояние от точки P до первого диполя равно $\approx r + (a/2) \cos \theta$, а до второго диполя $\approx r - (a/2) \cos \theta$. Соответственно

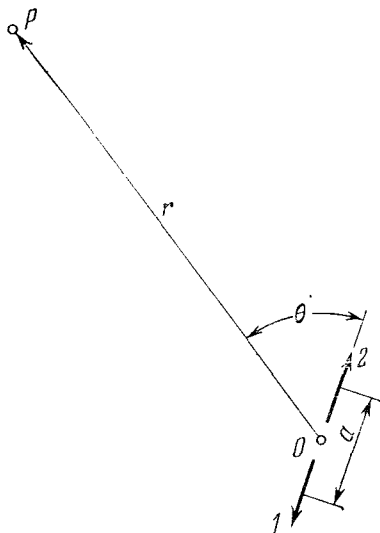


Рис. 50А. Схематическое изображение электрического квадрупольного источника. Стрелки 1 и 2 соответствуют двум одинаковым электрическим диполям, осциллирующим с одинаковой частотой ω и направленным в противоположные стороны. У такой системы нет ни электрического дипольного, ни магнитного дипольного момента, но имеется электрический квадрупольный момент. Если расстояние a мало по сравнению с длиной волны λ , то мощность излучения такого источника меньше мощности излучения диполя на множитель порядка $(a/\lambda)^2$

поля обоих диполей в точке P отличаются по фазе. Напряженность электрического поля E_2 квадруполя в точке P равна

$$E_2 = \left\{ \frac{C(\theta)}{r} \exp \left[i \left(\frac{r}{c} - t \right) \omega \right] \right\} \times \left[\exp \frac{i a \omega \cos \theta}{2c} - \exp \left(- \frac{i a \omega \cos \theta}{2c} \right) \right]. \quad (50b)$$

51. Теперь используем предположение (48a), что $a\omega/c \ll 1$. Очевидно, оно справедливо для оптических переходов в атоме, если a имеет порядок типичных атомных размеров. Можно поэтому воспользоваться разложением стоящих в скобках (50b) экспонент и ограничиться первыми двумя членами ряда. Получаем

$$E_2 \approx i \left(\frac{a\omega}{c} \cos \theta \right) E_1, \quad (51a)$$

где E_1 дано формулой (50a). Таким образом, напряженность электрического поля показанного на рис. 50А квадруполя меньше по порядку величины на множитель $a\omega/c$ напряженности электрического поля каждого из диполей, «образующих данный квадруполь». Излучаемая мощность пропорциональна квадрату электрического поля. Отсюда следует, что типичные мощности квадруполяного излучения меньше соответствующих мощностей электрического дипольного излучения на множитель $(a\omega/c)^2$. Соответствующие времена жизни связаны соотношением

$$\tau_{E2} \sim (a\omega/c)^{-2} \tau_{E1}, \quad (51b)$$

где τ_{E1} и τ_{E2} — среднее время жизни электрических дипольных и квадруполяных переходов соответственно. Мы показали, что для атома $a\omega/c$ имеет порядок α , поэтому отношение τ_{E2}/τ_{E1} лежит в пределах $10^{-4}—10^{-6}$.

Аналогичные соображения можно применить и к ядру. Пусть a — его характерные размеры, а ω — частота излучения. В этом случае величина $a\omega/c$ также мала и имеет порядок 10^{-3} или меньше.

52. На рис. 52А показан источник с пренебрежимо малым электрическим дипольным моментом. У него имеется, однако, магнитный дипольный момент. Стрелки на рисунке снова соответствуют осциллирующим электрическим диполям, и можно представить себе, что они образованы зарядами, осциллирующими вдоль направления стрелок. Это движение зарядов соответствует переменному току, обтекающему стороны квадрата. Магнитный дипольный момент такой системы пропорционален силе тока и площади обтекаемого им квадрата.

Легко показать, что соображения, аналогичные приведенным в п. 50 и 51, приводят к следующей оценке среднего времени жизни для магнитного дипольного перехода:

$$\tau_{M1} \sim (a\omega/c)^{-2} \tau_{E1}. \quad (52a)$$

53. Классификация испущенного излучения по электрическим диполям, магнитным диполям, электрическим квадруполям и магнитным квадруполям, электрическим октуполям и т. д. означает классификацию по свойствам симметрии этого излучения. Излучение каждого из указанных типов характеризуется определенным распределением интенсивности по направлению испускания и определенными поляризационными свойствами. Симметрия излучения однозначно определяется свойствами симметрии источника, и можно классифицировать типы излучения в соответствии со свойствами источника. Электрический диполь испускает электрическое дипольное излучение (обозначаемое $E1$), магнитный диполь — магнитное дипольное излучение ($M1$), электрический квадруполь — электрическое квадрупольное излучение ($E2$) и т. д. На схеме уровней, где показаны электромагнитные переходы в ядрах, часто можно видеть символы $E1$, $M3$, $E4$ и т. д., указывающие природу излучения.

Наше рассмотрение излучения электрического квадруполя и магнитного диполя можно обобщить на мультиполи более высокого порядка. Чтобы образовать электрический октуполь, нужно расположить рядом два одинаковых, но противоположно ориентированных электрических квадруполя, так что результирующий квадрупольный момент исчезнет. Легко сообразить, что мощность, излучаемая такой системой, меньше мощности излучения одиночного квадруполя на множитель $(a\omega/c)^2$. Каждый раз, когда мы поднимаемся на одну ступень в иерархии электрических мультиполей, интенсивность излучения уменьшается приблизительно в $(a\omega/c)^2$ раз, где a — характерный линейный размер системы. То же справедливо и для магнитных мультиполей.

Теперь нам становится ясным, почему в атоме преобладают электрические дипольные переходы. Если возбужденное состояние может «высветиться» через различные переходы, один из которых является переходом $E1$, то именно он будет иметь преобладающую вероятность. Другие типы излучений также возможны, но интенсивность соответствующих спектральных линий будет намного меньше интенсивности $E1$ -линии.

54. При обсуждении правил отбора для электрических дипольных переходов (см. п. 29—31) мы отмечали, что эти правила следуют из закона сохранения момента импульса. Мы упоминали также, что этот закон есть следствие изотропии физического пространства. Поэтому можно утверждать, что *правила отбора возникают из изотропии физического пространства*. Этому вопросу стоит уделить некоторое внимание.

Мы отмечали, что квантовое число момента импульса j является мерой момента импульса системы, например атома. В рамках квантовой механики возможна иная интерпретация числа j : оно указывает *тип симметрии*, которым данное состояние обладает *относительно вращения*. Можно сказать, что число j показывает нам, как «выглядит» атом, если рассматривать его с различных направлений. Например, если атом находится в состоянии с $j=0$, то он «выглядит» одинаково со всех направлений; нулевое значение j означает сфери-

ческую симметрию системы. При $j=1$ состояние имеет свойства симметрии вектора. Такое же состояние *фотона* образуется при электрическом дипольном переходе: возникающее поле имеет те же свойства симметрии относительно вращения, что и источник в виде электрического диполя. Мы говорим, что электрический дипольный фотон уносит единицу момента импульса, и это пример общей связи между характером симметрии и моментом импульса. Пространственная симметрия электрического квадрупольного излучения характеризуется квантовым числом $j=2$. Соответственно электрическое квадрупольное излучение уносит две единицы момента импульса: в квадрупольном переходе момент импульса атома меняется на две единицы.

55. Из сказанного следует, что все правила отбора, управляющие электромагнитными переходами, могут быть получены из общего принципа сохранения свойств пространственной симметрии системы. Для иллюстрации этой глубокой идеи рассмотрим пример одного правила отбора, т. е. покажем, что для любого (однофотонного) электромагнитного излучения переход от ($j_i=0$) к ($j_f=0$) запрещен. Иными словами, атом, испустив фотон, не может перейти из одного сферически симметричного ($j_i=0$) состояния в другое, также симметричное ($j_f=0$) состояние.

Мы рассуждаем следующим образом. Несомненно, что *до испускания* фотона атом был в сферически симметричном состоянии, свойства которого не зависели от направления. *После испускания* фотона система состоит из атома в конечном состоянии *плюс* испущенная электромагнитная волна. Эта составная система также должна быть в сферически симметричном состоянии. Вначале, до испускания фотона, в пространстве не было выделенного направления, и, если пространство изотропно, это направление не может возникнуть и после испускания фотона. Эти выводы следуют из сохранения свойств пространственной симметрии. Теперь рассмотрим положение, существующее *после испускания* фотона. Если конечное состояние *атома* сферически симметрично ($j_f=0$), то и испущенная электромагнитная волна также должна быть сферически симметричной: ее свойства не могут зависеть от пространственного угла. *Но таких электромагнитных волн не существует, откуда следует, что предполагаемый переход невозможен.* Очевидно, что электромагнитная волна от электрического (или магнитного) дипольного перехода не может быть сферически симметричной: ведь сам электрический или магнитный диполь задают определенное направление. Невозможны и любые другие сферически симметричные мультипольные волны. Действительно, в данный момент времени и в данной точке пространства электрическое поле определяет направление, перпендикулярное радиус-вектору. Электрическое поле в этой точке в этот момент времени не может остаться неизменным, если вся конфигурация поля будет повернута вокруг радиус-вектора. Таким образом, поле не может обладать свойством сферической симметрии.

56. Переход, запрещенный правилами отбора для дипольного излучения, может быть разрешен для квадрупольного перехода или для переходов более высокой мультипольности. Рассматривая

схемы уровней атомов, помещенные в этой главе, мы видим, что почти у всех возбужденных состояний атомов возможен электрический дипольный переход в состояния с меньшей энергией. Структура ядерных уровней не обладает таким свойством, и мы часто видим, что первый возбужденный уровень отличается по значению j от основного уровня на несколько единиц. Такое возбужденное состояние не может «высветиться» дипольным переходом и, соответственно, существует долго. Если различие в значениях j велико, а разность энергий мала, время жизни может оказаться порядка минут, так как испущенный фотон должен иметь высокую мультипольность. Такие состояния называют *измеренными*.

Задачи

1. Ниже приведены измеренные в начале века волновые числа (в см^{-1}) спектральных линий некоторого атома:

$$\begin{aligned} \tilde{\nu}_1 &= 82\,258,27; & \tilde{\nu}_2 &= 97\,491,28; & \tilde{\nu}_3 &= 102\,822,84; \\ \tilde{\nu}_4 &= 105\,290,58; & \tilde{\nu}_5 &= 15\,232,97; & \tilde{\nu}_6 &= 20\,564,57; \\ \tilde{\nu}_7 &= 23\,032,31; & \tilde{\nu}_8 &= 5\,331,52; & \tilde{\nu}_9 &= 7799,30; & \tilde{\nu}_{10} &= 2469. \end{aligned}$$

а) Найдите возможно большее число случаев, доказывающих комбинационный принцип Ритца, т. е. случаев, когда волновое число равно разности двух других волновых чисел.

б) Покажите, что все линии возникают из комбинаций пяти термов. Найдите их (с точностью до общей для всех термов произвольной постоянной) и изобразите схему термов и переходов, отвечающих измеренным линиям.

в) Можете ли вы найти простую формулу для термов? Встречалась ли где-либо в книге такая схема термов? (Закончив анализ приведенных данных, вы можете обратиться к таблице длин волн, чтобы узнать, о каком атоме идет речь.)

2. Для изучения резонансной флуоресценции содержимое кварцевого сосуда S было облучено ультрафиолетовым светом с длиной волны 2537 \AA , испускаемым ртутной лампой. (В этой лампе происходит электрический разряд в парах ртути, заключенных в кварцевый сосуд.) При этом наблюдались следующие явления:

а) Если сосуд S содержал только пары ртути, то они очень сильно рассеивали падающее на них излучение: атомы паров резонировали. Длина волны рассеянного излучения также равна 2537 \AA .

б) Если в сосуде S были только пары таллия, он оказывался прозрачным для излучения и рассеяние было весьма мало.

в) Если в сосуде S были пары таллия и ртути, то он являлся источником излучения линии ртути 2537 \AA , а также ряда линий таллия с длинами волн $2768, 3230, 3529, 3776$ и 5350 \AA . Если между сосудом S и источником света поместить стеклянную пластину, то ни одна из этих линий не возбуждается.

г) В условиях в) было найдено, что линия таллия 3776 \AA гораздо шире линии 2768 \AA и, кроме того, ее ширина больше доплеровского расширения, соответствующего температуре сосуда, и больше ширины той же линии, когда ее источником является разрядная трубка, наполненная парами таллия.

Попытайтесь объяснить все эти явления. Вам поможет схема термов атома таллия (рис. 34А этой главы). Интересно отметить, что в описанном опыте наблюдались лишь некоторые линии таллия. Линии 2826 и 5584 \AA , например, отсутствовали.

3. Время жизни $3p_{1/2}$ -состояния атома натрия (рис. 32А) близко к 10^{-8} с. Рассмотрим сосуд, наполненный газообразным аргоном при давлении 10 мм рт. ст. и температуре около 200°C . В сосуде находится небольшая частичка натрия, после нагревания которой сосуд наполняется небольшим количеством паров натрия. Мы наблюдаем поглощение линии 5896 \AA из излучения накаливаемой вольфрамо-