

537 228 5

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТА ШТАРКА В АТОМАХ

А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой

СОДЕРЖАНИЕ

I	Введение	71
II	Теория эффекта Штарка	74
§ 1	Эффект Штарка в постоянном электрическом поле	74
§ 2	Эффект Штарка в переменных электрических полях	77
III	Исследование эффекта Штарка в постоянном электрическом поле	83
§ 1	Наблюдение смещения центров тяжести линий поглощения атомных пучков	83
§ 2	Исследование эффекта Штарка по наблюдению двойного электрического лучепреломления	86
§ 3	Исследование эффекта Штарка методом сопоставления со сверхтонким расщеплением	89
§ 4	Наблюдение эффекта Штарка радиоспектроскопическими методами	91
§ 5	Исследование эффекта Штарка методом двойного радиооптического резонанса	92
§ 6	Наблюдение эффекта Штарка методами пересечения уровней и биений	95
IV	Исследование эффекта Штарка в полях оптической частоты	100
§ 1	Наблюдение смещения и расщепления уровней основного состояния Hg^{199} резонансным светом	100
§ 2	Наблюдение смещения и расщепления уровней атомов калия в поле излучения рубинового лазера	102
V	Заключение	104
	Цитированная литература	109

I ВВЕДЕНИЕ

В последние годы значительно возрос интерес к экспериментальному исследованию эффекта Штарка, связанного с прямым воздействием электрического поля на распределение электронной плотности в атомах. Этот интерес стимулировался развитием методов обнаружения малых расщеплений атомных уровней (в оптическом диапазоне порядка 10^{-4} см^{-1} и в радиодиапазоне порядка 10^{-7} см^{-1}), появлением возможностей наблюдать эффект Штарка в полях оптической частоты, развитием техники расчета волновых функций атомов и сил осцилляторов с помощью счетно-решающих машин, что позволяет в ряде случаев вычислить теоретические константы Штарка и сопоставить их с экспериментальными значениями, и, наконец, широким использованием эффекта Штарка в спектро-

скопических методах исследования плазмы *). Большой интерес представляют открываемые лазерами возможности наблюдать и исследовать эффект Штарка в столь больших полях, для которых обычные методы теории возмущений расчета смещений и расщеплений атомных уровней непригодны.

Как известно, прямой классический метод исследования эффекта Штарка заключается в наблюдении смещений центров тяжести линий поглощения и испускания атомов в электрическом поле. Детальное рассмотрение ряда вариантов реализации этого метода и полученных с их помощью результатов исследования эффекта Штарка в атомах приведены в обзоре Штарка ¹, а также в монографии ². В обычных условиях эксперимента с атомными парами ширина линии поглощения или испускания, определяемая эффектом Допплера, имеет величину порядка $0,1 \text{ см}^{-1}$; для уверенного наблюдения смещения ее центра тяжести нужны поля порядка $10^5\text{--}10^6 \text{ в/см}$, что лежит на грани практических возможностей постановки эксперимента. Эта трудность была преодолена в работах, в которых удалось применить вместо насыщенных паров атомные пучки, распространяющиеся перпендикулярно к направлению наблюдения поглощения или испускания (§ 1 гл. III). При этом ширина линий поглощения и испускания уменьшается на 1—3 порядка, что позволяет ограничиться полями $10^3\text{--}10^5 \text{ в/см}$ при условии регистрации с достаточной точностью смещения центров тяжести линий на величину $10^{-1}\text{--}10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Для этого, помимо обычных приемов спектроскопии высокой разрешающей силы, был использован оригинальный метод сравнения эффекта Штарка со сверхтонким расщеплением уровней (§ 3 гл. III), а также метод наблюдения двойного лучепреломления, сопровождающего расщепление линий в электрическом поле (§ 2 гл. III). Эти методы позволили исследовать штарковское смещение отдельных подуровней сверхтонкой структуры атомов.

Все чисто оптические методы позволяют наблюдать смещение частоты переходов, связанных с двумя оптическими термами, причем его величина определяется смещением центров тяжести как верхнего, так и нижнего оптических термов. В этом отношении новые возможности открыло применение для исследования эффекта Штарка радиоспектроскопических методов, в которых измеряется смещение частоты переходов между подуровнями основного состояния атомов (§ 4 гл. III). Их разрешающая способность превосходит разрешающую способность оптических методов по крайней мере на три порядка.

Двойной радиооптический резонанс позволил использовать высокую разрешающую способность радиоспектроскопических методов для исследования эффекта Штарка в возбужденных состояниях атомов (§ 5 гл. III). В этом методе радиочастотные переходы между подуровнями возбужденного состояния наблюдаются по изменению поляризации рассеянного резонансного света. Ряд чисто технических трудностей метода двойного радиооптического резонанса устраняется в методах пересечения уровней и биений (§ 6 гл. III). В основе первого из них лежит изменение углового распределения интенсивности резонансной флуоресценции при расщеплении уровней на величину, большую их естественной ширины; в методе биений наблюдается аномальное увеличение глубины модуляции резонансной флуоресценции при совпадении частоты модуляции возбуждающего терма, расщепленного в электрическом поле.

*) Вопросы, связанные с использованием эффекта Штарка для спектроскопии плазмы, подробно рассмотрены в монографии: H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, N. Y., 1964.

Предельная чувствительность этих методов, как и метода двойного радиооптического резонанса, ограничивается только естественной шириной уровней.

Перечисленные методы касаются наблюдения эффекта Штарка в постоянных электрических полях. Теоретическое рассмотрение эффекта Штарка в переменных полях указывает на ряд особенностей, связанных с инерционностью поляризуемости атома^{3,4}. Эти особенности проявляются, если частота переменного поля сравнима с расстояниями между уровнями, соответствующими разрешенным дипольным электрическим переходам. В противном случае штарковское смещение энергетических уровней в переменном электрическом поле совпадает с их смещением в постоянном поле (см. § 2 гл. I).

В молекулах часть разрешенных дипольных электрических переходов лежит в микроволновом диапазоне и поэтому исследование эффекта Штарка в этом диапазоне представляет принципиальный интерес. Впервые такое исследование было выполнено в работе⁵, где, в частности, было обнаружено предсказываемое теорией превращение квадратичного эффекта Штарка в линейный при приближении частоты поля к частоте молекулярного перехода. В атомах частоты дипольных электрических переходов лежат, как правило, в оптическом диапазоне, поэтому в атомных системах принципиальный интерес представляет экспериментальное исследование эффекта Штарка в полях оптической частоты.

Возможность этого появилась в связи с разработкой методов оптической ориентации (§ 1 гл. IV) и созданием мощных (твердотельных) лазеров. Амплитуда поля световой волны $\mathcal{E}_0 = 10^5 - 10^6$ в/см соответствует плотности мощности светового потока около $10^7 - 10^9$ вт/см², которая легко достигается в несфокусированном излучении современных лазеров на рубине и стекле, активированном неодимом, работающих в монопольном режиме.

При исследовании эффекта Штарка в полях световой частоты могут быть обнаружены новые резонансные явления, предсказываемые теоретически (см. § 2 гл. II), причем наблюдение резонансного эффекта Штарка возможно в значительно более слабом поле, чем обычного эффекта в постоянном поле. Это открывает возможности исследования сдвига атомных уровней, недоступные технике постоянных полей, которые особенно расширятся с разработкой мощных лазеров с перестраиваемой частотой. Наконец, использование полей оптической частоты позволяет повышать их напряженность без пробоя газового промежутка до величины, значительно большей, чем пробивные постоянные поля. Поэтому использование переменных полей расширяет экспериментальные возможности исследования эффекта Штарка, даже если их частота далека от резонансной. К настоящему времени выполнены лишь первые работы по наблюдению смещения и расщепления термов атомов в электрических полях излучения лазеров (§ 2 гл. IV). Эти работы, в частности, демонстрируют предсказываемую теоретически зависимость эффекта Штарка от частоты электрического поля.

Далее, в работах^{6,7} было найдено, что смещение и уширение возбужденных атомных уровней при напряженностях полей лазерного излучения, сравнимых с внутриаомными, приводит к эффективному уменьшению потенциала ионизации атомов⁸.

В настоящем обзоре рассматриваются прецизионные методы наблюдения эффекта Штарка в атомах (помимо классического спектроскопического метода) и полученные с их помощью экспериментальные результаты сравниваются с теоретическими. В обзор включаются лишь работы, не вошедшие в упомянутые выше обзор Штарка¹ и монографию².

II. ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА ШТАРКА

§ 1. Эффект Штарка в постоянном электрическом поле

Практически все явления смещения и расщепления энергетических уровней атомов в электрическом поле, значительно меньшем внутриатомного, могут быть рассмотрены теорией возмущений, не зависящих от времени. Рассмотрим атом, описываемый не зависящим от времени гамильтонианом \hat{H}_0 , помещенный в однородное электрическое поле \mathcal{E} . Стационарные значения энергии E_n такой системы определяются решением уравнения

$$(\hat{H}_0 + \hat{V}) \Psi_n = E_n \Psi_n, \quad (1)$$

где \hat{V} — оператор взаимодействия атома с электрическим полем, который в дипольном электрическом приближении может быть записан в виде $\hat{V} = -\hat{\mathbf{d}}\mathcal{E}$. Здесь $\hat{\mathbf{d}}$ — оператор дипольного момента атома. В методе теории возмущений предполагается, что \hat{V} представляет собой малую поправку к невозмущенному оператору \hat{H}_0 , для которого известны собственные функции $\psi_n^{(0)}$ и собственные значения энергии $E_n^{(0)}$, являющиеся точными решениями уравнения

$$\hat{H}_0 \Psi_n^{(0)} = E_n^{(0)} \Psi_n^{(0)}. \quad (2)$$

Результаты вычисления стационарных значений энергии E_n зависят от того, являются ли исходные энергетические состояния $E_n^{(0)}$ вырожденными или невырожденными⁹.

В случае невырожденного начального состояния, представляя E_n в виде ряда

$$E_n = E_n^{(0)} + \Delta E_n^{(1)} + \Delta E_n^{(2)} + \Delta E_n^{(3)} + \dots, \quad (3)$$

имеем

$$\Delta E_n^{(1)} = V_{nn} = \int \psi_n^{(0)*} \hat{V} \psi_n^{(0)} dq = -e\mathcal{E}Z_{nn}, \quad (4)$$

$$\Delta E_n^{(2)} = \sum_m' \frac{|V_{mn}|^2}{E_n^{(0)} - E_m^{(0)}} = e^2 \mathcal{E}^2 \sum_m' \frac{|Z_{mn}|^2}{E_n^{(0)} - E_m^{(0)}}. \quad (5)$$

Здесь V_{mn} — матричный элемент оператора \hat{V} между невозмущенными состояниями m и n , Z_{mn} — матричный элемент координаты Z между состояниями m и n (предполагается, что электрическое поле \mathcal{E} направлено вдоль оси квантования z), e — заряд электрона, штрих у суммы означает отсутствие в ней члена с $m = n$.

Величина $\Delta E_n^{(1)}$ представляет собой поправку первого приближения к энергии невозмущенного уровня n ; она равна среднему значению энергии возмущения атома электрическим полем в состоянии $\Psi_n^{(0)}$. Эта поправка пропорциональна напряженности электрического поля \mathcal{E} и описывает линейный эффект смещения уровней в электрическом поле (линейный эффект Штарка). В силу того, что $Z_{nn} \neq 0$, только если состояние n не имеет определенной четности, линейный эффект Штарка для невырожденных атомных состояний отсутствует. Он наблюдается только у атома водорода, в котором имеется случайное вырождение термов с различными значениями орбитального квантового числа l .

Величина $\Delta E_n^{(2)}$ пропорциональна квадрату напряженности электрического поля \mathcal{E}^2 и описывает квадратичный эффект Штарка. Если n —

основное состояние атома, то $E_n^{(0)} - E_m^{(0)} < 0$ и поправка второго приближения к энергии основного состояния всегда отрицательна. Формулы (4) и (5), полученные в предположении, что имеется только дискретный спектр невозмущенных собственных значений E_n , легко обобщаются на случай непрерывного спектра⁹.

Если начальное состояние n вырождено с кратностью s , то поправка первого порядка $\Delta E^{(1)}$ определяется решением уравнения s -й степени

$$|V_{nn'} - \Delta E^{(1)} \delta_{nn'}| = 0, \quad (6)$$

где n и n' пробегают все s значений, нумерующих вырожденные подсостояния. Здесь $\delta_{nn'} = 0$, если $n \neq n'$, и $\delta_{nn'} = 1$, если $n = n'$. Легко видеть, что если матрица возмущения $V_{nn'}$ не связывает вырожденные состояния (т. е. $V_{nn'} = 0$, если $n \neq n'$), то поправка к энергии $\Delta E_n^{(1)}$ ($n = 1, 2, \dots, s$) определяется такой же формулой, как и для случая невырожденных начальных состояний (выражение (4)). Если все $V_{nn'} = 0$ — случай, наиболее важный при исследовании эффекта Штарка в атомах, то поправка к энергии в первом приближении отсутствует.

Поправка второго порядка $\Delta E_n^{(2)}$ определяется решением уравнения степени s

$$\left| \sum_m \frac{V_{nm} V_{mn'}}{E_n^{(0)} - E_m^{(0)}} - \Delta E_n^{(2)} \delta_{nn'} \right| = 0. \quad (7)$$

Уравнение (7) отличается от (6) заменой прямых матричных элементов $V_{nn'}$ на составные матричные элементы $\sum_m \frac{V_{nm} V_{mn'}}{E_n^{(0)} - E_m^{(0)}}$. Если матрица возмущения

второго порядка не связывает вырожденные состояния через одно или несколько состояний m (т. е. если $\sum_m \frac{V_{nm} V_{mn'}}{E_n^{(0)} - E_m^{(0)}} = 0$, когда $n \neq n'$), то (7)

приводит к той же самой формуле для $\Delta E_n^{(2)}$, что и в квадратичном эффекте Штарка в случае невырожденных состояний. Если же матрица возмущения второго порядка связывает вырожденные состояния через ряд состояний m , то формула (5) для квадратичного эффекта Штарка неприменима (этот случай реализуется при наблюдении эффекта Штарка при наложении магнитного поля под углом $\theta \neq 0, 90^\circ$ к направлению электрического поля (см. § 5, 6 гл. III).

Для атома, содержащего много электронов, результат расчета по формуле (5) зависит от типа связи орбитального L и спинного S моментов. Тем не менее, можно сделать некоторые общие выводы относительно квадратичного смещения $\Delta E_n^{(2)}$. Если состояние атома описывать квантовыми числами nJm_J (здесь n — главное квантовое число, J — полный момент электронной оболочки атома, m_J — его проекция на направление электрического поля), то матричный элемент Z_{mn} отличен от нуля только в следующих трех случаях¹⁰:

$$\begin{aligned} \langle nJm_J | Z | n'J - 1, m_J \rangle &= Z_1 (nJ | n'J - 1) \sqrt{J^2 - m_J^2}, \\ \langle nJm_J | Z | n'Jm_J \rangle &= Z_2 (nJ | n'J) m_J, \\ \langle nJm_J | Z | n'J + 1, m_J \rangle &= Z_3 (nJ | n'J + 1) \sqrt{(J + 1)^2 - m_J^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь Z_1, Z_2, Z_3 — некоторые функции от J, n, n' , не зависящие от m_J . Учитывая (8), получаем классическую формулу для квадратичного штарковского смещения, выражающую зависимость смещения от m_J :

$$\Delta E_n^{(2)} = (A + Bm_J^2) \mathcal{E}^2, \quad (9)$$

где

$$A = e^2 \sum_{n'} \left\{ \frac{Z_3^2 (nJ | n'J+1)}{E_{nJ} - E_{n'J+1}} (J+1)^2 + \frac{Z_1^2 (nJ | n'J-1)}{E_{nJ} - E_{n'J-1}} J^2 \right\},$$

$$B = e^2 \sum_{n'} \left\{ \frac{Z_3^2 (nJ | n'J)}{E_{nJ} - E_{n'J}} - \frac{Z_3^2 (nJ | n'J+1)}{E_{nJ} - E_{n'J+1}} - \frac{Z_1^2 (nJ | n'J-1)}{E_{nJ} - E_{n'J-1}} \right\}. \quad (10)$$

Квадратичное штарковское смещение уровня с данным значением m_J определяется суммой двух членов: один из них, $A\mathcal{E}^2$, не зависит от m_J и одинаков для всех подуровней данного термина nJm_J , другой, $B\mathcal{E}^2 m_J^2$, пропорционален m_J^2 и не зависит от знака m_J .

В экспериментах по обнаружению расщепления термов в электрическом поле может быть измерена только величина коэффициента B , определяющая разность смещений подуровней с разными значениями m_J . Исследование смещений оптических линий поглощения позволяет измерить обе величины A и B . При рассмотрении этих экспериментов удобно выразить смещение уровня n в единицах частоты, заменяя $|Z_{mn}|$ силой осциллятора f_{mn} соответствующего перехода:

$$f_{mn} = \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E_m - E_n) |Z_{mn}|^2. \quad (11)$$

Здесь m — масса электрона, h — постоянная Планка. Тогда смещение уровня n во втором порядке теории возмущений, выраженное в обратных сантиметрах, дается формулой

$$\Delta \nu_n = - \frac{e^2 \mathcal{E}^2}{8\pi^2 m h c} \sum_m \frac{f_{nm}}{(\nu_m - \nu_n)^2}. \quad (12)$$

Если энергия $E_m^{(0)}$ одного или нескольких уровней m близка к $E_n^{(0)}$, то поправка к энергии уровня n во втором порядке велика, пользоваться соотношением (5) нельзя и смещение энергетического уровня должно быть найдено путем точной диагонализации матрицы оператора $\hat{H}_0 + \hat{V}$. В случае двух невырожденных близких уровней $E_1^{(0)}$ и $E_2^{(0)}$ ($E_1^{(0)} > E_2^{(0)}$) это приводит к следующим стационарным значениям энергии атома в электрическом поле ¹¹:

$$E_{1,2} = \pm \frac{1}{2} \sqrt{(E_1^{(0)} - E_2^{(0)})^2 + 4|V_{12}|^2}, \quad (13)$$

где знак плюс относится к уровню E_1 , а минус — к уровню E_2 (начало отсчета энергии $(E_1^{(0)} + E_2^{(0)})/2$). Если $2|V_{12}| \ll E_1^{(0)} - E_2^{(0)}$, то даваемые (13) значения $E_1 = \frac{E_1^{(0)} - E_2^{(0)}}{2} + \frac{|V_{12}|^2}{E_1^{(0)} - E_2^{(0)}}$ и $E_2 = \frac{E_2^{(0)} - E_1^{(0)}}{2} + \frac{|V_{12}|^2}{E_2^{(0)} - E_1^{(0)}}$ совпадают с энергиями, определяемыми теорией возмущений для невырожденных уровней во втором порядке (квадратичный эффект Штарка). При $2|V_{12}| \gg E_1^{(0)} - E_2^{(0)}$ значения $E_1 = |V_{12}|$ и $E_2 = -|V_{12}|$ совпадают с энергиями, определяемыми формулой (6) теории возмущений в первом порядке (линейный эффект Штарка). Таким образом, в случае двух близких уровней квадратичный эффект Штарка переходит в линейный, когда величина квадратичного смещения $|V_{12}| / |E_1^{(0)} - E_2^{(0)}|$ становится больше энергетического расстояния между невозмущенными $E_1^{(0)}$ и $E_2^{(0)}$ уровнями.

Для того чтобы проследить за изменением спектра атома под действием электрического поля в рассматриваемом случае, заметим, что нормированные волновые функции состояний с энергиями E_1 и E_2

имеют вид ¹¹

$$\begin{aligned}\Psi_1 &= \Psi_1^{(0)} \cos \frac{\beta}{2} + \Psi_2^{(0)} \sin \frac{\beta}{2}, \\ \Psi_2 &= -\Psi_1^{(0)} \sin \frac{\beta}{2} + \Psi_2^{(0)} \cos \frac{\beta}{2},\end{aligned}\quad (14)$$

причем $\operatorname{tg} \beta = \frac{2|V_{12}|}{E_1^{(0)} - E_2^{(0)}}$. Положим далее, что имеется третье (невозмущенное) состояние $\Psi_3^{(0)}$ с энергией $E_3^{(0)}$, связанное разрешенным переходом только с состоянием $\Psi_1^{(0)}$. В отсутствие электрического поля $\beta = 0$ и $\Psi_1 = \Psi_1^{(0)}$, а $\Psi_2 = \Psi_2^{(0)}$, и спектр состоит из одной линии с частотой $\omega_1^{(0)} = (E_3^{(0)} - E_1^{(0)})/\hbar$. При наложении поля каждое из состояний Ψ_1 и Ψ_2 становится смесью невозмущенных состояний $\Psi_1^{(0)}$ и $\Psi_2^{(0)}$. Соответственно в спектре будут иметься две линии с частотами $\omega_1 = (E_3^{(0)} - E_1)/\hbar$ и $\omega_2 = (E_3^{(0)} - E_2)/\hbar$ и отношением интенсивностей $I_2/I_1 = \operatorname{tg}^2 \beta/2$. В слабом электрическом поле, когда $2|V_{12}| \ll E_1^{(0)} - E_2^{(0)}$, интенсивность линии ω_1 практически не зависит от напряженности поля, а интенсивность линии ω_2 пропорциональна $|V_{12}|^2/(E_1^{(0)} - E_2^{(0)})^2$, т. е. квадрату напряженности поля. В сильном электрическом поле, когда $2|V_{12}| \gg E_1^{(0)} - E_2^{(0)}$, интенсивности линий ω_1 и ω_2 становятся равными. В слабом электрическом поле частота ω_1 близка к $\omega_1^{(0)}$, а частота ω_2 близка к $\omega_2^{(0)} = (E_3^{(0)} - E_2^{(0)})/\hbar$. Поэтому ее появление в спектре принято рассматривать как эффект снятия запрета перехода под влиянием постоянного электрического поля ^{2,3}.

§ 2. Эффект Штарка в переменных электрических полях

Волновая функция атома в переменном электрическом поле должна удовлетворять уравнению Шрёдингера

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi = (\hat{H}_0 + \hat{V}(t)) \Psi, \quad (15)$$

не имеющему стационарных решений. Общий интеграл уравнения (15) в случае гармонического электрического поля $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cos \omega t$ удобно искать в виде

$$\Psi = \sum_n a_n(t) \Psi_n^{(0)}, \quad (16)$$

где $\Psi_n^{(0)}$ — собственные функции не зависящего от времени оператора \hat{H}_0 . Подстановка (16) в (15) приводит к следующей системе линейных дифференциальных уравнений для коэффициентов $a_n(t)$:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} a_n = E_n^{(0)} a_n + \sum_m V_{nm}(\cos \omega t) a_m, \quad (17)$$

где V_{nm} — матричный элемент оператора $\hat{V} = -d\mathcal{E}_0$ между невозмущенными состояниями m и n , а $E_n^{(0)}$ — собственные значения энергии, являющиеся точными решениями уравнения (2). Решения системы (17) согласно теореме Флоке могут быть представлены в виде ^{12,13}

$$a_n(t) = e^{i\omega_n t} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} A_k e^{-ik\omega t}, \quad (18)$$

где ω_n и A_k — постоянные коэффициенты, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$

Приведенные соотношения позволяют представить изменения спектра поглощения атома под действием переменного электрического поля.

В отсутствие поля с частотой ω в спектре поглощения, связанного с переходом из состояния n в состояние i (последнее для простоты будем считать невозмущенным), обнаруживается один резонанс с частотой $\omega_1^{(0)} = \omega_i^{(0)} - \omega_n^{(0)}$ (полагаем, что поле частоты ω_1 достаточно слабое для того, чтобы его влиянием на состояния n и i атома можно было пренебречь). При наложении поля с частотой ω , как показывает вид коэффициентов $a_n(t)$, в спектре поглощения появится ряд резонансов с частотами $\omega_1 = \omega_i^{(0)} - \omega_n \pm k\omega$. При $k = 0$ имеется лишь один резонанс на частоте $\omega_1 = \omega_i^{(0)} - \omega_n$, соответствующий поглощению одного фотона с частотой ω_1 , отличающейся от $\omega_1^{(0)}$ на величину $\Delta\omega = \omega_n - \omega_n^{(0)}$ (будем называть этот резонанс однофотонным).

При $k = 1$ имеется два резонанса с частотами $\omega_1 = \omega_i^{(0)} - \omega_n + \omega$ и $\omega_1'' = \omega_i^{(0)} - \omega_n - \omega$, которые отвечают соответственно поглощению одного фотона с частотой ω_1 и испусканию или поглощению одного фотона с частотой ω (двухфотонный резонанс). Произвольному значению k соответствуют два резонанса с частотами $\omega_1' = \omega_i^{(0)} - \omega_n - k\omega$ и $\omega_1'' = \omega_i^{(0)} - \omega_n + k\omega$, связанных соответственно с поглощением одного фотона частоты ω_1 и одновременным испусканием или поглощением k фотонов частоты ω ($k+1$ -фотонный резонанс). Легко видеть, что все многофотонные резонансы сдвинуты относительно их положения при невозмущенном уровне n на такую же величину $\Delta\omega = \omega_n - \omega_n^{(0)}$, как однофотонный. Такое изменение спектра поглощения атома в переменном электрическом поле с частотой ω может рассматриваться как результат смещения энергетического уровня n на величину $\Delta E_n = \hbar \cdot \Delta\omega = \hbar(\omega_n - \omega_n^{(0)})$ и появления многофотонных переходов из этого смещенного состояния под действием двух гармонических полей¹⁴.

Вычисление точного значения смещения ΔE_n уровня n под действием электрического поля путем решения системы (17) возможно лишь в ограниченном числе случаев⁵. Некоторые общие соотношения, показывающие характер изменений ΔE_n по отношению к смещению уровней в постоянном поле, можно получить, рассматривая как единую квантовую систему совокупность атом + электромагнитное поле¹⁵. Энергия этой системы складывается из энергии поля, энергии атома и энергии их взаимодействия, оператор которой \hat{V} не зависит от времени. Если рассматривать \hat{V} как возмущение, то поправки к энергии системы, вызванные взаимодействием атома и поля, можно вычислить методами теории возмущений, не зависящих от времени.

Рассмотрим простейшую систему, состоящую из атома с двумя невырожденными энергетическими состояниями $E_1^{(0)}$ и $E_2^{(0)}$ ($E_1^{(0)} > E_2^{(0)}$) и N_λ фотонов определенного сорта λ (последний задается частотой ω , поляризацией e_λ и волновым вектором k_λ электромагнитного поля). Характер смещения уровней атома в такой системе существенно зависит от того, совпадает или нет частота ω поля с частотой перехода $((E_1^{(0)} - E_2^{(0)})/\hbar)$. Если $\omega = (E_1^{(0)} - E_2^{(0)})/\hbar$, то система атом + поле оказывается вырожденной. Например, энергия системы (атом в состоянии $E_1^{(0)}$, а в поле N_λ фотонов) не изменяется при переходе атома в состояние $E_2^{(0)}$ с испусканием одного фотона. Поправка первого порядка $\Delta E^{(1)}$ к энергии таких вырожденных состояний $E_{N_\lambda, 1}^{(0)} = E_1^{(0)} + N_\lambda \cdot \hbar\omega$ и $E_{N_\lambda+1, 2}^{(0)} = E_2^{(0)} + (N_\lambda+1) \cdot \hbar\omega$ будет определяться согласно формуле (6) решением

$$\begin{vmatrix} -\Delta E^{(1)} & V_{12} \\ V_{21} & -\Delta E^{(1)} \end{vmatrix} = 0, \quad (19)$$

где V_{12} — матричный элемент оператора взаимодействия \hat{V} между вырожденными состояниями $E_{N_\lambda, 1}$ и $E_{N_\lambda+1, 2}$. В дипольном электрическом при-

ближении при $N_\lambda \gg 1$ квадрат матричного элемента $|V_{12}|^2$ может быть выражен через амплитуду электромагнитного поля $\mathcal{E} = \text{Re } e_\lambda \mathcal{E}_0 e^{i(k_\lambda r - \omega t)}$ в виде ^{11,15}

$$|V_{12}|^2 = \frac{\mathcal{E}_0^2 |e_\lambda d|_{12}^2}{4}. \quad (20)$$

Из (19) и (20) следует, что при $V_{12} \neq 0$ вырожденное состояние системы атом + поле расщепляется на два с энергиями, смещенными относительно начальной на $\Delta E_1^{(1)} = |V_{12}| = \mathcal{E}_0 |e_\lambda d|_{12}/2$ и $\Delta E_2^{(1)} = -|V_{12}| = -\mathcal{E}_0 |e_\lambda d|_{12}/2$.

Нормированные волновые функции системы в этих двух состояниях ^{11,16} таковы:

$$\left. \begin{aligned} \Psi_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \Psi_1^{(0)} \Phi_{N_\lambda} + \Psi_2^{(0)} \Phi_{N_\lambda+1} \}, \\ \Psi_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \Psi_2^{(0)} \Phi_{N_\lambda+1} - \Psi_1^{(0)} \Phi_{N_\lambda} \}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Здесь Φ_{N_λ} и $\Phi_{N_\lambda+1}$ — волновые функции состояния электромагнитного поля с числом фотонов N_λ и $N_\lambda + 1$. В соответствии с правилами отбора для многофотонных дипольных электрических переходов в системах с центром симметрии, переходы с участием четного числа фотонов разрешены только между состояниями с одинаковой четностью, а переходы с участием нечетного числа фотонов — между состояниями с разной четностью ¹⁴. Если, например, в отсутствие поля частоты ω разрешен однофотонный переход из состояния $\Psi_1^{(0)}$ в некоторое состояние $\Psi_3^{(0)}$ с энергией $E_3^{(0)}$, то из (21) следует, что при наличии поля частоты ω вместо одного резонанса $\omega_1^{(0)} = (E_3^{(0)} - E_1^{(0)})/\hbar$ будут две группы резонансов: одна — на частотах $\omega_1 = (E_3^{(0)} - E_1^{(0)} - \Delta E_1^{(1)})/\hbar$, $(E_3^{(0)} - E_1^{(0)} - \Delta E_1^{(1)} \pm 2\hbar\omega)/\hbar$, $(E_3^{(0)} - E_1^{(0)} - \Delta E_1^{(1)} \pm 4\hbar\omega)/\hbar$, ... , соответствующая одно-, трех-, пяти- и т. д. фотонным резонансам, частоты которой смещены относительно их положения при несмещенных уровнях на величину $\Delta\omega_1 = |V_{12}|/\hbar$; другая группа — на частотах $\omega_1 = (E_3^{(0)} - E_1^{(0)} - \Delta E_2^{(1)})/\hbar$, $(E_3^{(0)} - E_1^{(0)} - \Delta E_2^{(1)} \pm 2\hbar\omega)/\hbar$, $(E_3^{(0)} - E_1^{(0)} - \Delta E_2^{(1)} \pm 4\hbar\omega)/\hbar$, ... , соответствующая тем же резонансам, но сдвинутым на величину $\Delta\omega_1 = -|V_{12}|/\hbar$ (см. общую схему на рис. 1). При этом мы, как и раньше, пренебрегаем резонансами, связанными с многофотонными процессами поглощения и испускания фотонов слабого поля частоты ω_1 , а также смещением уровня $E_3^{(0)}$ в переменном электрическом поле частоты ω . Интенсивности резонансов с одинаковым числом участвующих фотонов будут согласно (21) одинаковыми.

Заметим, что действие линейно поляризованного резонансного электрического поля с амплитудой \mathcal{E}_0 на невырожденные состояния атома

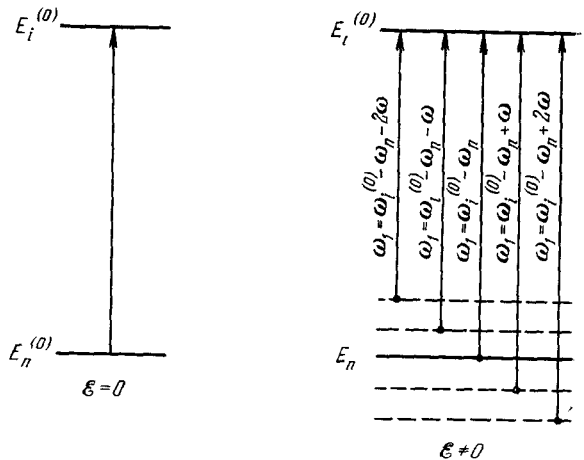


Рис. 1. Изменение спектра поглощения атома в переменном электрическом поле $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cos \omega t$.

$E_1^{(0)}$ и $E_2^{(0)}$ аналогично действию постоянного электрического поля с напряженностью $\mathcal{E}_0/2$ на атомную систему с двукратно вырожденным состоянием.

В случае нерезонансного электрического поля ($\hbar\omega \neq E_1^{(0)} - E_2^{(0)}$) в системе атом + поле вырожденных состояний нет и поправки к энергиям невозмущенных состояний $E_{N\lambda, 1}$ и $E_{N\lambda, 2}$ определяются формулами (4) и (5). Так как состояния атома $E_1^{(0)}$ и $E_2^{(0)}$ невырождены, то, как и в постоянном электрическом поле, поправок первого порядка не будет вследствие запрета по четности (отсутствие постоянного дипольного момента в невырожденных состояниях атомов), а поправки второго порядка имеют вид

$$\begin{aligned} \Delta E_{N\lambda, 1}^{(2)} &= \frac{\mathcal{E}_0^2 |e_\lambda d|^2}{4} \left\{ \frac{1}{E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega} + \frac{1}{E_1^{(0)} - E_2^{(0)} + \hbar\omega} \right\}, \\ \Delta E_{N\lambda, 2}^{(2)} &= \frac{\mathcal{E}_0^2 |e_\lambda d|^2}{4} \left\{ \frac{1}{E_2^{(0)} - E_1^{(0)} - \hbar\omega} + \frac{1}{E_2^{(0)} - E_1^{(0)} + \hbar\omega} \right\} = -\Delta E_{N\lambda, 1}^{(2)}. \end{aligned} \quad (22)$$

Выражения (22) непосредственно вытекают из (5) с учетом того, что существует два типа промежуточных состояний, отличающихся тем, что в одном из них фотон $\hbar\omega$ поглощен, а в другом — испущен. Из (22) видно, что при частоте линейно поляризованного электрического поля $\omega \rightarrow 0$ (точнее, при $\hbar\omega \ll E_1^{(0)} - E_2^{(0)}$) квадратичное смещение уровней такое же, как в постоянном поле с той же плотностью энергии. Знак смещения уровней в переменном электрическом поле определяется знаком разности $E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega$. Если $\hbar\omega < E_1^{(0)} - E_2^{(0)}$, то уровни 1 и 2 смещаются таким образом, что расстояние между ними увеличивается (эффект «отталкивания уровней»); в случае $\hbar\omega > E_1^{(0)} - E_2^{(0)}$ расстояние между этими уровнями уменьшается (эффект «притяжения уровней»). С приближением ω к частоте перехода $(E_1^{(0)} - E_2^{(0)})/\hbar$ смещения, определяемые формулами (22), $|\Delta E_{1,2}^{(2)}| \rightarrow \infty$ и перестают быть справедливыми. Как и в случае двух близких уровней в постоянном электрическом поле, правильный результат в этом случае может быть получен путем точной диагонализации матрицы оператора $\hat{H}_0 + \hat{V}$.

Это приводит к следующим стационарным значениям энергии системы атом + поле ¹⁶:

$$\begin{aligned} E_{N\lambda, 1} &= \frac{(2N_\lambda + 1) \hbar\omega}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega)^2 + 4|V_{12}|^2}, \\ E_{N\lambda, 2} &= \frac{(2N_\lambda - 1) \hbar\omega}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(E_2^{(0)} - E_1^{(0)} + \hbar\omega)^2 + 4|V_{12}|^2} \end{aligned} \quad (23)$$

(как и прежде, начало отсчета энергии $(E_1^{(0)} + E_2^{(0)})/2$). Выражения (23) дают, помимо смещения, еще и расщепление каждого атомного уровня в поле нерезонансной частоты, в отличие от формул (22), дающих лишь смещение атомных уровней. При $2|V_{12}| \gg E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega$ из (23) следуют значения энергии $E_{N\lambda, 1} \simeq N_\lambda \cdot \hbar\omega + E_1^{(0)} \pm |V_{12}|$ и $E_{N\lambda, 2} \simeq N_\lambda \cdot \hbar\omega + E_2^{(0)} \pm |V_{12}|$, совпадающие с энергиями, определяемыми уравнением (19) для случая резонансного электрического поля. При $2|V_{12}| \ll E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega$ формулы (23) дают, кроме двух значений энергии $E_{N\lambda, 1}^{(1)} = E_{N\lambda, 1}^{(0)} + |V_{12}|^2/(E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega)$ и $E_{N\lambda, 2}^{(1)} = E_{N\lambda, 2}^{(0)} + |V_{12}|^2/(E_2^{(0)} - E_1^{(0)} + \hbar\omega)$, совпадающих с энергиями, определяемыми формулами (22) второго порядка теории возмущений (при усло-

вии $E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega \ll E_1^{(0)} - E_2^{(0)} *$, еще два значения энергии $E_{N\lambda,1}^{(2)} = E_{N\lambda,1}^{(0)} - E_1^{(0)} - E_2^{(0)} + \hbar\omega - \frac{|V_{12}|^2}{E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega}$ и $E_{N\lambda,2}^{(2)} = E_{N\lambda,2}^{(0)} + E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega + \frac{|V_{12}|^2}{E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega}$. Последние соответствуют резонансам, связанным со смещениями уровня атома $E_1^{(0)}$ на величину $\Delta E_1^{(2)} = - \left[E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega + \frac{|V_{12}|^2}{E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega} \right]$, а уровня $E_2^{(0)}$ — на величину $\Delta E_2^{(2)} = E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega + \frac{|V_{12}|^2}{E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega}$. Для того чтобы выяснить, к каким изменениям в спектре атома приводят дополнительные сдвиги уровней $\Delta E_1^{(2)}$ и $\Delta E_2^{(2)}$, следует обратиться к волновым функциям состояний, соответствующих значениям энергии $E_{N\lambda,1}^{(1,2)}$ и $E_{N\lambda,2}^{(1,2)}$. Для простоты, ограничимся рассмотрением только нормированных функций $\Psi_{N\lambda,1}^{(1)}$ и $\Psi_{N\lambda,1}^{(2)}$, отвечающих энергиям $E_{N\lambda,1}^{(1)}$ и $E_{N\lambda,1}^{(2)}$ ^{12, 16}:

$$\begin{aligned}
 \Psi_{N\lambda,1}^{(1)} &= \Psi_1^{(0)} \Phi_{N\lambda} \cos \frac{\beta_\omega}{2} + \Psi_2^{(0)} \Phi_{N\lambda+1} \sin \frac{\beta_\omega}{2}, \\
 \Psi_{N\lambda,1}^{(2)} &= -\Psi_1^{(0)} \Phi_{N\lambda} \sin \frac{\beta_\omega}{2} + \Psi_2^{(0)} \Phi_{N\lambda+1} \cos \frac{\beta_\omega}{2},
 \end{aligned} \tag{24}$$

где $\text{tg } \beta_\omega = \frac{2|V_{12}|}{E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega}$. Как и в случае двух близких уровней в постоянном электрическом поле, проследим за изменением спектра однофотонного поглощения атома из состояния $\Psi_1^{(0)}$, связанного разрешенным дипольным электрическим переходом с некоторым третьим состоянием $\Psi_3^{(0)}$ (энергия $E_3^{(0)}$), причем возмущением последнего переменным электрическим полем частоты ω будем пренебрегать. В отсутствие переменного электрического поля частоты ω величина $\beta_\omega = 0$ и $\Psi_1^{(1)} = \Psi_1^{(0)}$, $\Psi_1^{(2)} = \Psi_2^{(0)}$; спектр поглощения состоит из одной линии с частотой $\omega_1 = \omega_1^{(0)} = (E_3^{(0)} - E_1^{(0)})/\hbar$. При наложении поля состояния $\Psi_1^{(0)}$ и $\Psi_2^{(0)}$ смешаются и в спектре появятся две линии с частотами $\omega'_1 = \omega_1^{(0)} - \frac{|V_{12}|^2}{(E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega)\hbar}$ и $\omega''_1 = \omega_1^{(0)} + \frac{1}{\hbar} \left[E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega + \frac{|V_{12}|^2}{E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega} \right]$. Отношение их интенсивностей $I_2/I_1 = \text{tg}^2 \beta_\omega/2$. В слабом электрическом поле, когда $2|V_{12}| \ll |E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega|$, интенсивность линии ω'_1 практически не зависит от напряженности электрического поля, а линия ω''_1 — пропорциональна $|V_{12}|^2/|E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega|$, т. е. квадрату напряженности поля. В сильном электрическом поле, когда $2|V_{12}| \gg |E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega|$, интенсивности линий ω'_1 и ω''_1 становятся равными. Таким образом, картина изменения спектра совершенно аналогична действию постоянного поля, но критерий «сильного» и «слабого» поля теперь зависит от частоты последнего. При $\hbar\omega \ll E_1^{(0)} - E_2^{(0)}$ различие в критериях исчезает. В слабом электрическом поле и при $\hbar\omega \ll E_1^{(0)} - E_2^{(0)}$ частота ω'_1 близка к $\omega_1^{(0)}$, а ω''_1 — к частоте $\omega_2^{(0)} = (E_3^{(0)} - E_2^{(0)})/\hbar$, и можно говорить о появлении запрещенных линий поглощения под влиянием переменного электрического поля.

Для экспериментов по эффекту Штарка в переменных полях наиболее важен квадратичный эффект в нерезонансном гармоническом поле. В этом случае, используя соотношение (5) для квадратичного смещения невырожденного уровня, можно обобщить формулу (22) для двухуров-

*) Отсутствие в формулах (23) квадратичных поправок с нерезонансными знаменателями $|V_{12}|^2/(E_1^{(0)} - E_2^{(0)} + \hbar\omega)$ связано с тем, что при диагонализации оператора $H_0 + \hat{V}$ учитывались только резонансные члены; это справедливо при $E_1^{(0)} - E_2^{(0)} - \hbar\omega \ll E_1^{(0)} - E_2^{(0)}$.

невой системы на систему со многими уровнями. Для смещения уровня атома n в нерезонансном поле $\mathcal{E} = \text{Re } e_\lambda \mathcal{E}_0 e^{i(k_\lambda r - \omega t)}$ это дает

$$\Delta E_n^{(2)} = -\frac{e^2 \mathcal{E}_0^2}{4} \sum_m \left\{ \frac{|e_\lambda r|_{mn}^2}{E_n^{(0)} - E_m^{(0)} - \hbar\omega} + \frac{|e_\lambda r|_{mn}^2}{E_n^{(0)} - E_m^{(0)} + \hbar\omega} \right\}. \quad (25)$$

Строгий вывод этой формулы дан в ^{3, 17}, причем в ³ рассмотрение проведено с учетом конечного времени жизни атомных состояний. Сопоставляя (25) и (5), легко видеть, что смещение уровня n в линейно поляризованном поле с частотой $\omega \rightarrow 0$ (точнее, при $\hbar\omega \ll |E_n^{(0)} - E_m^{(0)}|$) совпадает с квадратичным смещением в постоянном поле с такой же плотностью энергии.

Смещение $\Delta E_n^{(2)}$ в переменном поле зависит от поляризации поля e_λ . В случае линейной поляризации выделенное направление в дипольном приближении — направление электрического вектора e_λ . Выбирая ось z вдоль e_λ и учитывая (8), получим такую же зависимость квадратичного штарковского смещения $\Delta E_n^{(2)} = (A + Bm_J^2) \mathcal{E}_0^2$ от m_J , как в постоянном электрическом поле (формула (9)). Следовательно, в переменном линейно поляризованном электрическом поле уровни, отличающиеся только знаком m_J , не расщепляются. В случае же циркулярной поляризации переменного электрического поля $e_\lambda = (e_x \pm ie_y)/\sqrt{2}$ выделенным является направление k_λ волнового вектора поля. Выбирая ось z вдоль k_λ и учитывая, что матричные элементы в (25)⁹

$$\begin{aligned} \langle nJm_J | \left(\frac{e_x \pm ie_y}{\sqrt{2}} \right) | n'J-1, m_J \pm 1 \rangle &= \\ &= \mp Z_1 \frac{1}{2} \sqrt{(J \pm m_J + 1)(J \pm m_J + 2)} \frac{e_x \pm ie_y}{\sqrt{2}}, \\ \langle nJm_J | \left(\frac{e_x \pm ie_y}{\sqrt{2}} \right) | n'Jm_J \pm 1 \rangle &= \frac{Z_2}{2} \sqrt{(J \mp m_J)(J \pm m_J + 1)} \frac{e_x \pm ie_y}{\sqrt{2}}, \\ \langle nJm_J | \left(\frac{e_x \pm ie_y}{\sqrt{2}} \right) | n'J+1, m_J \pm 1 \rangle &= \pm \frac{Z_3}{2} \sqrt{(J \mp m_J)(J \mp m_J - 1)} \frac{e_x \pm ie_y}{\sqrt{2}}, \end{aligned} \quad (26)$$

получаем следующую зависимость смещения уровней от m_J :

$$\Delta E_n^{(2)} = (A_1 \pm A_2 m_J + A_3 m_J^2) \mathcal{E}_0^2. \quad (27)$$

Здесь A_1 , A_2 и A_3 — коэффициенты, не зависящие от m_J *), а знак перед A_2 зависит от направления вращения электрического вектора поля. Из (27) следует, что в циркулярно поляризованном свете смещение уровней зависит не только от значения, но и знака m_J , и уровни, отличающиеся знаком m_J , будут в общем случае расщепляться. Заметим, что такое расщепление будет и в эллиптически поляризованном свете, который может быть представлен в виде суперпозиции правой и левой циркулярных компонент с разными амплитудами. Расщепление уровней $\pm m_J$ в этом случае будет пропорционально разности интенсивностей левой и правой циркулярных составляющих. Таким образом, в переменном электрическом поле эллиптической поляризации можно наблюдать штарковское расщепление состояний, которые не расщепляются в постоянном электрическом поле (например, состояний с $J = \frac{1}{2}$) (см. § 1 гл. IV).

*) Эти коэффициенты в явном виде не выписываем вследствие громоздкости выражений.

III. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ШТАРКА В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

§ 1. Наблюдение смещения центров тяжести линий поглощения атомных пучков

В классических опытах по обнаружению и исследованию эффекта Штарка наблюдалось смещение линий поглощения атомных паров¹. Замена насыщенного пара атомным пучком, распространяющимся перпендикулярно к световому лучу, позволяет уменьшить на 1—3 порядка доплеровское уширение линий поглощения и соответственно дает возможность наблюдать их смещения на 1—3 порядка меньше, чем в насыщенном паре. Таким способом впервые удалось исследовать эффект Штарка для различных подуровней сверхтонкой структуры атомов Na^{18,19}.

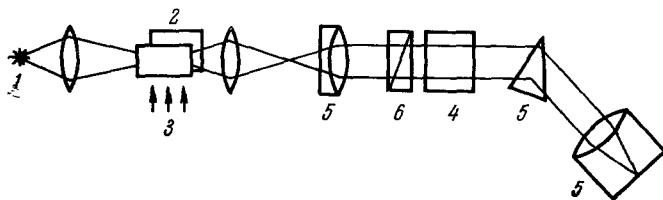


Рис. 2. Схема экспериментального устройства для наблюдения эффекта Штарка в D -линиях атомов Na методом атомных пучков.

1 — Натриевая лампа резонансного излучения; 2 — пластины, между которыми создается однородное электрическое поле \mathcal{E} ; 3 — пучок атомов Na, 4 — эталон Фабри — Перо; 5 — спектрограф с регистрацией на фотоэмульсионную пластинку; 6 — поляризационный элемент.

На рис. 2 приведена схема экспериментального устройства для наблюдения эффекта Штарка в D -линиях атомов Na. Излучение резонансной натриевой лампы проходит через область однородного электрического поля и пересекает в этой области пучок атомов Na, движущихся перпендикулярно к световому лучу. Далее свет проходит через поляризационный элемент, эталон Фабри — Перо (расстояние между зеркалами 30 мм, разрешающая способность $2 \cdot 10^6$) и призменный спектрограф, служащий для фильтрации нерезонансного излучения натриевой лампы, а затем регистрируется на фотоэмульсионной пластинке. Режим работы натриевой лампы выбирался так, чтобы интенсивность исследуемых резонансных D -линий (переходы $3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2}$, $\lambda = 5896 \text{ \AA}$ — D_1 -линия и $3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}$, $\lambda = 5890 \text{ \AA}$ — D_2 -линия) была бы возможно большей без их самообращения. При этом ширина линий была около $0,1 \text{ \AA}$ при мощности излучения в каждой из них порядка 10^{-3} вт . Ширина линий поглощения атомного пучка была около $0,003 \text{ \AA}$, и в пределах исследуемых смещений их центров тяжести ($0,03 \text{ \AA}$) резонансные линии имели практически постоянную интенсивность. Установка позволяла разрешать смещения линий поглощения атомного пучка порядка 10^{-3} \AA при наложении электрического поля. Точность измерения смещений в этом методе ограничивается неравномерностью освещенности фотоэмульсионной пластинки излучением, прошедшим эталон Фабри — Перо в отсутствие электрического поля. Хотя при большой спектральной ширине линии излучения лампы кольца распределения интенсивности должны перекрываться, создавая равномерный фон, на самом деле этот фон оказывается структурным.

В отсутствие электрического поля каждая D -линия поглощения пучка атомов Na представляет собой дублет вследствие сверхтонкого

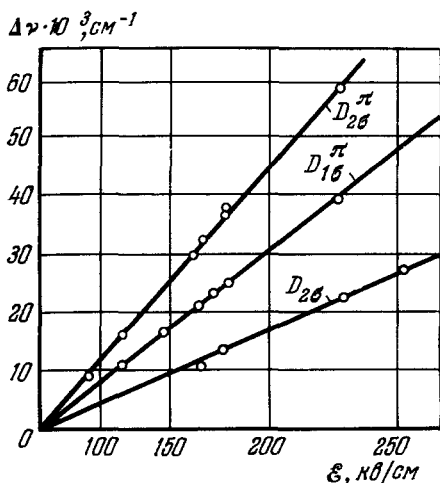


Рис. 3. Зависимость смещения отдельных π - и σ -компонент D -линий поглощения Na от напряженности электрического поля \mathcal{E} .

расщепления на $0,059 \text{ см}^{-1}$ терма $3^2S_{1/2}$ (сверхтонкое расщепление термов $3^2P_{1/2}$ и $3^2P_{3/2}$ примерно на порядок меньше, и им можно пренебречь). При наложении электрического поля D -линии поглощения расщеплялись на несколько компонент и смещались в длинноволновую часть спектра. Смещение четко регистрировалось при $\mathcal{E} = 60 \text{ кВ/см}$, а при $\mathcal{E} = 280 \text{ кВ/см}$ оно превосходило величину сверхтонкого расщепления каждой D -линии.

На рис. 3 представлены экспериментальные зависимости смещения отдельных π - и σ -компонент от напряженности поля \mathcal{E} (π -компоненты соответствуют электрическому вектору световой волны $\mathcal{E}_{\text{св}}$, параллельному \mathcal{E} , а σ -компоненты — $\mathcal{E}_{\text{св}}$, перпендикулярному к \mathcal{E}). Эти зависимости описываются соотноше-

ниями $\Delta\nu = \gamma \mathcal{E}^2$ (где $\Delta\nu$ — см^{-1} , \mathcal{E} — кВ/см , γ — $\text{см}^{-1}/[\text{кВ/см}]^2$) с

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{2\sigma}^{\pi} &= \gamma (P_{3/2, \pm 1/2} - S_{1/2}) = -11,1 \cdot 10^{-7}, \\ \gamma_{1\sigma}^{\pi} &= \gamma (P_{1/2} - S_{1/2}) = -7,6 \cdot 10^{-7}, \\ \gamma_{2\sigma}^{\sigma} &= \gamma (P_{3/2, \pm 3/2} - S_{1/2}) = -4,1 \cdot 10^{-7}. \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Отрицательный знак γ означает, что частота соответствующего перехода уменьшается в электрическом поле. Измеренные значения констант γ штарковского смещения D -линий Na находятся в хорошем соответствии с рассчитанными по формуле (12) без учета спин-орбитального взаимодействия²⁰:

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{2\sigma}^{\pi} &= -10,6 \cdot 10^{-7}, \\ \gamma_{1\sigma}^{\pi} &= -7,4 \cdot 10^{-7}, \\ \gamma_{2\sigma}^{\sigma} &= -4,1 \cdot 10^{-7}. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Смещение подуровней основного $3S_{1/2}$ -состояния Na определяется хорошо известной силой осциллятора основного дублета $f \simeq 1,0$ и расчет по формуле (12) с $f_{3S-3P} = 1,0$ дает для всех подуровней этого состояния

$$\gamma_{3S} = -7,3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}/[\text{кВ/см}]^2. \quad (30)$$

Используя это значение γ_{3S} , получаем для подуровней возбужденных $P_{1/2}$ - и $P_{3/2}$ -состояний

$$\left. \begin{aligned} \gamma (P_{3/2, \pm 1/2}) &= -18,4 \cdot 10^{-7}, \\ \gamma (P_{1/2, \pm 1/2}) &= -14,9 \cdot 10^{-7}, \\ \gamma (P_{3/2, \pm 3/2}) &= -11,4 \cdot 10^{-7}. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

На рис. 4 представлена схема смещений и расщеплений D_{1-} и D_{2-} линий Na в поле $\mathcal{E} = 250 \text{ кВ/см}$ и указаны ожидаемые авторами работы¹⁹ число и поляризация компонентов поглощения. В работе¹⁹ не удалось обнаружить смещение π -компоненты D_{2-} линии, что рассматривалось как

противоречие с теорией. На самом деле здесь противоречия нет. Для того чтобы решить, какие переходы (π или σ) возможны из состояния $S_{1/2}$ в $P_{1/2, 3/2}$, следует определить правила отбора, т. е. вычислить отличные от нуля матричные элементы оператора дипольного момента атома \hat{d} :

$$d(S_{1/2} - P_{1/2, 3/2}) = \int \Psi^*(S_{1/2}) |\hat{d}| \Psi(P_{1/2, 3/2}) dq. \quad (32)$$

Подуровни основного состояния Na соответствуют значениям полного момента атома $F = 1$ и $F = 2$, получающимся в результате сложения и вычитания моментов электронной обо-

лочка $J = \frac{1}{2}$ и ядра $I = \frac{3}{2}$. С учетом

сверхтонкого взаимодействия волновая функция подуровней основного состояния

$$\Psi(S_{1/2}) = \Psi(IJFm_F)$$

может быть записана как ¹⁰.

$$\Psi(IJFm_F) =$$

$$= \sum_{m_I m_J} (IJm_I m_J / IJFm_F) \Psi(Jm_J) \Psi(Im_I), \quad (33)$$

где $\Psi(Jm_J)$ зависит только от квантовых чисел электронной оболочки, $\Psi(Im_I)$ — только от квантовых чисел ядра и $(IJm_I m_J / IJFm_F)$ — коэффициенты Клебша — Гордана в обозначениях ¹⁰. Волновая функция подуровней возбужденных $P_{1/2, 3/2}$ -состояний в случае больших штарковских расщеплений (больше величины сверхтонкого расщепления в возбужденных состояниях) может быть представлена как произведение волновых функций электронной оболочки и ядра:

$$\Psi(P_{1/2, 3/2}) = \Psi(J'm_J') \Psi(I'm_I'). \quad (34)$$

Тогда

$$d(S_{1/2} - P_{1/2, 3/2}) = \sum_{m_I m_J} (IJm_I m_J / IJFm_F) \cdot \delta(I, I') \cdot \delta(m_I, m_I') \times \\ \times \int \Psi^*(Jm_J) |\hat{d}| \Psi(J'm_J') dq. \quad (35)$$

Дельта-функции: $\delta(I, I') = \begin{cases} 0 & \text{при } I \neq I' \\ 1 & \text{при } I = I' \end{cases}$ и $\delta(m_I, m_I') = \begin{cases} 0 & \text{при } m_I \neq m_I' \\ 1 & \text{при } m_I = m_I' \end{cases}$ появились потому, что оператор дипольного момента атома не действует на волновые функции ядра. Из (35) следует правило отбора $\Delta m_J = 0$ для π -компонент и $\Delta m_J = \pm 1$ для σ -компонент линий поглощения, показывающее, что между состояниями $P_{3/2, \pm 3/2}$ и $S_{1/2, \pm 1/2}$ возможны только σ -переходы. Таким образом, отсутствие π -переходов в смещенной D_2 -линии хорошо интерпретируется теоретически.

Наблюдение смещения центров тяжести линий поглощения атомных пучков было использовано также для измерения смещения частоты $5^1P_1 - 5^1S_0$ ($\lambda = 4607 \text{ \AA}$)-перехода атомов стронция в электрическом поле ²¹.

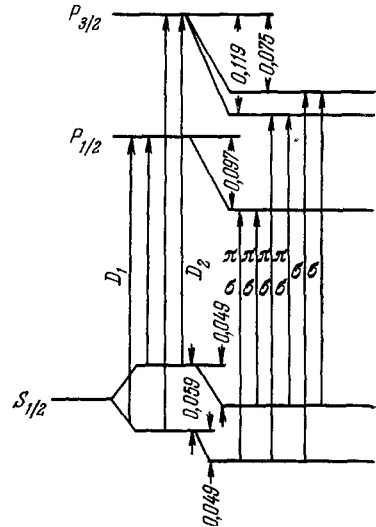


Рис. 4. Схема смещений термов $P_{3/2, 1/2}$ и $S_{1/2}$ атома Na в электрическом поле $E = 250 \text{ кВ/см}$. Смещения термов указаны в см^{-1}

§ 2. Исследование эффекта Штарка по наблюдению двойного электрического лучепреломления

Излагаемый ниже метод исследования эффекта Штарка основан на резкой зависимости показателя преломления среды от частоты света вблизи максимума линии поглощения. Если линия поглощения атомов расщепляется в электрическом поле на π - и σ -компоненты, то показатели преломления для π - и σ -компонент проходящего через среду излучения оказываются различными, т. е. среда становится двулучепреломляющей.

Для выяснения особенностей метода рассмотрим ансамбль атомов с плотностью N , линией поглощения каждого атома шириной Γ и частотой максимума ω_0 . Показатель преломления $n(\omega)$ ансамбля на частоте ω связан с его поляризуемостью $\bar{\alpha}(\omega)$ соотношением¹¹

$$n(\omega) = 1 + 2\pi\bar{\alpha}(\omega). \quad (36)$$

Поляризуемость ансамбля $\bar{\alpha}(\omega) = \int \alpha(\omega) dN$ для частот ω , близких к ω_0 , можно вычислить по поляризуемости каждого атома $\alpha(\omega)$, воспользовавшись хорошо известной формулой¹¹

$$\alpha(\omega) = \frac{|d_0|^2}{\hbar} \frac{1}{\omega_0 - \omega - \frac{i\Gamma}{2}}, \quad (37)$$

где d_0 — матричный элемент перехода для рассматриваемой линии поглощения. В наиболее важном для эксперимента случае доплеровского распределения частот ω_0 с центральной частотой ω_1

$$dN = N(\omega_0) d\omega_0 = \frac{N d\omega_0}{\Delta \sqrt{\pi}} \exp \left[-\frac{(\omega_1 - \omega_0)^2}{\Delta^2} \right], \quad (38)$$

и вычисление $\bar{\alpha} = \int \alpha dN$ дает^{22, 23}

$$n(\omega) = 1 + \frac{2\pi N |d_0|^2}{\hbar \Delta} \operatorname{Re} Z(x, y). \quad (39)$$

Здесь

$$Z(x, y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi \frac{\exp(-\xi^2)}{\xi - x - iy}$$

— табулированная функция дисперсии плазмы²⁴, $\Delta = \frac{\Delta\omega_D}{2\sqrt{\ln 2}}$, $x = (\omega - \omega_1)/\Delta$, $y = \Gamma/2\Delta$, $\Delta\omega_D$ — ширина доплеровского контура линии. Обычно $y \ll 1$ и $\operatorname{Re} Z(x, y) = \operatorname{Re} Z(x, 0)$. На рис. 5 приведена зависимость функции $\operatorname{Re} Z(x, 0)$ и ее производной $\operatorname{Re} \left\{ \frac{d}{dx} Z(x, 0) \right\} = \operatorname{Re} Z'(x, 0)$ от x . Функция $\operatorname{Re} Z(x, y)$ описывает зависимость показателя преломления от частоты вблизи максимума линии поглощения с контуром Доплера. При отклонении контура линии поглощения от доплеровского зависимость $n(\omega)$ изменяется, но ее общий характер остается прежним; при $\omega = \omega_1$ величина $n(\omega_1) = 1$, в области $|\omega - \omega_1|$ порядка полуширины линии поглощения $n(\omega)$ достигает экстремальных значений, и, наконец, при больших значениях $|\omega - \omega_1|$ величина $n(\omega) \rightarrow 1$.

Если линия поглощения расщепляется в электрическом поле на π - и σ -компоненты, то для всех частот ω величина $n_\pi - n_\sigma \neq 0$. Рассмотр-

рим случаи малого и большого расщепления ($\Delta\omega = \omega_1^\pi - \omega_1^\sigma \ll \Delta$ и $\Delta\omega \gg \Delta$), соответствующие двум вариантам использования эффекта электрического двойного лучепреломления для исследования эффекта Штарка. Если $\Delta\omega \ll \Delta$, то разность показателей преломления $n_\pi(\omega) - n_\sigma(\omega)$ практически описывается производной $\text{Re } Z'(x, y)$ и при $\Delta\omega \ll \omega - \omega_{1,\sigma}^\sigma$ пропорциональна величине расщепления $\Delta\omega$ (рис. 6, а). Измеряя разность $n_\pi - n_\sigma$ для частот излучения вблизи максимума линии поглощения, можно найти величину расщепления $\Delta\omega$. Этот метод позволяет в принципе обнаруживать крайне малые расщепления, поскольку достаточную для регистрации величину $n_\pi - n_\sigma$ при малом $\Delta\omega$ можно получить, увеличив плотность атомов N . Вместе с тем его применение

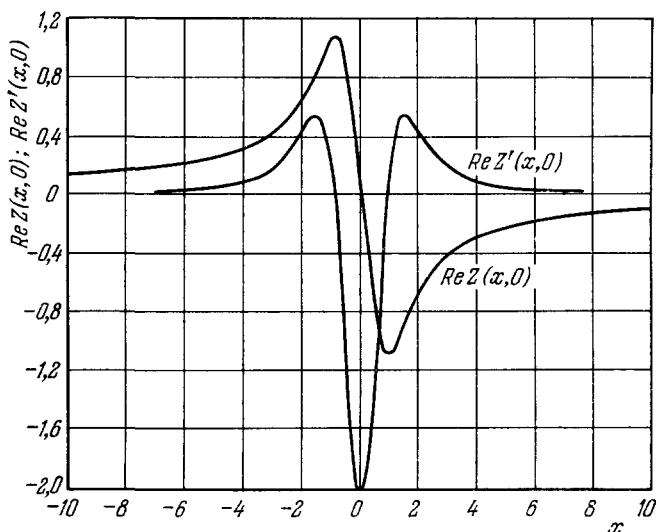


Рис. 5. График функций $\text{Re } Z(x, y)$ и $\text{Re } Z'(x, y)$ для $y = 0$.

встречает трудности, так как для вычисления величины расщепления по измеренной разности $n_\pi - n_\sigma$ должна быть известна плотность атомов N , а для постановки эксперимента необходим монохроматический источник с шириной линии излучения много меньше ширины линии поглощения. В противном случае измерение среднего изменения $n_\pi - n_\sigma$ может привести к значительным погрешностям в определении $\Delta\omega$.

Определение штарковского расщепления D -линии натрия рассматриваемым методом было выполнено в работе ²⁵. Изучалось двойное лучепреломление насыщенных паров Na в электрическом поле при облучении светом натриевой резонансной лампы с шириной D -линии излучения порядка ширины линии поглощения ($\sim 0,02 \text{ \AA}$). Плотность насыщенных паров определялась по данным о магнитном вращении плоскости поляризации. Полученная величина расщепления D_2^π и D_2^σ $\Delta\lambda = 0,001 \text{ \AA}$ в поле $\mathcal{E} = 30 \text{ кВ/см}$ в 4–5 раз превосходит соответствующую величину, найденную позднее методом атомных пучков (см. § 1 этой главы) и не может считаться достоверной, поскольку ширина линии излучения была слишком велика и не учитывалась сверхтонкая структура линии поглощения.

Перейдем к случаю $\Delta\omega \gg \Delta$, когда под действием поля появляются два разрешенных дисперсионных контура линии $n(\omega)$ (рис. 6, б) вблизи центров тяжести компонент π и σ расщепленной линии. Измерение

разности частот ω , соответствующих точкам $n(\omega) = 1$ между экстремумами дисперсионных контуров линии, дает непосредственно величину расщепления $\omega_1^\pi - \omega_1^\sigma$. При этом нет необходимости знать концентрацию

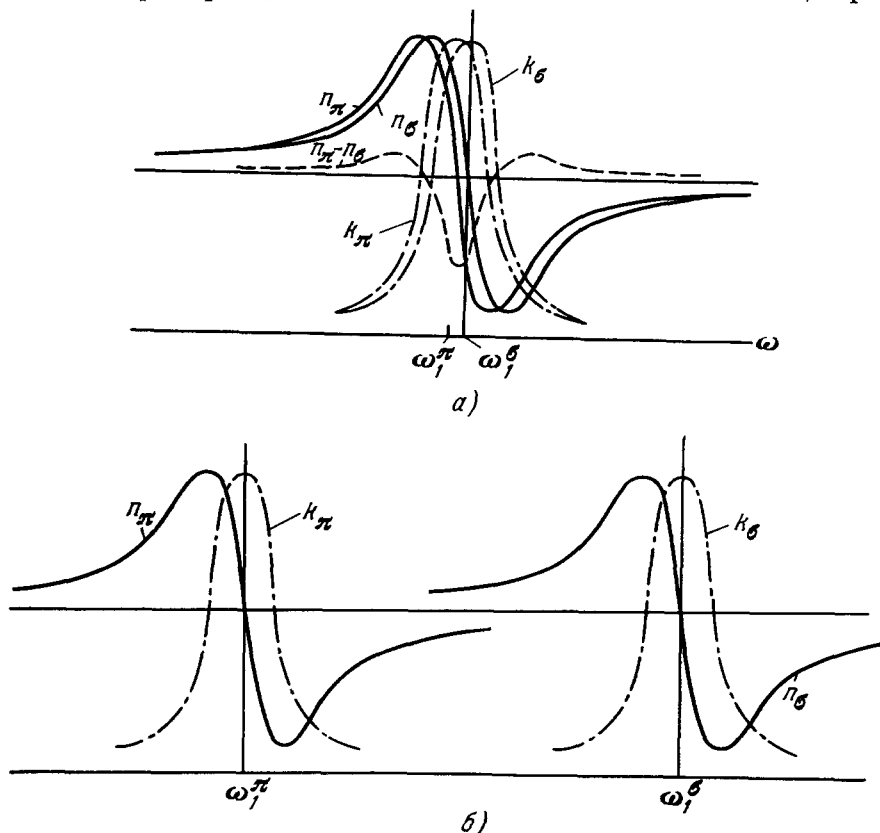


Рис. 6. Зависимость двойного лучепреломления от частоты вблизи расщепленной линии поглощения:

а) при малом расщеплении; б) при большом расщеплении. k_π и k_σ — контуры линий поглощения π - и σ -компонент.

атомов N , а к ширине линии излучения не предъявляются особые требования. Такой метод в сочетании с техникой атомных пучков был использован в работе ²⁸ для исследования штарковского расщепления D -линий

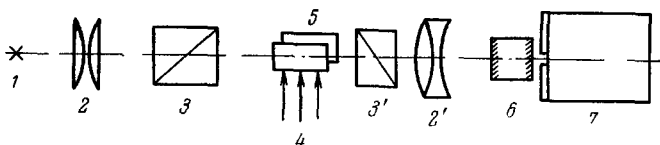


Рис. 7. Схема эксперимента по исследованию расщепления D -линий натрия методом электрического двойного лучепреломления.

1 — Натриевая лампа резонансного излучения; 2, 2' — конденсоры; 3, 3' — скрещенные поляризационные призмы; 4 — пучок атомов Na; 5 — электрический конденсатор; 6 — эталон Фабри—Перо; 7 — спектрограф.

натрия. Принципиальная схема эксперимента приведена на рис. 7. Излучение лампы направляется на электрический конденсатор, через который распространяется пучок атомов Na. Прошедший сквозь конденсатор

свет фокусируется на входную щель спектрографа 7. Перед спектрографом находится эталон Фабри — Перо. Области частот ω вблизи ω_1^π и ω_1^σ расщепленной линии D_2 (см. рис. 4) легко обнаруживаются по аномальному изменению интенсивности света, проходящего через скрещенные поляризационные призмы. Полученные таким образом константы смещения компонент $D_{2\sigma}^\pi$ и $D_{2\sigma}$

$$\gamma_{2\sigma}^\pi = 11 \cdot 10^{-7} \text{ и } \gamma_{2\sigma} = 4,1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}/[\kappa\text{в}/\text{см}]^2 \quad (40)$$

находятся в хорошем соответствии со значениями, полученными методом атомных пучков (см. § 1 этой главы).

§ 3. Исследование эффекта Штарка методом сопоставления со сверхтонким расщеплением

Оригинальный метод измерения смещений линий поглощения атомов в электрическом поле путем сравнения его величины со сверхтонким расщеплением основного состояния был использован в работах ^{27,28} для исследования эффекта Штарка в D_1 - и D_2 -линиях атомов Cs^{133} и Rb^{85} .

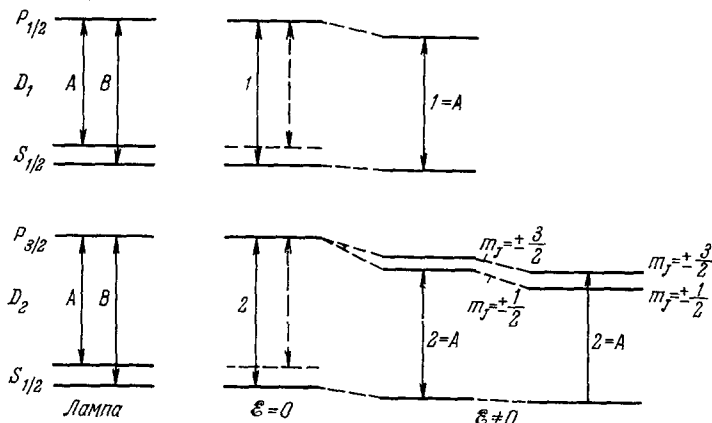


Рис. 8. Диаграмма энергетических уровней основного дублета щелочных атомов.

Обе линии А и В присутствуют в спектре излучения лампы. В отсутствие электрического поля линии поглощения 1 и 2 совпадают с линиями излучения лампы В. В электрическом поле линии 1 и 2 становятся резонансными с линиями А.

Основное ($S_{1/2}$) и возбужденное ($P_{1/2}$ и $P_{3/2}$) состояния этих атомов расщеплены в результате сверхтонкого взаимодействия на две компоненты. Но поскольку расщепление основного состояния примерно на порядок больше, можно считать, что в отсутствие электрического поля каждая из D -линий поглощения паров и излучения резонансной лампы с исследуемым щелочным элементом состоит из двух компонент. Так как центры соответствующих компонент в спектрах излучения и поглощения совпадают, то наблюдается резонансное поглощение излучения лампы парами. Электрическое поле вызывает параллельное смещение подуровней основного состояния и неодинаковое смещение уровней возбужденного состояния. В результате центры тяжести компонент линий поглощения и линий излучения лампы перестают совпадать и поглощение уменьшается. Однако когда разность смещений возбужденного и основного состояний оказывается равной сверхтонкому расщеплению, одна из компонент линии поглощения снова перекрывается с компонентой линии излучения лампы (рис. 8) и наблюдается максимум

поглощения. Измеряя отвечающую ему напряженность электрического поля и зная величину сверхтонкого расщепления, а также зависимость смещений $S_{1/2}$ - и $P_{1/2, 3/2}$ -уровней от \mathcal{E} , можно определить константу штарковского смещения D_1 - и D_2 -линий. Очевидно, что для практической реализации метода ширина компонент излучения резонансной лампы должна быть меньше величины сверхтонкого расщепления основного состояния.

Для регистрации изменения поглощения в 27,28 использовался прием, основанный на методе атомных пучков Раби 29 . Экспериментальная установка (рис. 9) отличается от установки Раби заменой области постоянного

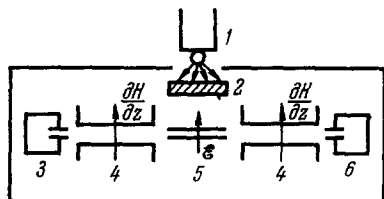


Рис. 9. Схема эксперимента для наблюдения эффекта Штарка в Cs и Rb.

1 — Резонансная лампа; 2 — фильтры;
3 — источник атомного пучка;
4 — области неоднородного магнитного поля;
5 — область постоянного электрического поля;
6 — детектор атомного пучка.

однородного магнитного поля с переменным радиочастотным магнитным полем на область однородного электрического поля, которая облучается светом резонансной лампы исследуемого щелочного элемента. В результате поглощения и последующего спонтанного излучения происходит изменение квантового числа m_J атомов, что сопровождается соответствующим линейным изменением интенсивности детектируемого атомного пучка. Из рис. 8 видно, что для D_1 -линий должен наблюдаться один, а для D_2 -линий два резонанса в электрическом поле. Это было подтверждено экспериментами, выполненными с Cs^{133} и Rb^{85} . Ширина резонансов равнялась ширине компонент линии излучения

лампы, измеренной независимым методом. Была проверена также квадратичная зависимость смещения линий поглощения от величины напряженности электрического поля.

В табл. I приведены вычисленные из данных измерений значения поляризуемостей α атомов Cs^{133} и Rb^{85} , определяемые соотношением $\Delta E_n^{(2)} = -a_n \mathcal{E}^2/2$ ($\Delta E_n^{(2)}$ — квадратичное штарковское смещение соответствующего уровня n). При этих вычислениях смещение уровней основного состояния определялось по экспериментальным значениям поляризуемости атомов Cs и Rb в основном $S_{1/2}$ -состоянии 30 . В пределах точности эксперимента полученные значения α совпадают с рассчитанными теоретически с учетом спин-орбитального взаимодействия.

Таблица I

Поляризуемости Cs и Rb (в единицах 10^{-24} см^3)

		$\alpha(6P_{1/2})$	$\alpha(6P_{3/2, \pm 3/2})$	$\alpha(6P_{3/2, \pm 1/2})$
Cs^{133}	Измеренные	187 ± 29	196 ± 30	273 ± 42
	Рассчитанные по данным 31	192	191	246
	Рассчитанные по данным 32	187	200	273
Rb^{85}	Измеренные	112 ± 17	102 ± 15	148 ± 23
	Рассчитанные по данным 31	116	108	151
		$\alpha(5P_{1/2})$	$\alpha(5P_{3/2, \pm 3/2})$	$\alpha(5P_{3/2, \pm 1/2})$

§ 4. Наблюдение эффекта Штарка радиоспектроскопическими методами

Для исследования эффекта Штарка в основном состоянии атомов с успехом используются радиоспектроскопические методы определения поглощения радиочастотного излучения ансамблем атомов. Их

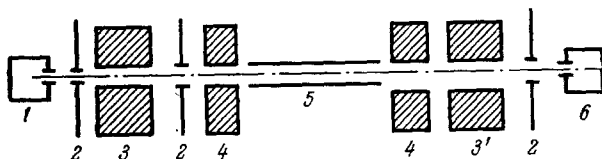


Рис. 10. Схема установки для измерения смещения частоты сверхтонкого перехода ($F = 4, m_F = 0$) \leftrightarrow ($F = 3, m_F = 0$) основного состояния Cs^{133} в электрическом поле

1 — Источник пучка атомов Cs; 2 — диафрагмы; 3, 3' — магниты, создающие неоднородные магнитные поля с противоположными градиентами; 4 — резонатор, в котором возбуждено переменное микроволновое поле с частотой, близкой к частоте сверхтонкого перехода Cs; 5 — пластины, между которыми создается электрическое поле; 6 — приемник атомного пучка.

разрешающая способность по крайней мере на три порядка превосходит разрешающую способность оптических методов.

Впервые радиоспектроскопическим методом было исследовано изменение в электрическом поле частоты сверхтонкого перехода $F = 4, m_F = 0 \rightleftharpoons F = 3, m_F = 0$ в основном состоянии Cs^{133} . Смещение частоты измерялось с помощью радиочастотного спектрографа Рамзея (рис. 10) ³⁴⁻³⁶. В нем имеются два неоднородных магнитных поля 3 и 3' с одинаковыми направлениями и средними значениями напряженности, но противоположными направлениями градиентов, и два микроволновых поля 4 до и после конденсатора 5, в котором создается постоянное электрическое поле \mathcal{E} . Юстировка всего прибора такова, что детектора достигают только те атомы пучка цезия, у которых сохраняется постоянным значение квантового числа m_J . Последнее изменяется, если атом цезия поглощает квант микроволнового поля, для чего частота этого поля должна совпадать с частотой сверхтонкого перехода. Если частоты обоих микроволновых полей одинаковы, то аппаратная функция установки имеет вид, изображенный на рис. 11 ³⁴.

Для измерения резонансной частоты перехода ν_0 используется главный максимум резонансной кривой, ширина которого определяется величиной α/L , где α — наиболее вероятная скорость частиц пучка, а L — расстояние между микроволновыми полями вдоль луча. Это расстояние выбирают большим (порядка метра), что позволяет уменьшить

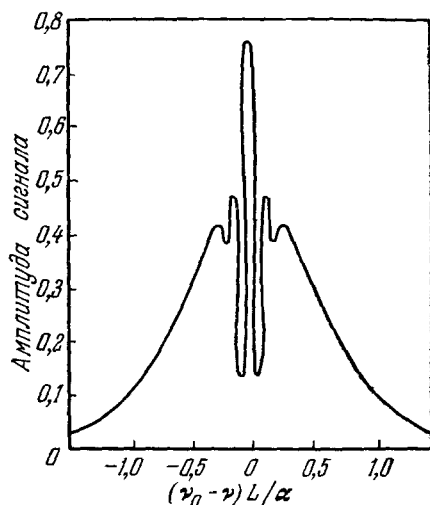


Рис. 11. Теоретическая аппаратная резонансная кривая в радиоспектрографе Рамзея.

аппаратную спектральную ширину резонансных кривых примерно на порядок по сравнению со спектрографом Раби. В рассматриваемом случае при частоте сверхтонкого перехода $\nu_0 = 9\,192\,631\,830 \pm 10$ гц ширина резонансной кривой составляла 120 гц, а максимальное смещение этой частоты в электрическом поле $\mathcal{E} \simeq 170$ кв/см было около 4000 гц. Важным достоинством рассматриваемой методики является независимость ширины резонансной кривой от однородности электрического поля вдоль атомного пучка³⁶. В работе³³ было получено значение постоянной γ квадратичного штарковского смещения частоты сверхтонкого перехода $6S_{1/2}$ состояния Cs^{133}

$$\gamma = (0,76 \pm 0,01) \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-1}/[\text{кв/см}]^2.$$

Радиоспектроскопический метод был с успехом применен также для измерения постоянной штарковского смещения частоты сверхтонкого перехода ($F = 2 \leftrightarrow F = 1$) основного состояния K^{39} ³⁷. При этом величина γ оказалась примерно в 30 раз меньше, чем γ атомов Cs :

$$\gamma = (2,53 \pm 0,25) \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-1}/[\text{кв/см}]^2.$$

При сопоставлении этих экспериментальных значений γ с ожидаемыми (см. выражение (12)) нужно иметь в виду, что разность смещений термов сверхтонкой структуры составляет ничтожную долю — порядка $\Delta\nu_{\text{св}}/\Delta\nu_{\text{опт}} \approx 10^{-4}$ — смещения каждого из сверхтонких термов в отдельности (здесь $\Delta\nu_{\text{св}}$ — частота сверхтонкого расщепления основного состояния, $\Delta\nu_{\text{опт}}$ — частота оптического перехода из основного в первое возбужденное состояние). Поэтому при расчетах необходимо учитывать изменение волновых функций состояний сверхтонкой структуры с точностью до отношения $\Delta\nu_{\text{св}}/\Delta\nu_{\text{опт}}$, что представляет значительную трудность и было выполнено в работе³⁸. На основании результатов этой работы нами были вычислены теоретические значения постоянной γ атомов Cs^{133} и K^{39} (приведены ниже в табл. IV). Сравнение теоретических и экспериментальных значений γ показывает, что расчет по методу³⁸ дает завышенные значения γ , выходящие за пределы погрешностей эксперимента. В работе³⁹ с помощью радиоспектроскопического метода, в котором использовалась модуляция электрического поля и фазовое детектирование, удалось обнаружить ничтожные различия в смещениях в электрическом поле зеемановских подуровней основного состояния Cs . В поле $\mathcal{E} = 10^5$ в/см разность смещений этих подуровней была порядка 100 гц *).

§ 5. Исследование эффекта Штарка методом двойного радиооптического резонанса

Метод двойного радиооптического резонанса состоит в обнаружении резонансных радиочастотных переходов между подуровнями расщепленного в электрическом поле возбужденного состояния по изменению поляризации резонансной флуоресценции. Впервые этот метод был использован для измерения штарковского расщепления терма $6\,^3P_1$ ртути путем наблюдения изменения степени поляризации резонансной флуоресценции перехода $6\,^3P_1 - 6\,^1S_0$ ⁴¹. Идея метода может быть легко понята из рассмотрения структуры расщепления термов $6\,^3P_1$ и $6\,^1S_0$ в электрическом поле (момент ядра здесь не учитывается, что справедливо только для

*) Еще более слабый эффект штарковского смещения частоты сверхтонкого перехода в основном состоянии атома водорода обнаружен в⁴⁰ методом сравнения частоты генерации двух водородных лазеров, один из которых находился в электрическом поле.

четных изотопов ртути) (рис. 12). Допустим, что атомы ртути находятся в постоянном магнитном поле и возбуждаются на уровень 6^3P_1 резонансным поляризованным излучением с шириной спектральной линии, много большей ширины линии поглощения. Тогда, если электрический вектор возбуждающего света параллелен магнитному полю, в флуоресценции присутствует только π -компонента и рассеяния света в направлении магнитного поля нет. Наложение слабого переменного магнитного поля резонансной частоты $\omega = \Delta E/\hbar$ (где ΔE — расщепление уровней терма 6^3P_1), перпендикулярного к постоянному полю, будет индуцировать переходы атомов между подуровнями с $m_J = 0$ и $m_J = \pm 1$. При этом в рассеянном излучении появляются $\pm\sigma$ -компоненты, причем максимум изменения поляризации флуоресценции соответствует параметрическому резонансу в возбужденном состоянии. Действие постоянного электрического поля приводит к смещению частоты резонансного перехода, измерение которого дает величину штарковского смещения. Этим методом можно наблюдать расщепления порядка естественной ширины уровней, так как их смещения в электрическом поле не зависят от доплеровского изменения частоты оптических переходов атомов. Фиксирование резонансной частоты магнитного поля облегчается отсутствием σ -компонент поляризации вдали от резонанса, вследствие чего изменения интенсивности флуоресценции с этой поляризацией ведутся на нулевом фоне.

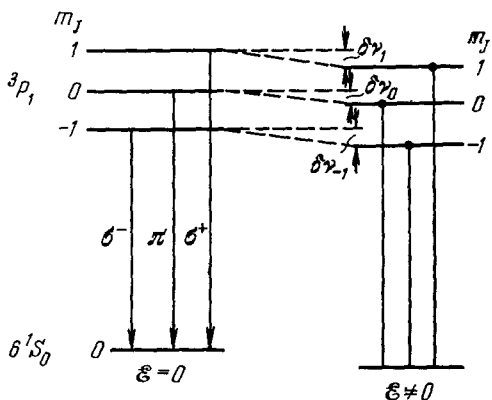


Рис. 12. Расщепление терма 6^3P_1 в магнитном поле и электрическом поле.

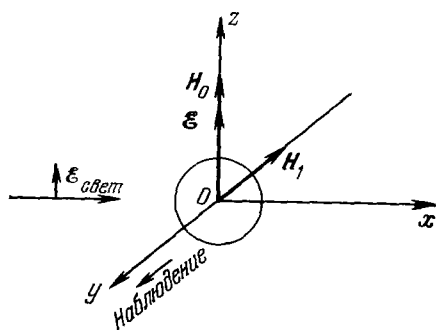


Рис. 13. Ориентация полей в методе двойного радиооптического резонанса.

$= 2537 \text{ \AA}$) с электрическим вектором, параллельным H_0 и E (рис. 13). В опыте измерялось изменение степени поляризации излучения, рассеянного в направлении оси Oy при прохождении резонанса, связанного с действием переменного радиочастотного магнитного поля H_1 , перпендикулярного к оси Oz . При этом можно фиксировать напряженность поля H_0 и варьировать частоту ω радиочастотного поля либо фиксировать ω и изменять величину H_0 . При высоких частотах ω и больших напряженностях радиочастотного поля H_1 практически более удобен второй способ, которым и были выполнены все измерения.

Методом двойного радиооптического резонанса можно измерить только разность смещений пары соответствующих подуровней. Для четных изотопов ртути она определяется величиной коэффициента B в

Описываемым методом в работе ⁴¹ были измерены величины расщепления терма 6^3P_1 изотопов ртути (Hg^{196} , Hg^{198} , Hg^{200} , Hg^{202} , Hg^{204} , Hg^{199} и Hg^{201}). Кювета с насыщенными парами исследуемого изотопа ртути, помещенная в параллельные постоянные электрическое и магнитное поля, освещалась линейно поляризованным резонансным светом ($\lambda =$

формуле (9) $h\Delta\nu = |\Delta E_{m_J=\pm 1}^{(2)} - \Delta E_{m_J=0}^{(2)}| = B\mathcal{E}^2$. При вычислении величин смещений резонансов для нечетных изотопов должна быть учтена сверхтонкая структура термина 6^3P_1 . Рассмотрение показывает, что смещение термина Fm_F дается выражением, аналогичным (9), $\Delta E_{Fm_F}^{(2)} = (A' + B' |m_F|^2)\mathcal{E}^2$, где A' и B' не зависят от m_F . В табл. II приведены результаты расчетов значений B' и расщеплений $\frac{h\cdot\Delta\nu}{\mathcal{E}^2}$, выраженных через коэффициент B для четных изотопов ртути. Теоретический расчет численного значения коэффициента B (а следовательно, и смещений резонансов) в настоящее время не может быть выполнен из-за отсутствия теоретических значений сил осцилляторов. В работе ⁴¹ величина смещения подуровней была рассчитана для четных изотопов на основании экспериментальных данных о вероятностях переходов из состояния 6^3P_1 в четыре наиболее близко расположенных к нему состояния 6^1S_0 , 7^3S_1 , 6^3D_1 и 6^3D_2 , вносящие основной вклад в расщепление термина 6^3P_1 . В табл. III приведены ожидаемые смещения состояний $m_J = 0$ и $m_J = \pm 1$ термина 6^3P_1 четных изотопов ртути в поле $\mathcal{E} = 100$ кВ/см за счет

Таблица II

Расщепление термина 6^3P_1 ртути в электрическом поле

Hg	I	F	Резонансный переход	B'	$\frac{h\cdot\Delta\nu}{\mathcal{E}^2}$
Четные изотопы	0	1	$m_J=0 \rightarrow m_J=\pm 1$	B	B
Hg^{199}	$1/2$	$1/2$	$m_F=\frac{1}{2} \rightarrow m_F=-\frac{1}{2}$	0	0
		$3/2$	$m_F=\frac{1}{2} \rightarrow m_F=-\frac{1}{2}$	$B/3$	0
		$3/2$	$m_F=\pm \frac{3}{2} \rightarrow m_F=\pm \frac{1}{2}$	$B/3$	$2B/3 (+)$
Hg^{201}	$3/2$	$1/2$	$m_F=\frac{1}{2} \rightarrow m_F=-\frac{1}{2}$	$B/6$	0
		$3/2$	$m_F=\frac{1}{2} \rightarrow m_F=-\frac{1}{2}$	$-4B/15$	0
		$3/2$	$m_F=\pm \frac{3}{2} \rightarrow m_F=\pm \frac{1}{2}$	$-4B/15$	$-8B/15 (+)$
		$5/2$	$m_F=\frac{1}{2} \rightarrow m_F=-\frac{1}{2}$	$B/10$	0
		$5/2$	$m_F=\pm \frac{3}{2} \rightarrow m_F=\pm \frac{1}{2}$	$B/10$	$B/5 (+)$
		$5/2$	$m_F=\pm \frac{5}{2} \rightarrow m_F=\pm \frac{3}{2}$	$B/10$	$2B/5 (+)$

возмущения перечисленными состояниями. Из этой таблицы видно, что расщепление термина 6^3P_1 в этом поле должно быть около 21 Мгц.

Измеренная экспериментально величина расщепления $\Delta\nu = \frac{B\mathcal{E}^2}{h} = 21,3 \text{ Мгц} \pm 0,5 \text{ Мгц}$ находится в соответствии с ожидаемым значением в пределах точности измерений. Экспериментально было проверено, что расщепление термина 6^3P_1 пропорционально квадрату напряженности

Таблица III

 Смещение подуровней термина 6^3P_1 в электрическом поле

Возмущающий терм	Время жизни верхнего состояния, связанного с переходом в возмущающий терм из термина 6^3P_1 , сек	Смещение подуровня с $m_J=0$ термина 6^3P_1 в поле $\mathcal{E}=100$ кэ/см*, Мгц	Смещение подуровня с $m_J=\pm 1$ термина 6^3P_1 в электрическом поле $\mathcal{E}=100$ кэ/см*, Мгц
6^1S_0	$1,2 \cdot 10^{-7}$	+1,0	0
7^3S_1	$1,12 \cdot 10^{-8}$	0	-19,3
6^3D_1	$3 \cdot 10^{-8}$	0	-1,8
6^3D_2	$3 \cdot 10^{-8}$	-4,4	-3,3

*) Знак (+) соответствует смещению в сторону увеличения энергии, а знак (-) в сторону уменьшения энергии уровня.

поля вплоть до $\mathcal{E} = 70$ кэ/см. Соотношения наклонов графиков зависимостей $\Delta\nu = f(\mathcal{E}^2)$ для нечетных изотопов Hg^{199} и Hg^{201} соответствуют приведенным в табл. II данным, т. е. совпадают с предсказываемыми теоретически.

§ 6. Наблюдение эффекта Штарка методами пересечения уровней и биений

Методы пересечения уровней и биений состоят в наблюдении изменения углового распределения и поляризации резонансной флуоресценции атомов при совпадении либо энергий различных подуровней возбужденных состояний (эффект пересечения уровней), либо частоты модуляции возбуждающего резонансного света с частотой расщепления возбужденных подуровней (эффект биений). Полная теория этих методов дана в ⁴²⁻⁴⁴, и здесь мы ограничимся только их качественным рассмотрением на примере трехуровневой системы (рис. 14).

Резонансное рассеяние света такой системой можно рассматривать как результат излучений двух осцилляторов (с собственными частотами ω_{10} и ω_{20} и затуханиями $\Gamma_1/2$ и $\Gamma_2/2$), совершающих вынужденные колебания под действием возбуждающего резонансного излучения. Последнее является суммой гармоник и каждый осциллятор интенсивно раскачивается только теми из них, которые лежат в спектральном интервале порядка Γ вблизи его резонансной частоты.

Рассмотрим сначала рассеяние света постоянной интенсивности. Если $\omega_{21} \gg (\Gamma_1 + \Gamma_2)/2$, то осцилляторы возбуждаются различными гармониками падающего света, причем фазы этих гармоник независимы друг от друга. Поэтому интенсивность рассеянного света равна сумме интенсивностей излучений каждого из осцилляторов в отдельности. Если $\omega_{21} = 0$, то оба осциллятора возбуждаются одними и теми же гармониками, так что будут складываться не интенсивности, а амплитуды рассеянного света. Если ω_{21} — порядка $(\Gamma_1 + \Gamma_2)/2$, то некоторые из возбуждающих гармоник будут общими для обоих осцилляторов и для этих гармоник будут складываться амплитуды, а для прочих — интенсивности рассеянного света. Таким образом, интенсивность рассеянного света

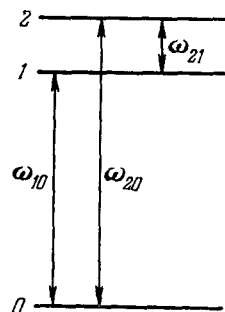


Рис. 14. Трехуровневая схема для демонстрации интерференционных явлений в резонансной флуоресценции.

при изменении ω_{21} должна меняться резонансным образом вблизи $\omega_{21} = 0$ с шириной резонанса порядка естественной ширины $\Gamma_{1,2}$. Если известна естественная ширина возбужденных подуровней, то величина расщепления уровней 1 и 2 в электрическом поле может быть измерена по изменению интенсивности резонансной флуоресценции.

Если интенсивность возбуждающего света промодулировать гармонически с частотой Ω , то фазы его гармоник ω и $\omega' = \omega \pm \Omega$ окажутся скоррелированными⁴². Поэтому колебания двух осцилляторов будут интерферировать не только при их

возбуждении одной и той же гармоникой, но и при возбуждении гармониками, отличающимися по частоте на Ω . Эта интерференция колебаний осцилляторов проявляется в возникновении биений интенсивности резонансной флуоресценции с частотой Ω , причем амплитуда биений зависит от соотношения частот Ω и ω_{21} и достигает максимума при $\Omega = \omega_{21}$. Причина этого заключается в следующем. Первый осциллятор возбуждается гармониками в полосе частот шириной порядка Γ_1 около ω_{10} . Скоррелированные с ними гармониками расположены в полосе, сдвинутой на частоту Ω . Интерференция, а следовательно, и амплитуда биений, будет тем больше, чем в большей степени перекрываются сдвинутая полоса с полосой поглощения второго осциллятора. Как и в методе пересечения уровней, если известна естественная ширина возбужденных по-

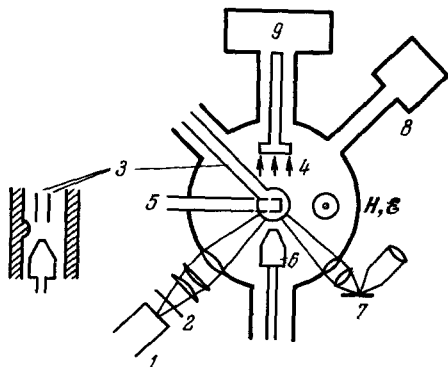


Рис. 15. Схема экспериментальной установки для наблюдения эффекта Штарка в литии методом пересечения уровней. 1 — Лампа резонансного излучения; 2 — циркулярный поляризатор; 3 — электрический конденсатор; 4 — пучок атомов лития; 5 — устройство для измерения напряженности магнитного поля методом протонного резонанса; 6 — печь; 7 — система детектирования интенсивности резонансной флуоресценции; 8 — вакуумная система; 9 — ловушка с жидким азотом.

дуровней, то частоту расщепления уровней возбужденного состояния можно определить, наблюдая изменение глубины модуляции света резонансной флуоресценции при изменении частоты модуляции возбуждающего света.

Предельная чувствительность обоих методов ограничивается только естественной шириной возбужденных атомных уровней. Эти методы родственны методу двойного радиооптического резонанса, но имеют перед ним то преимущество, что в них исключается уширение и смещение уровней под действием мощного радиочастотного магнитного поля. Кроме того, метод пересечения уровней не требует введения в установку элементов для создания мощного радиочастотного поля, благодаря чему оказывается возможным повысить однородность электрического поля. Метод пересечения уровней может быть применен к исследованию эффекта Штарка для короткоживущих возбужденных состояний, где использование методов двойного радиооптического резонанса или биений затруднительно из-за невозможности получить достаточно мощное радиочастотное поле высокой частоты.

Метод пересечения уровней впервые был применен к изучению эффекта Штарка 3^2P терма атома лития Li^{745} . Схема эксперимента приведена на рис. 15. Атомы лития в атомном пучке возбуждаются резонансным излучением (переход $3P-2S$) и находятся в магнитном поле. При напряженности магнитного поля 915 гс подуровни $^2P_{3/2}$ ($m_J = -\frac{3}{2}$)

и ${}^2P_{1/2}$ ($m_J = \frac{1}{2}$) терма $3P$ пересекаются (рис. 16)⁴⁶, что регистрируется как резонансное изменение интенсивности флуоресценции под углом 90° к направлению возбуждающего излучения. При наложении постоянного электрического поля \mathcal{E} (параллельно магнитному полю H) подуровни ${}^2P_{3/2}$ и ${}^2P_{1/2}$ смещаются неодинаково и они пересекаются при другом значении магнитного поля. В случае $3\,{}^2P$ -терма Li^7 возможны два пересечения: уровней с $m_J = -\frac{3}{2}$ и $m_J = \frac{1}{2}$ и уровней с $m_J = -\frac{3}{2}$ и $m_J = -\frac{1}{2}$, однако геометрия наблюдения и поляризации возбуждающего и рассеянного излучений в работе⁴⁵ выбирались таким образом, чтобы регистрировать только пересечение уровней с $m_J = -\frac{3}{2}$ и $m_J = \frac{1}{2}$.

На рис. 17 представлена экспериментальная зависимость относительного смещения уровней от квадрата электрического поля. Величина этого смещения выражена в единицах изменения величины магнитного поля ΔH , необходимого для пересечения уровней при наложении электрического поля. Экспериментальный график описывается соотношением

$\Delta H = (0,056 \pm 0,011) \mathcal{E}^2$, где ΔH в гауссах, а \mathcal{E} — в кв/см . Полученная зависимость находится в хорошем соответствии с рассчитанной теоретически: $\Delta H = 0,048 \mathcal{E}^2$.

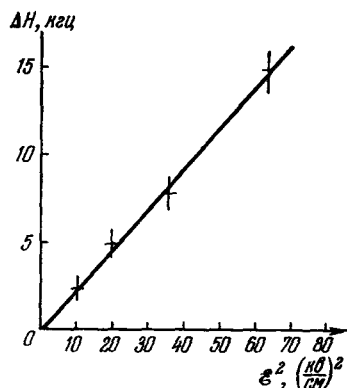


Рис. 17. Зависимость смещения величины магнитного поля ΔH , необходимого для достижения пересечения уровней $m_J = -\frac{3}{2}$ и $m_J = \frac{1}{2}$ от квадрата электрического поля.

ΔH дано в единицах частоты протонного резонанса.

(терм $7\,{}^2P_{3/2}$), причем пересечение уровней осуществлялось в электрическом поле без применения магнитного поля. Измеренная в этой работе константа расщепления терма $6\,{}^2P_{3/2} \text{ Rb}^{85}$ $\gamma = (0,17 \pm 0,01) \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}/[\text{кв/см}]^2$

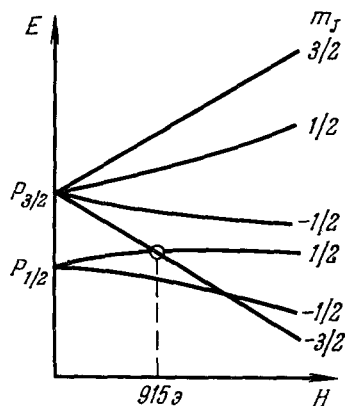


Рис. 16. Схема расщепления терма $3P$ лития в магнитном поле (${}^2P_{3/2}$, ${}^2P_{1/2}$).

Критерием применимости рассмотренного метода к другим состояниям или другим атомам является возможность создания достаточно больших напряженностей магнитных полей, необходимых для пересечения различных подуровней сверхтонкой структуры исследуемого терма*), и достаточно хорошее разделение различных сверхтонких подуровней в точке пересечения. Недостаток метода — относительная сложность связи наблюдаемого штарковского расщепления уровней с атомными константами (силы осцилляторов, константы сверхтонкой структуры). В работе⁴⁷ методом пересечения уровней была измерена константа расщепления терма $5\,{}^3P_1$ кадмия: $\gamma = (8,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}/[\text{кв/см}]^2$.

В работе⁴⁸ эффект пересечения уровней использовался для наблюдения эффекта Штарка в рубидии Rb^{85} (терм $6\,{}^2P_{3/2}$) и цезии Cs^{133}

*) Пересечение подуровней сверхтонкой структуры происходит в полях, соответствующих зеемановскому расщеплению порядка величины сверхтонкого расщепления.

несколько меньше полученного методом поглощения значения $\gamma = 0,24 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}/[\text{кв/см}]^2$ в работе ⁴⁹, тогда как константа расщепления $7^2P_{3/2} \text{ Cs}^{133}$ $\gamma = (0,36 \pm 0,01) \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}/[\text{кв/см}]^2$ находится в хорошем соответствии с теоретическим значением $\gamma = 0,34 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}/[\text{кв/см}]^2$ ²⁰. Критерием применимости этой техники к другим состояниям или элементам являются хорошее разрешение подуровней сверхтонкой структуры в точке пересечения рассматриваемых уровней и возможность создания достаточно больших электрических полей, в которых штарковское смещение отдельных подуровней сверхтонкой

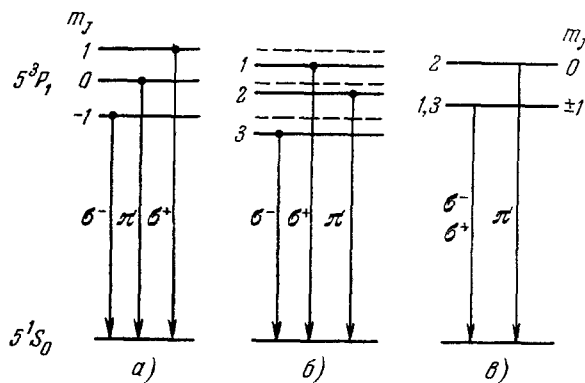


Рис. 18. Схема расщепления термина 5^3P_1 кадмия: а) в магнитном поле; б) в магнитном и электрическом полях, в) в электрическом поле

структуры сравнимо со сверхтонким расщеплением.

Особо следует отметить возможность использования метода пересечения уровней для исследования эффекта Штарка в слабых электрических полях, соответствующих расщеплению термов возбужденных состояний на величину порядка естественной ширины уровней ⁴⁵. Расщепление термов в слабом электрическом поле может рассматриваться как отход от пересечения

уровней в нулевом электрическом поле. Хотя изменение поляризации резонансной флуоресценции в слабом электрическом поле наблюдалось вскоре после открытия эффекта Штарка ^{1,50}, однако его значение для исследования этого эффекта стало понятным только в последнее время.

По-видимому, в ближайшее время метод пересечения уровней станет одним из основных прецизионных методов исследования эффекта Штарка в атомах и молекулах.

Методом биений было исследовано штарковское расщепление термина 5^3P_1 кадмия ⁵¹. Из-за малости расщепления оно недоступно прямому спектроскопическому наблюдению методом поглощения. Трудность его измерения методом пересечения уровней в слабом электрическом поле связана с малой естественной шириной уровней термина 5^3P_1 кадмия ($\Delta\nu = 4,2 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$), что предъявляет высокие требования к устранению лабораторных магнитных полей. Измерения проводились в двух вариантах: при одновременном действии на атомы кадмия магнитного и электрического полей и только электрического поля.

В магнитном поле H терм 5^3P_1 расщепляется на три эквидистантных подуровня $m_J = 0, \pm 1$ (рис. 18, а). В такой системе биения могут возникать на частотах

$$\omega_H = \gamma_H \cdot H \text{ и } \omega_H = 2\gamma_H \cdot H,$$

где γ_H — гироскопический множитель.

Добавление электрического поля напряженностью \mathcal{E} , параллельного магнитному, приводит к одинаковому по величине и направлению смещению ΔE уровней $m_J = 1$ и $m_J = -1$ относительно уровня $m_J = 0$ (рис 18, б). В этой системе можно ожидать биений на частоте $2\omega_H$ и двух симметрично смещенных относительно ω_H : $\omega_1 = \omega_H + \Delta E/\hbar$ и $\omega_2 = \omega_H - \Delta E/\hbar$, так что разность между частотами ω_1 и ω_2 равна удвоен-

ному штарковскому расщеплению. В одном электрическом поле (рис. 18, в) терм 5^3P_1 расщепляется на два уровня $m_J = 0$ и $m_J = \pm 1$, расстояние между которыми равно ΔE . При этом биения должны возникать на одной частоте $\omega = \frac{\Delta E}{h}$.

Схема наблюдения эффекта Штарка методом биений близка к схеме наблюдения по методу пересечения уровней. Линейно поляризованное излучение кадмиевой высокочастотной лампы возбуждало флуоресценцию ($\lambda = 3261 \text{ \AA}$) паров кадмия, находящихся в сосуде, имеющем форму рога Вуда. Питание лампы модулировалось с частотами 436 кГц и 1 МГц. Флуоресценция регистрировалась фотоумножителем ФЭУ-46А. Магнитное поле создавалось системой колец Гельмгольца. Электрический конденсатор был образован двумя плоскими электродами, впаянными в резонансный сосуд.

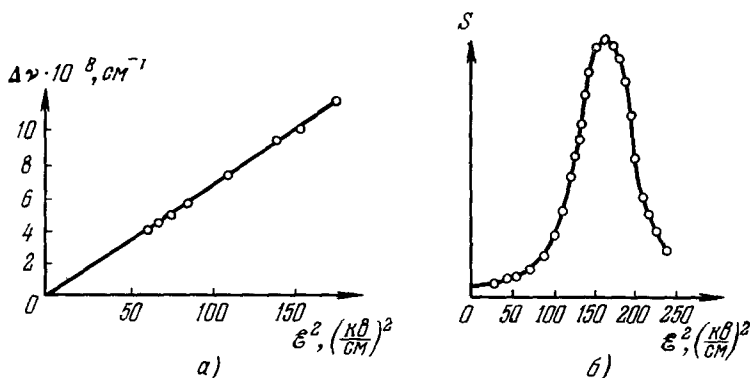


Рис. 19. а) Зависимость штарковского расщепления уровней $m_J = 0$ и $m_J = \pm 1$ термина 5^3P_1 кадмия от квадрата электрического поля; б) зависимость сигнала биений от квадрата напряженности электрического поля.

Результаты эксперимента подтвердили квадратичную зависимость расщепления уровней от электрического поля. Форма сигнала биений в экспериментах с одновременным действием электрического и магнитного полей совпадала в пределах точности измерений с рассчитанной теоретически. На рис. 19, а приведена зависимость расщепления от квадрата напряженности электрического поля, которая описывается соотношением $\Delta\nu = \gamma E^2$, где $\gamma = (6,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}/[\text{кВ}/\text{см}]^2$. Погрешность измерений определялась систематической ошибкой в измерении напряженности электрического поля. Полученное в этой работе значение γ несколько меньше значения $\gamma = (8,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}/[\text{кВ}/\text{см}]^2$, полученного методом пересечения уровней⁴⁷.

В экспериментах с биениями в одном электрическом поле магнитное поле Земли компенсировалось с точностью до 10^{-2} гс . Соответствующий сигнал биений приведен на рис. 19, б. Симметричность кривой соответствует квадратичному характеру эффекта. Линия на рис. 19, б обнаруживает заметное уширение (в 1,5 раза) по сравнению с линией резонанса в магнитном поле. Положение максимума сигнала, по которому в этом опыте оценивалось расщепление, соответствует значению постоянной $\gamma = 8,5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}/[\text{кВ}/\text{см}]^2$, что совпадает с данными работы⁴⁷.

Поскольку силы осцилляторов переходов $5^3P_1 \rightarrow nS$ и $5^3P_1 \rightarrow nD$ в кадмии неизвестны, рассчитать штарковское расщепление 5^3P_1 термина кадмия в настоящее время нельзя.

IV. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ШТАРКА В ПОЛЯХ ОПТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЫ

§ 1. Наблюдение смещения и расщепления уровней основного состояния Hg^{199} резонансным светом

Атомы ртути Hg^{199} в основном состоянии 6^1S_0 не имеют углового момента электронной оболочки, и поскольку спиновый момент ядра $I = \frac{1}{2}$, то в слабом магнитном поле основное состояние Hg^{199} расщепляется на два подуровня с $m_I = \pm \frac{1}{2}$ (рис. 20), разность энергий которых $\hbar\omega_0$ пропорциональна напряженности магнитного поля. В работе ⁵² наблюдалось изменение частоты ω_0 под действием резонансного света ртутной лампы.

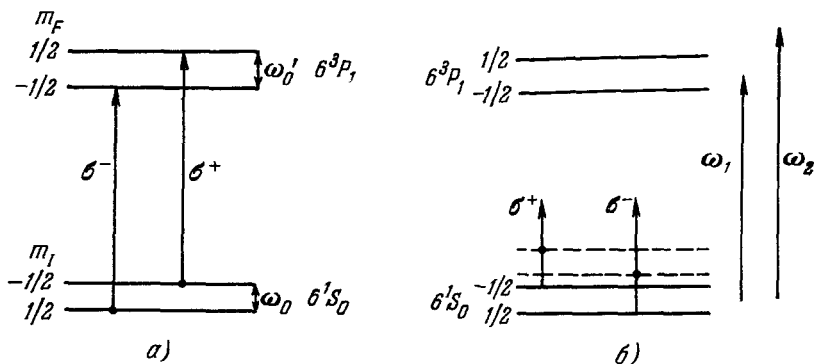


Рис. 20. а) Зеемановская структура линии 2537 Å ртути Hg^{199} [сверхтонкая компонента $(I = \frac{1}{2} \leftrightarrow F = \frac{1}{2})$]. б) Смещение уровней основного состояния Hg^{199} светом.

ω_1 — частота ориентирующего света; ω_2 — частота света, вызывающего смещение уровней основного состояния.

Детальное теоретическое рассмотрение эффекта смещения частоты ω_0 резонансным светом предсказывает два типа смещений. Это, во-первых, смещение, связанное с частичным смешиванием g -факторов основного и возбужденного состояний. Его величина пропорциональна разности частот зеемановского расщепления основного и возбужденного (6^3P_1) состояний $\omega'_0 - \omega_0$ и оно отсутствует в нулевом магнитном поле, а также при циркулярной поляризации резонансного света. Во-вторых, это — смещение, возникающее в результате квадратичного эффекта Штарка в электрическом поле света ^{54,55}. Мы рассмотрим здесь только второй тип смещения частоты ω_0 .

В условиях термодинамического равновесия различие заселенностей подуровней основного состояния слишком мало, чтобы наблюдать резонансное поглощение энергии поля частоты ω_0 . Для получения существенного различия в заселенностях использовался известный метод оптической ориентации, основанный на различии вероятностей прямых и обратных (спонтанных) переходов в атомах ⁵³. Для этого кювета с насыщенными парами Hg^{199} освещалась ртутной лампой с изотопом Hg^{204} . Частота одной из компонент линии излучения этой лампы ($\lambda = 2537 \text{ Å}$) совпадает с частотой ω_1 сверхтонкой компоненты ($I = \frac{1}{2} \rightarrow F = \frac{1}{2}$) линии

поглощения $6^3P_1 - 6^1S_0$ изотопа Hg^{199} (рис. 20, а). Облучая пары Hg^{199} циркулярно поляризованным светом такой лампы, можно достичь в присутствии магнитного поля разности заселенностей зеемановских подуровней основного состояния порядка 60—90%. Однако для прямого наблюдения поглощения энергии радиочастотного поля этой разности заселенностей оказывается недостаточно при используемых в методе оптической ориентации концентрациях паров Hg^{199} ($N \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$). Тем не менее, поглощение энергии радиочастотного поля можно наблюдать по изменению оптических свойств насыщенного пара Hg^{199} для ориентирующего света. Действительно, поглощение квантов радиочастотного поля, приводящее к изменению заселенностей зеемановских подуровней, сопровождается изменением поглощения и интенсивности резонансного рассеяния ориентирующего света. При наличии приемников оптического излучения с высокой чувствительностью этот метод позволяет наблюдать чрезвычайно малые изменения поглощения радиочастотной энергии (в пределе один переход на частоте ω_0 приводит к изменению регистрируемого светового потока на один фотон). В рассматриваемой работе изменение поглощения радиочастотного излучения вследствие сдвига частоты ω_0 регистрировалось по изменению интенсивности света резонансной флуоресценции в направлении, перпендикулярном к ориентирующему лучу.

Эксперимент строился следующим образом. Сосуд с парами Hg^{199} помещался в слабое магнитное поле и освещался двумя лучами, распространяющимися вдоль магнитного поля. Первый циркулярно-поляризованный луч от лампы с Hg^{204} служил для оптической ориентации атомов Hg^{199} . Второй луч от лампы с Hg^{201} давал исследуемое смещение частоты ω_0 (его частота ω_2 могла быть изменена в пределах $\pm 0,03 \text{ см}^{-1}$ относительно частоты ω_1 резонансного перехода $6^3P_1 - 6^1S_0$). На сосуд с парами Hg^{199} накладывалось также слабое радиочастотное поле с частотой $\omega \approx \omega_0$. Смещение частоты зеемановского расщепления светом второго луча детектировалось при фиксированной частоте ω радиочастотного поля путем изменения напряженности магнитного поля H_0 , вызывающего расщепление уровней на частоту ω . В этом случае более высокая резонансная частота соответствует меньшей напряженности поля H_0 .

На рис. 21 представлены резонансные зависимости поглощения радиочастотного излучения без второго смещающего луча и при его наличии для двух поляризаций σ^+ и σ^- . Знак смещения частоты расщепления ω_0 зависит от поляризации этого луча и соответствует предсказаниям теории. Действительно, поскольку частота света ω_2 больше частоты перехода ω_1 , то, как это следует из формулы (22), имеет место притяжение уровней 6^3P_1 и 6^1S_0 , т. е. энергия уровней основного состояния увеличивается. Если второй луч имеет поляризацию σ^+ , то резонансно возмущается только уровень с $m_I = -\frac{1}{2}$ и частота ω_0 увеличивается; наоборот, при поляризации второго луча σ^- резонансно возмущается

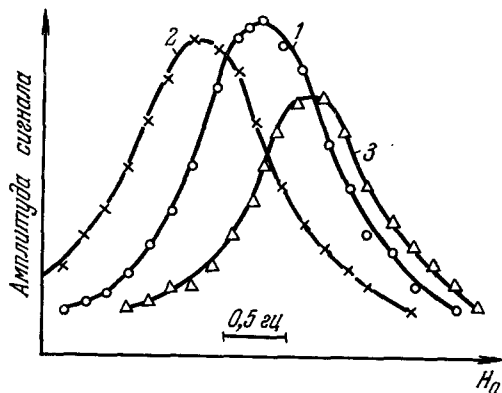


Рис. 21. Смещение частоты ω_0 зеемановского расщепления Hg^{199} светом (ориентирующий луч σ^+ -поляризован).

1 — без второго луча; 2 — второй луч σ^+ -поляризован; 3 — второй луч σ^- -поляризован.

только уровень с $m_I = +\frac{1}{2}$ и частота ω_0 уменьшается. Максимальное смещение частоты ω_0 в этих экспериментах было около 1 гц, что по порядку величины совпадает с естественной шириной уровней основного состояния Hg¹⁹⁹.

На рис. 22 представлен график наблюдавшейся в работе зависимости смещения частоты ω_0 от разности частот $\omega_2 - \omega_1$. Изменение частоты ω_2 второго луча достигалось путем использования лампы с Hg¹⁹⁹, имеющей широкую резонансную линию излучения.

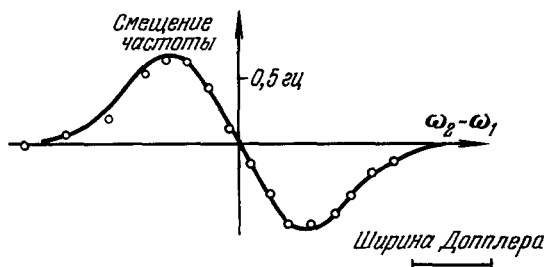


Рис. 22. Зависимость смещения частоты ω_0 от разности частот $\omega_2 - \omega_1$.

Свет от этой лампы пропущен через фильтр с парами Hg¹⁹⁸, частота узкой резонансной линии поглощения которого изменялась магнитным полем. В соответствии с теорией наблюдается изменение знака смещения частоты в точке резонанса $\omega_2 = \omega_1$. Точное рассмотрение

с учетом естественной ширины возбужденных уровней показывает, что квадратичное штарковское смещение равно нулю при $\omega_2 = \omega_1$, что и подтверждается экспериментально. Дисперсионная форма кривой смещения частоты ω_0 также хорошо согласуется с теорией, учитывающей уширение Доплера частоты резонансного оптического перехода атомов Hg¹⁹⁹.

§ 2. Наблюдение смещения и расщепления уровней атомов калия в поле излучения рубинового лазера

Смещение частоты резонансного перехода атомов под действием мощного импульса рубинового лазера впервые наблюдалось в работе ⁵⁶. Объектом исследования были пары K³⁹ (переход $4S_{1/2} - 4P_{1/2, 3/2}$, $\lambda_2 = 7665 \text{ \AA}$ — линия D₂ и $\lambda_1 = 7699 \text{ \AA}$ — линия D₁ главного дублета). K³⁹ был выбран вследствие относительно большой величины ожидаемого смещения частоты линии поглощения, большой интенсивности резонансной линии излучения, просвечивающей пары лампы, сравнительно большого квантового выхода фотоэлектрического приемника излучения в области 0,7 мк (что особенно важно при широкой полосе пропускания регистрирующего устройства, которая была около 20 Мгц) и, наконец, вследствие возможности надежно исключить фон рассеянного излучения лазера.

Ожидаемое смещение линии поглощения, связанной с переходом $4S_{1/2} - 4P_{1/2, 3/2}$ калия в электрическом поле излучения рубинового лазера, можно вычислить по формуле (22), используя данные о силах осцилляторов калия, приведенные в ⁵⁷. Оно связано главным образом со смещением термина $4P_{3/2}$ возбужденного состояния за счет переходов $4P_{3/2} - 6S_{1/2}$ с силой осциллятора $f = 0,1$ ⁵⁸, поскольку длина волны этого перехода 6939 Å близка к частоте излучения рубинового лазера 6943 Å (при комнатной температуре). Расчет по формуле (22) показывает, что уже при плотности мощности излучения рубинового лазера порядка 1 Мвт/см² ($\mathcal{E} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ в/см}$) можно ожидать смещения частоты перехода $4P_{3/2} - 4S_{1/2}$ на 0,1 см⁻¹, что соизмеримо с шириной резонансной линии источника излучения. Следует заметить, что для такого сме-

щения частоты перехода $4S_{1/2} - 4P_{1/2, 3/2}$ в постоянном электрическом поле потребовалась бы напряженность последнего порядка 10^6 в/см, что лежит на грани возможности постановки опыта.

Схема эксперимента приведена на рис. 23. Излучение высокочастотной калиевой лампы 1 проходит через сосуд 2 с насыщенными парами K^{39} , облучаемыми импульсами рубинового лазера 3, и регистрируется фотоэлектронным умножителем 7 (ФЭУ-28) с выходом на импульсный осциллограф СИ-11. При температуре 100° С пары поглощают около 80% резонансного излучения лампы, причем доплеровская ширина линии поглощения около $0,04$ см $^{-1}$. Изме-

ренная с помощью сканирующего интерферометра Фабри — Перо ширина резонансной линии излучения лампы около $0,04$ см $^{-1}$. В канале регистрации рассеянное излучение лазера отсекалось светофильтром ФС-7. Кроме того, для борьбы с обнаруженным рассеянным излучением со спектральными компонентами в области регистрируемой калиевой линии был применен специальный метод фильтрации резонансной линии излучения с помощью эффекта Фарадея, описанный в

работе ⁵⁹. Это устройство работает как оптический фильтр с полосой пропускания порядка $0,1$ Å, позволяющий выделять D_1 - и D_2 -линии (оно ослабляет световой луч лампы примерно на порядок в основном из-за поглощения в поляроидах).

В описываемой установке отчетливо наблюдалось уменьшение поглощения резонансного излучения атомами калия в сосуде 2 во время действия импульса лазера ($\Delta t = 20$ нсек), работающего в моноимпульсном режиме (для модуляции добротности в резонатор был введен просветляющий светофильтр из стекла КС-19). Минимальная плотность мощности излучения лазера, при которой сигнал просветления надежно регистрировался на осциллографе, была около 10 Мвт/см 2 (амплитуда поля $\sim 10^5$ в/см). Оценка показывает, что при этом смещение линии поглощения было порядка $0,1$ см $^{-1}$, что несколько меньше ожидаемой величины. При больших напряженностях поля достигалось просветление паров калия на десятки процентов; при этом отношение сигнала к шуму было около 10—20. Сравнительно малое отношение сигнала к шуму (последний определяется дробовыми флуктуациями фототока ФЭУ и не может быть снижен сужением полосы пропускания регистрирующего устройства вследствие малой длительности импульса лазера) ограничивало возможности точного измерения смещения частоты линии поглощения в поле излучения лазера в рассматриваемой работе.

Лучшее соотношение сигнала и шума было достигнуто при наблюдении эффекта расщепления D_1 - и D_2 -линий K^{39} методом двойного электрического лучепреломления (см. § 2 гл. II) ⁶⁰. Для этого в схеме на рис. 23

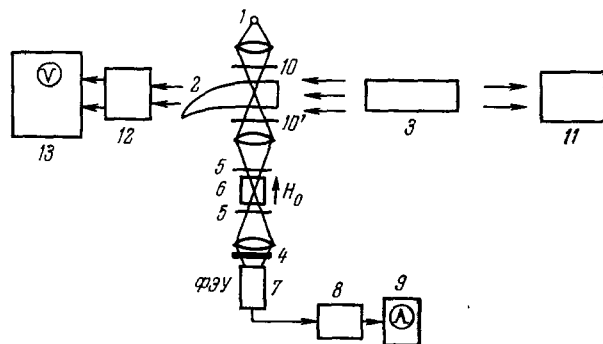


Рис. 23. Схема экспериментальной установки для наблюдения смещения частоты перехода $4S_{1/2} - 4P_{1/2, 3/2}$ калия в электрическом поле световой волны.

1 — Калиевая лампа; 2 — сосуд с парами калия; 3 — рубиновый лазер с импульсной добротностью; 4 — стеклянный светофильтр ФС-7; 5 — скрещенные поляроиды; 6 — вспомогательная кювета с парами калия; 7 — ФЭУ-28; 8 — усилитель; 9 — импульсный осциллограф СИ-11; 10 и 10' — скрещенные поляроиды; 11 — спектрограф СТЭ-1; 12 — фотоэлемент Ф-5; 13 — осциллограф СИ-7.

на пути света лампы, до и после сосуда с парами калия, помещались два скрещенных поляроида 10 и 10'. В этом случае лампа работала в форсированном режиме с шириной линии излучения около $0,3 \text{ см}^{-1}$, а температура сосуда с парами калия была около 150° С . Форсирование режима лампы и увеличение плотности паров калия позволило наблюдать сигнал двойного лучепреломления с отношением сигнал/шум ~ 50 при значительно меньших мощностях излучения рубинового лазера. В соответствии с теорией, наибольший сигнал наблюдался, если угол между вектором электрического поля излучения лампы \mathcal{E}_λ и вектором электрического поля излучения лазера \mathcal{E}_0 был 45° ; сигнал отсутствовал, когда этот угол был равен 0 или 90° . Было проверено, что сигнал исчезал при убирании скрещенных поляроидов 10 и 10'. Последнее, а также зависимость сигнала от угла между векторами \mathcal{E}_λ и \mathcal{E}_0 доказывает, что наблюдаемый эффект обусловлен двойным лучепреломлением, а не смещением центра тяжести линии поглощения паров калия.

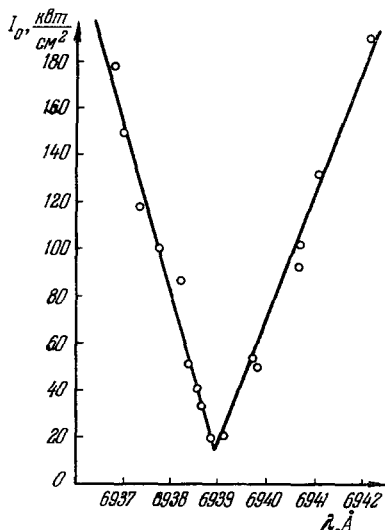


Рис. 24. Зависимость от длины волны λ интенсивности излучения рубинового лазера I_0 , необходимой для получения сигнала двойного лучепреломления заданной величины.

Для получения надежных количественных результатов относительно штарковского расщепления возбужденного $4P_{3/2}$ -терма необходимо учитывать дисперсию эффекта двулучепреломления в области линии поглощения, а также достаточно точно регистрировать концентрацию атомов калия. В ⁶⁰ была измерена зависимость эффекта двулучепреломления от длины волны излучения лазера (дисперсия расщепления терма $4^2P_{3/2}$). Согласно формуле (12) эффект расщепления терма $4^2P_{3/2}$ должен резонансно возрастать при приближении частоты ω лазерного излучения к частоте ω_0 перехода $4P_{3/2} - 6S_{1/2}$. Изменение длины волны лазерного излучения достигалось изме-

нением температуры рубинового стержня от $+20^\circ \text{ С}$ до -100° С .

На рис. 24 представлена экспериментальная зависимость интенсивности излучения лазера I_0 , требуемой для получения сигнала двулучепреломления определенной величины (пропускание порядка 10% света калиевой лампы, падающего на сосуд с парами калия) от изменения длины волны излучения лазера $\Delta\lambda = |\lambda - \lambda_0|$. Согласно (12) вблизи резонанса величина расщепления $\Delta\nu$ терма $4P_{3/2}$ описывается соотношением $\Delta\nu = \text{const} \cdot \frac{I_0}{\Delta\lambda}$. Эта зависимость подтверждается экспериментально.

Отсутствие отклонений от линейности в экспериментальной зависимости показывает, что расщепление терма $4P_{3/2}$ действительно определяется только резонансным вкладом перехода $4P_{3/2} - 6S_{1/2}$.

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение интересно сравнить измеренные константы штарковского смещения атомных частот с вычисленными теоретически. В настоящее время необходимые для вычисления штарковского смещения уровней атомные константы могут быть рассчитаны только для атомов щелочных

металлов и водородоподобных атомов. В табл. IV представлены измеренные и рассчитанные константы квадратичного эффекта Штарка для атомов щелочных металлов. Из сопоставления экспериментальных и теоретических значений константы γ можно заключить следующее.

1. Измеренные смещения частот оптических переходов в атомах Li, Na и K в пределах точности экспериментов совпадают со смещениями, рассчитанными методами ^{20, 57}, не учитывающими влияние спин-орбитального взаимодействия на волновые функции атомов.

2. Для атомов Rb и Cs метод расчета штарковских смещений, не учитывающий спин-орбитального взаимодействия, приводит к значениям, заметно отличающимся от экспериментальных. Особенно большое расхождение наблюдается при расчетах смещений частот переходов, связанных со смещением первых возбужденных P -термов, имеющих относительно большую величину спин-орбитального (тонкого) расщепления. Учет спин-орбитального взаимодействия для атомов Rb и Cs приводит к значениям смещений, совпадающим с экспериментальными в пределах точности измерений ^{28, 32}.

3. Теоретический метод расчета смещений частот переходов между сверхтонкими уровнями основного состояния атомов щелочных металлов ³⁸ приводит к завышенным значениям смещений, выходящим за пределы точности экспериментов. По-видимому, это расхождение связано с недостаточной точностью расчета поляризуемостей атомов щелочных металлов в основном состоянии. Эти поляризуемости входят линейно в величину смещения частот сверхтонких переходов ³⁸, а теоретические методы их расчета дают завышенные по сравнению с экспериментом значения ⁶⁶.

Экспериментальные данные о смещении атомных частот переходов в электрическом поле могут быть использованы для вычисления сил осцилляторов в атомах. В этом отношении особый интерес представляет наблюдение эффекта Штарка в полях оптической частоты. Изменяя частоту оптического излучения, можно выделить вклад лишь одного или нескольких термов в величину штарковского смещения. К сожалению, постановка надежных количественных исследований в этой области в настоящее время затрудняется отсутствием перестраиваемых по частоте лазеров непрерывного действия и недостаточной стабильностью существующих мощных импульсных лазеров. Мы приведем здесь результаты обработки данных, полученных при исследовании смещения частоты $3P - 3S$ -перехода в Na методом атомных пучков (см. § 1 гл. II) ⁶⁷, и сравним получающиеся из этих данных значения сил осцилляторов со значениями, полученными другими экспериментальными методами. Для этого необходимо рассчитать относительное смещение подуровней терма $3P$, определив, какие промежуточные состояния (nS или nD) вносят больший вклад в смещение, определяемое соотношением (12). Относительные смещения подуровней состояний $P_{1/2, 3/2}$ при возмущении только через термы nS или только через термы nD без учета спин-орбитального взаимодействия рассчитаны и табулированы в ⁶⁸. Согласно этой работе для чистого S -возмущения $\Delta\nu_{P_{\frac{3}{2}}, m_J = \pm \frac{1}{2}} : \Delta\nu_{P_{\frac{1}{2}}, m_J = \pm \frac{1}{2}} : \Delta\nu_{P_{\frac{3}{2}}, m_J = \pm \frac{3}{2}} = 2 : 1 : 0$, тогда как для чистого D -возмущения имеем $\Delta\nu_{P_{\frac{3}{2}}, m_J = \pm \frac{1}{2}} : \Delta\nu_{P_{\frac{1}{2}}, m_J = \pm \frac{1}{2}} : \Delta\nu_{P_{\frac{3}{2}}, m_J = \pm \frac{3}{2}} = 55 : 50 : 45$. Экспериментальное соотношение сдвигов ³¹ $\Delta\nu_{P_{\frac{3}{2}}, m_J = \pm \frac{1}{2}} : \Delta\nu_{P_{\frac{1}{2}}, m_J = \pm \frac{1}{2}} : \Delta\nu_{P_{\frac{3}{2}}, m_J = \pm \frac{3}{2}} = 18,4 : 14,9 : 11,4$. Прежде всего необходимо по экспериментальной

Таблица IV

Сравнение наблюдаемых и вычисленных констант квадратичного штарковского смещения $\Delta\nu$ частот переходов в атомах щелочных металлов. Константа γ определена соотношением $\Delta\nu = \gamma \mathcal{E}^2$, где $\Delta\nu$ — см⁻¹, \mathcal{E} — кВ/см, γ — см⁻¹/(кВ/см)²

Атом	Переход	$\gamma_{\text{набл}}^*)$	Метод наблюдения	$\gamma_{\text{вычисл}}$
Li ⁷	2P—2S 3P—2S 2P—4S	$+(4 \pm 2) 10^{-7} \text{ }^{61}$ $-(1,4 \pm 0,3) 10^{-4} \text{ }^{61}$ $-(1,9 \pm 0,4) 10^{-4} \text{ }^{61}$	Смещение центра тяжести линии поглощения	$2,7 10^{-7} \text{ }^{20}$ $-1,1 10^{-4} \text{ }^{20}$ $-1,5 10^{-4} \text{ }^{20}$
Na ²³	3P _{1/2} —3S 3P _{3/2} —3S 3P _{3/2} —3S 3P _{3/2} —3S 3P _{3/2} —3S	$-7,6 10^{-7} \text{ }^{19}$ $-4,1 10^{-7} \text{ }^{19}$ $-11,1 10^{-7} \text{ }^{19}$ $-4,1 10^{-7} \text{ }^{26}$ $-11,0 10^{-7} \text{ }^{26}$	Метод атомных пучков Метод двойного лучепреломления	$-7,4 10^{-7} \text{ }^{20}$ $-4,1 10^{-7} \text{ }^{20}$ $-10,6 10^{-7} \text{ }^{20}$ $-4,1 10^{-7} \text{ }^{20}$ $-10,6 10^{-7} \text{ }^{20}$
K ³⁹	5P—4S 6P—4S 4S (F=2)— 4S (F=1)	$-3,4 10^{-5} \text{ }^{62}$ $-1,6 10^{-4} \text{ }^{62}$ $-(2,53 \pm 0,25) 10^{-12} \text{ }^{37}$ $-(2,21 \pm 0,17) 10^{-12} \text{ }^{63}$	Смещение центра тяжести линии поглощения Радиоспектроскопический метод	$-3,3 10^{-5} \text{ }^{57**}$ $-1,8 10^{-4} \text{ }^{57**}$ $-3,1 10^{-12} \text{ }^{20,38**}$ $-3,0 10^{-12} \text{ }^{38,64**}$ $-3,3 10^{-12} \text{ }^{38,65**}$
Rb ⁸⁵	5P—5S 5P _{3/2} —5S 5P _{3/2} —5S	$-(2,0 \pm 0,2) 10^{-6} \text{ }^{28}$ $-(1,8 \pm 0,2) 10^{-6} \text{ }^{28}$ $-(3,0 \pm 0,4) 10^{-6} \text{ }^{28}$	Сопоставление со сверхтонким расщеплением	$-0,9 10^{-6} \text{ }^{20}$ $-2,0 10^{-6} \text{ }^{28,31}$ $-0,6 10^{-6} \text{ }^{20}$ $-1,8 10^{-6} \text{ }^{28,31}$ $-1,9 10^{-6} \text{ }^{20}$ $-2,9 10^{-6} \text{ }^{28,31}$
Cs ¹³³	7P—6S 7P _{3/2} —6S 7P _{3/2} —6S 6P _{1/2} —6S 6P _{3/2} —6S 6P _{3/2} —6S 6S (F=4)— 6S (F=3)	$-1,18 10^{-4} \text{ }^{49}$ $-1,46 10^{-4} \text{ }^{49}$ $+(0,36 \pm 0,01) 10^{-4} \text{ }^{48}$ $-(3,8 \pm 0,6) 10^{-6} \text{ }^{28}$ $-(4,0 \pm 0,8) 10^{-6} \text{ }^{28}$ $-(6,2 \pm 1) 10^{-6} \text{ }^{28}$ $-(0,76 \pm 0,01) 10^{-10} \text{ }^{33}$	Смещение центра тяжести линии поглощения Метод пересечения уровней Сопоставление со сверхтонким расщеплением Радиоспектроскопический метод	$-1,17 10^{-4} \text{ }^{20}$ $-1,63 10^{-4} \text{ }^{20}$ $+0,34 10^{-4} \text{ }^{20}$ $-3,1 10^{-6} \text{ }^{20}$ $-3,8 10^{-6} \text{ }^{28,31}$ $-3,4 10^{-6} \text{ }^{28,32}$ $-2,3 10^{-6} \text{ }^{20}$ $-4,0 10^{-6} \text{ }^{28,31}$ $-3,8 10^{-6} \text{ }^{28,32}$ $-4,9 10^{-6} \text{ }^{20}$ $-5,4 10^{-6} \text{ }^{28,31}$ $-6,0 10^{-6} \text{ }^{28,32}$ $-0,82 10^{-10} \text{ }^{20,38**}$ $-0,79 10^{-10} \text{ }^{38,64**}$ $-0,99 10^{-10} \text{ }^{38,65**}$

*) Положительный знак γ означает, что частота соответствующего перехода увеличивается в электрическом поле.

**) Вычислено нами на основании данных этих работ.

картине расщепления и данных о чистом S - или D -возмущении⁶⁸ вычислить относительную часть S - и D -возмущений:

$$Z = \frac{\sum_{n=3}^{\infty} \frac{f_{3P-nS}}{(\nu_{nS} - \nu_{3P})^2}}{\sum_{n=3}^{\infty} \frac{f_{3P-nD}}{(\nu_{nD} - \nu_{3P})^2}}. \quad (44)$$

Если при чистом S -возмущении $\Delta \nu_{\frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}} : \Delta \nu_{\frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}} : \Delta \nu_{\frac{3}{2}, \pm \frac{3}{2}} = a_S : b_S : c_S$, а при чистом D -возмущении $\Delta \nu_{\frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}} : \Delta \nu_{\frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}} : \Delta \nu_{\frac{3}{2}, \pm \frac{3}{2}} = a_D : b_D : c_D$ и при смешанном возмущении (из эксперимента) $\Delta \nu_{\frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}} : \Delta \nu_{\frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}} : \Delta \nu_{\frac{3}{2}, \pm \frac{3}{2}} = a_{SD} : b_{SD} : c_{SD}$, то несложные алгебраические вычисления приводят к следующей формуле для Z ⁶⁸:

$$Z = \frac{a_S + b_S + c_S}{a_D + b_D + c_D}, \quad \frac{b_D a_{SD} - a_D b_{SD}}{a_S b_{SD} - b_S a_{SD}} = 0,176. \quad (45)$$

Допустим сначала, что смещение термов $3P_{1/2, 3/2}$ определяется только ближайшими к ним термами $3S$, $4S$ и $3D$. Тогда из (12) смещение центра тяжести терма $3P$ составляет

$$\begin{aligned} \Delta \nu_{3P}^{\text{теор}} &= \frac{1}{3} (\Delta \nu_{\frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}} + \Delta \nu_{\frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}} + \Delta \nu_{\frac{3}{2}, \pm \frac{3}{2}}) = \\ &= 203 \mathcal{E}^2 \left[\frac{f_{3P-3D}}{(\nu_{3D} - \nu_{3P})^2} + \frac{f_{3P-3S}}{(\nu_{3S} - \nu_{3P})^2} + \frac{f_{3P-4S}}{(\nu_{4S} - \nu_{3P})^2} \right], \end{aligned} \quad (46)$$

где $\Delta \nu_{3P}$ дается в см^{-1} , поле \mathcal{E} в кВ/см и разности частот $(\nu_{3D} - \nu_{3P})$, $(\nu_{3S} - \nu_{3P})$, $(\nu_{4S} - \nu_{3P})$ в см^{-1} . В то же время измеренный экспериментально сдвиг центра тяжести терма $3P$ согласно (31) равен

$$\Delta \nu_{3P}^{\text{эксп}} = 14,9 \cdot 10^{-7} \mathcal{E}^2, \text{ см}^{-1}. \quad (47)$$

Используя значение $f_{3P-3S} = -\frac{g_{3S}}{g_{3P}} f_{3S-3P} = -\frac{1}{3} f_{3S-3P} = -0,33$, из (41)–(44) получаем

$$f_{3P-3D} = 0,93, \quad f_{3P-4S} = 0,17. \quad (48)$$

Поскольку предполагалось, что сдвиг терма $3P$ определяется возмущениями только через $3S$ -, $4S$ - и $3D$ -термы, полученные таким образом значения f_{3P-3D} и f_{3P-4S} больше истинных.

Для того чтобы учесть возмущение остальными термами, в (43) следует ввести суммы $\sum_{n=5}^{\infty} \frac{f_{3P-nS}}{(\nu_{nS} - \nu_{3P})^2}$ и $\sum_{n=4}^{\infty} \frac{f_{3P-nD}}{(\nu_{nD} - \nu_{3P})^2}$. Тогда вместо (42) и (43) будет

$$\begin{aligned} \frac{f_{3P-3S}}{(\nu_{3S} - \nu_{3P})^2} + \frac{f_{3P-4S}}{(\nu_{4S} - \nu_{3P})^2} + \sum_{n=5}^{\infty} \frac{f_{3P-nS}}{(\nu_{nS} - \nu_{3P})^2} = \\ = 0,176 \left(\frac{f_{3P-3D}}{(\nu_{3D} - \nu_{3P})^2} + \sum_{n=4}^{\infty} \frac{f_{3P-nD}}{(\nu_{nD} - \nu_{3P})^2} \right), \end{aligned} \quad (49)$$

$$\Delta v_{3P}^{\text{теор}} = 203\mathcal{E}^2 \left[\frac{f_{3P-3D}}{(v_{3D}-v_{3P})^2} + \sum_{n=4}^{\infty} \frac{f_{3P-nD}}{(v_{nD}-v_{3P})^2} + \right. \\ \left. + \frac{f_{3P-3S}}{(v_{3S}-v_{3P})^2} + \frac{f_{3P-4S}}{(v_{4S}-v_{3P})^2} + \sum_{n=5}^{\infty} \frac{f_{3P-nS}}{(v_{nS}-v_{3P})^2} \right]. \quad (47)$$

Дополнительное соотношение между искомыми силами осцилляторов устанавливается правилом сумм, которое для $3P$ -терма имеет вид

$$\sum_{n=3}^{\infty} f_{3P-nS} + \sum_{n=3}^{\infty} f_{3P-nD} = 1. \quad (48)$$

Для четырех неизвестных величин: f_{3P-4S} , f_{3P-3D} , $\sum_{n=5}^{\infty} f_{3P-nS}$ и $\sum_{n=4}^{\infty} f_{3P-nD}$ имеем три уравнения.

Нижняя оценка f_{3P-4S} и f_{3P-3D} может быть сделана в результате установления соотношения между $\sum_{n=5}^{\infty} f_{3P-nS}$ и $\sum_{n=4}^{\infty} f_{3P-nD}$. При отсутствии такого соотношения эта оценка может быть сделана следующим способом.

1) Положим $\sum_{n=5}^{\infty} f_{3P-nS} = 0$. Тогда из (46), (47) и (48) получаем⁶⁸

$$f_{3P-3D} = 0,85, \quad f_{3P-4S} = 0,17, \quad \sum_{n=4}^{\infty} f_{nD} = 0,31. \quad (49)$$

При этом $f_{3P-4S} = 0,17$ — максимально возможное значение f_{3P-4S} (поскольку считалось $\sum_{n=5}^{\infty} f_{3P-nS} = 0$); с другой стороны, из правила сумм (48) величина $f_{3P-3D} = 0,85$ есть минимально возможное значение f_{3P-3D} , тогда как $\sum_{n=4}^{\infty} f_{3P-nD} = 0,31$ есть максимально возможное значение.

2) Положим $\sum_{n=4}^{\infty} f_{3P-nD} = 0$. Тогда, аналогично случаю 1), получаем

$$f_{3P-3D} = 0,93, \quad f_{3P-4S} = 0,14, \quad \sum_{n=5}^{\infty} f_{3P-nS} = 0,26. \quad (50)$$

Теперь $f_{3P-3D}^{(\text{макс})} = 0,93$, $f_{3P-3S}^{(\text{мин})} = 0,14$ и $\sum_{n=5}^{\infty} f_{3P-4S}^{(\text{макс})} = 0,26$. Таким образом,

$$\left. \begin{aligned} 0,85 &< f_{3P-3D} < 0,93, \\ 0,14 &< f_{3P-4S} < 0,17, \\ 0 &< \sum_{n=4}^{\infty} f_{3P-nD} < 0,31, \\ 0 &< \sum_{n=5}^{\infty} f_{3P-nS} < 0,26. \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

Сравнение с приведенными в работе⁶⁹ данными $f_{3P-3D} = 0,83$ и $f_{3P-4S} = 0,16$ показывает, что экспериментальные и расчетные величины доста-

точно близки. Сравнение с теоретической оценкой $\sum_{n=4}^{\infty} f_{3P-nD} = 0,175$ и $\sum_{n=5}^{\infty} f_{3P-4S} = 0,023$ показывает ⁵⁷, что приближение $\sum_{n=5}^{\infty} f_{3P-4S} = 0$ удовлетворительно и дает разумную границу величины $\sum_{n=4}^{\infty} f_{3P-nS}$, тогда как приближение $\sum_{n=4}^{\infty} f_{3P-nD} = 0$ слишком грубо. Для более точной оценки сумм $\sum_{n=4}^{\infty} f_{3P-nD}$ и $\sum_{n=5}^{\infty} f_{3P-nS}$ необходимо дополнительное соотношение, связывающее их величины.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. Stark, Handbuch der Experimentalphysik 21, 399 (1927).
2. С. Э. Фриш, Оптические спектры атомов, М., Физматгиз, 1963.
3. И. И. Соболевман, Введение в теорию атомных спектров, М., Физматгиз, 1963.
4. Ч. Таунс, А. Шавлов, Радиоспектроскопия, М., ИЛ, 1959.
5. S. H. Autler, C. H. Townes, Phys. Rev. 100, 703 (1955).
6. Г. С. Воронов, Н. Б. Делоне, Письма ЖЭТФ 1, 42 (1965).
7. Г. С. Воронов, Н. Б. Делоне, ЖЭТФ 50, 78 (1966).
8. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ 47, 1945 (1964).
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, М., Физматгиз, 1963.
10. Е. Кондон, Г. Шортли, Теория атомных спектров, М., ИЛ, 1949.
11. А. С. Давыдов, Квантовая механика, М., Физматгиз, 1963.
12. J. Patry, Über die linearen Differentialgleichungen mit sinus förmigen Koeffizienten, Prom. Nr. 2618, Juris Verlag, Zürich, 1957.
13. Дж. Сансоне, Обыкновенные дифференциальные уравнения, т. 1, М., ИЛ, 1953.
14. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, УФН 85, 3 (1965).
15. В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, М. — Л., Гостехиздат, 1956.
16. E. T. Jaynes, F. W. Cummings, Proc. IEEE, 51, № 1 (1963).
17. Masataka Mizushima, Phys. Rev. 133, A414 (1964).
18. L. Jenczel, H. Kopferman, Zeits. f. Physik 117, 145 (1940).
19. H. Kopferman, W. Paul, Zeits. f. Physik 120, 545 (1943).
20. K. Murakawa, M. Yamamoto, J. Phys. Soc. Japan 20, 1057 (1965).
21. C. Otzen, H. Kopferman, Zeits. f. Physik 117, 156 (1940).
22. A. Corney, B. P. Kibble, G. W. Series, Proc. Roy. Soc. A293, 70 (1966).
23. G. W. Series, Proc. Phys. Soc. 88, 995 (1966).
24. B. D. Fried, S. D. Conte, The Plasma Dispersion function, 1961.
25. H. Kopferman, R. Ladenburg, Ann. der Phys. 78, 659 (1926).
26. F. Gabler, Phys. Zs. 44, 108 (1943).
27. R. Marrus, D. McCollm, Phys. Rev. Letts 15, 813 (1965).
28. R. Marrus, D. McCollm, J. Yellin, Phys. Rev. 147, 55 (1966).
29. М. А. Ельяшевич, Атомная и молекулярная спектроскопия, М., Физматгиз, 1962.
30. A. Salop, E. Pollack, B. Bederson, Phys. Rev. 124, 1431 (1961).
31. D. R. Bates, A. Damgaard, Phil. Trans. Roy. Soc. London A242, 101 (1949).
32. P. M. Stone, Phys. Rev. 127, 1151 (1962).
33. R. D. Haun, J. R. Zacharias, Phys. Rev. 107, 107 (1957).
34. Г. Копферман, Ядерные моменты, М., ИЛ, 1960.
35. N. Ramsey, Phys. Rev. 77, 567; 78, 699 (1950).
36. N. Ramsey, Phys. Rev. 78, 695 (1950).
37. J. L. Snider, Phys. Letts 21, 172 (1966).
38. L. W. Anderson, Nuovo Cimento 22, 936 (1961).
39. E. Lipworth, P. G. H. Sanders, Phys. Rev. Letts 13, 716 (1964).
40. E. N. Fortson, D. Kleppner, N. F. Ramsey, Phys. Rev. Letts 13, 22 (1964).

41. J. E. Blamont, *Ann. phys.* **2**, 35 (1957).
 42. О. В. Константинов, В. И. Перель, *ЖЭТФ* **45**, 279 (1963).
 43. Е. Б. Александров, В. П. Козлов, *Оптика и спектроскопия* **16**, 533, 1068 (1964).
 44. A. Corneu, G. W. Series, *Proc. Phys. Soc.* **83**, 208 (1964).
 45. B. Budick, S. Marcus, R. Novick, *Phys. Rev.* **140**, A1041 (1965).
 46. B. Budick, H. Bucka, R. Goshen, A. Landman, R. Novick, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **8**, 352 (1963).
 47. W. Harper, Jr., A. Khadjavi, A. Lurio, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **10**, 1096 (1965).
 48. A. Khadjavi, W. Harper, Jr., A. Lurio, *Phys. Rev. Letts* **17**, 463 (1966).
 49. Y. T. Yao, *Z. Physik* **77**, 307 (1932).
 50. А. Митчел, М. Земанский, Резонансное излучение и возбужденные атомы, М.—Л, ОНТИ, 1937.
 51. Е. Б. Александров, В. В. Хромов, *Оптика и спектроскопия* **18**, 545 (1965).
 52. C. Cohen-Tannoudji, *Ann. Phys.* **7**, 423 (1962).
 53. Г. В. Скороцкий, Т. Г. Изюмова, *УФН* **73**, 423 (1961).
 54. J. P. Barrat, C. Cohen-Tannoudji, *J. Phys. Radium* **22**, 329, 443 (1961).
 55. A. Kastler, *J. Opt. Soc. Amer.* **53**, 902 (1963).
 56. Е. Б. Александров, А. М. Бонч-Бруевич, Н. Н. Костин, В. А. Ходовой, *Письма ЖЭТФ* **3**, 85 (1966).
 57. Э. М. Андерсон, В. А. Зилитис, *Оптика и спектроскопия* **16**, 177 (1964).
 58. H. Corliss, W. R. Vozman, *Natl. Bur. Std. (U.S), Monograph*, № 53 (1962).
 59. Е. Б. Александров, *Оптика и спектроскопия* **19**, 455 (1965).
 60. А. М. Бонч-Бруевич, Н. Н. Костин, В. А. Ходовой **3**, 425 (1966).
 61. Y. Ishida, M. Fukushima, *Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo* **9**, 141 (1928); *Abstract Autumn Meeting Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo* (1941).
 62. W. Grottrian, G. Ramsauer, *Phys. Z.* **28**, 846 (1927).
 63. P. G. H. Sanders (неопубликовано; имеется ссылка в ³⁷).
 64. A. Dalgarno, A. E. Kingston, *Proc. Phys. Soc. London* **73**, 455 (1959).
 65. R. M. Sternheimer, *Phys. Rev.* **127**, 1220 (1962).
 66. K. Murakawa, M. Yamamoto, *J. Phys. Soc. Japan* **21**, 821 (1966).
 67. W. Paul, *Zs. Phys.* **124**, 121 (1947).
 68. W. Lochte-Holtgreven, *Zs. Phys.* **109**, 358 (1938).
 69. W. K. Prokofiew, *Zs. Phys.* **58**, 255 (1929).
-