создания материально-технической базы коммунизма и достигнуть высшей производительности труда». Этим объясняется и определяется исключительно большое внимание партии к проблеме дальнейшего совершенствования организации советской науки и повышения ее роли в ускорении технического прогресса.

Мы сможем добиться успехов в решении крупных научно-технических проблем только тогда, когда сконцентрируем силы и достигнем строгой согласованности работы многочисленных научно-исследовательских, проектно-конструкторских и производственных коллективов. Между тем научно-исследовательские и проектно-конструкторские кадры еще распылены по мелким учреждениям, их усилия разобщены, они нередко дублируют друг друга в своей работе. Результатом этого являются неоправданно большие затраты средств, а внедрение достижений науки и техники в народное хозяйство затягивается на долгие годы.

Предусмотренная решением Пленума передача ведущих научных, проектных и конструкторских институтов, конструкторских бюро заводов государственным отраслевым комитетам позволит ликвидировать указанные недостатки, сосредоточить силы и средства на осуществление единой технической политики. Такая мера, несомненно, ускорит наше движение в области технического прогресса, устранит препятствия на путях внедрения нового в народное хозяйство, еще больше приблизит науку к производству.

Перед советскими оптиками и спектроскопистами, как и перед представителями других наук, стоит задача усилить творческое развитие новых отраслей своих дисциплин, улучшить связь со смежными науками. Теоретическое и экспериментальное изучение процессов испускания и поглощения света веществом открывает невиданные научные и технические перспективы. Оптические методы оказываются исключительно ценными для физики твердых тел, физики больших молекул, полимеров и т. д. Очень важен тесный контакт оптиков и спектроскопистов с химиками. По-прежнему важной практической проблемой является развитие и внедрение в производство новых методов спектрального анализа, в частности молекулярного спектрального анализа. Необходимо также активно и упорно работать над созданием более совершенной оптической и спектральной аппаратуры, разрабатывать оптические методы автоматизации производственных процессов. Использование новых принципов наблюдения и измерения, передачи, записи и обработки информации позволяет все глубже и глубже проникать в физические закономерности, ускорять темп научных исследований.

Нужно умело и быстро внедрять достижения оптики и спектроскопии в народное хозяйство.

В Советском Союзе трудится большая армия ученых, конструкторов, инженеров и новаторов производства. Задачи, поставленные ноябрьским Пленумом, вдохновляют их на новые достижения, цель которых — ускорить создание материально-технической базы коммунизма.

ТОМ XIV, ВЫП. 1 • ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ • 1963 год

ИЗЛУЧЕНИЕ АТОМНОГО ЭЛЕКТРОНА В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

О. Я. Савченко

Найдены волновые функции электрона, движущегося одновременно в радиальном поле атома и переменном магнитном поле. Используя найденные волновые функции, рассчитано спонтанное излучение такого электрона.

В работе [1] рассматривается классическая картина излучения осциллятора в переменном магнитном поле. В настоящей статье приведен квантово-механический анализ аналогичного явления: описывается спонтанное излучение электрона, движущегося одновременно в радиальном потенциальном поле атома и переменном магнитном поле.

Проведем сначала нерелятивистский анализ. Характер излучения электрона в нерелятивистском случае однозначно определяется волновыми функциями электрона, которые находятся решением следующего уравнения Шредингера [2]:

$$\Delta U - \frac{2\mu}{\hbar^2} V(r)\, U - \frac{ieH}{\hbar c}\frac{\partial U}{\partial \varphi_H} + \frac{2i\mu}{\hbar}\frac{\partial U}{\partial t} = 0. \tag{1}$$

Здесь μ, e — масса и заряд электрона; $2\pi\hbar$ — постоянная Планка; $V(r)$ — атомное потенциальное поле; c — скорость света; H — напряженность магнитного поля; индекс при сферической координате как в приведенном уравнении, так и в дальнейшем будет означать, что соответствующая координата относится к сферической системе координат с осью $\vec{z}$, направленной вдоль индекса.

Ищем решение уравнения (1) в виде следующего произведения:

$$U = a(t)\,\psi(\vec{r},\ \vec{\omega}), \tag{2}$$

где $a(t)$ — функция, зависящая только от времени, а $\psi(\vec{r},\ \vec{\omega})$ — координатная часть волновой функции уравнения (1), ось симметрии которой вращается с угловой скоростью $\vec{\omega}$ относительно начала координат.

Подставляя выражение (2) в уравнение (1), получаем

$$a\Delta\psi - \frac{2\mu}{\hbar^2} Va\,\psi + \frac{2i\mu}{\hbar}\psi\frac{\partial a}{\partial t} + \frac{2i\mu a}{\hbar}\left(w\frac{\partial}{\partial\varphi_\omega} - \frac{eH}{2\mu c}\frac{\partial}{\partial\varphi_H}\right)\psi =$$

$$= a\Delta\psi - \frac{2\mu}{\hbar^2} Va\,\psi + \frac{2i\mu}{\hbar}\psi\frac{\partial a}{\partial t} + \frac{2i\mu a}{\hbar}\left|\vec{\omega} - \frac{e}{2\mu c}\vec{H}\right|\frac{\partial\psi}{\partial\varphi_K} = 0, \tag{3}$$

$$\vec{K} = \left|\vec{\omega} - \frac{e}{2\mu c}\vec{H}\right|^{-1}\left(\vec{\omega} - \frac{e}{2\mu c}\vec{H}\right). \tag{4}$$

Нетрудно заметить, что в случае, если $\vec{\omega}$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial\vec{K}}{\partial t} = [\vec{K}\times\vec{\omega}], \tag{5}$$

решение уравнений (1) и (3) имеет вид

$$U_H = \exp\left(-\frac{i}{\hbar}W_i t - mi\int^t \left|\vec{\omega} - \frac{e}{2\mu c}\vec{H}\right| dt\right)\psi(\vec{r}_K,\ \vec{\omega}). \tag{6}$$

Здесь m — азимутальное квантовое число; W_i — собственная энергия при $H=0$, а $\psi(\vec{r}_K, \varpi)$ имеет ось симметрии, направленную вдоль вектора $\vec{K}$, который, как следует из формул (4) и (5), удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial \vec{K}}{\partial t}=\frac{e}{2\mu c}[\vec{K}\times\vec{H}]. \tag{7}$$

Изменение полной энергии электрона, вызванное наличием поля

$$\Delta W_i=\frac{\hbar}{i}\left(\int U_H^*\frac{\partial U_H}{\partial t}\,dv-\int U_0^*\frac{\partial U_0}{\partial t}\,dv\right)=\frac{\hbar em}{2\mu c}(\vec{H}\cdot\vec{K}). \tag{8}$$

Как следует из выражения (6), излучение электрона будет складываться из излучения, вызванного тем, что средний магнитный момент электрона

$$M=\frac{em}{2\mu c}\vec{K} \tag{9}$$

не постоянен по времени, и излучения, вызванного переходами в энергетически более низкие состояния. Магнитное дипольное излучение находится по формуле (2)

$$S_1\approx\frac{2}{3c^3}\left|\frac{\partial^2\vec{M}}{\partial t^2}\right|^2. \tag{10}$$

Частота этого излучения при

$$\dot{H}\ll\frac{eH^2}{2\mu c} \tag{11}$$

имеет величину

$$\nu_1\approx\nu_L=\frac{eH}{4\pi\mu c}. \tag{12}$$

Чтобы описать излучение, вызванное переходами в нижние энергетические состояния, необходимо определить вероятность перехода на какой-либо частоте после прохождения энергетического уровня электрона через резонанс с одним из радиационных осцилляторов [4]. Воспользовавшись методом вариаций постоянных Дирака [3], находим, что вероятность перехода для состояний, у которых разность азимутальных квантовых чисел равна ± 1, имеет вид

$$b_\pm=\frac{4\pi e^2\nu_\pm|r_{12}|^2\left|\int\exp i\nu_\pm t\,dt\right|^2}{3\hbar}\approx\frac{4e^2\nu_\pm|r_{12}|^2}{3\hbar\dot{\nu}_\pm^2}, \tag{13}$$

$$\nu_\pm=\frac{W_1-W_2\pm\frac{\hbar e}{2\mu c}(H\cdot K)}{\hbar}. \tag{14}$$

Энергия, испускаемая в полосе $\Delta\nu$, равна вероятности $b_\pm$, умноженной на число состояний радиационных осцилляторов в этой полосе [4] и на энергию кванта излучения.

$$P=\frac{2p^2\nu^4|r_{12}|^2\Delta\nu}{3c^3\dot{\nu}_\pm}. \tag{15}$$

Из (15) мощность излученной энергии находится элементарно

$$S_2=\frac{\partial P}{\partial t}=\frac{2e^2\nu^4|r_{12}|^2}{3c^3}. \tag{16}$$

Из формул (6) и (16) следует, что в любой достаточно малый промежуток времени излучение электрона, вызванное спонтанными переходами в энергетически более низкие состояния, является точно таким же, как и излучение электрона в случае, если он находится в соответствующем стационарном состоянии в постоянном магнитном поле с напряженностью

$$\vec{H}_{\text{экв}}=(\vec{H}\cdot\vec{K})\vec{K}. \tag{17}$$

Этот вывод позволяет легко определить характер изменения излучения некоторых систем под воздействием импульсного магнитного поля в случае, если время действия последнего много меньше времени установления термодинамического равновесия в системе: система, если пренебречь магнитным дипольным излучением, в достаточно малый промежуток времени излучает так, как излучала бы она в постоянном магнитном поле с напряженностью $\vec{H}_{\text{экв}}$ при сохранении начального термодинамического распределения по стационарным уровням. Этот результат, по-видимому, верен для случая действия слабого магнитного поля на атомы или ионы со скомпенсированными спинами и на водородоподобные атомы или ионы с $m\gg 1$. В случае же действия сильных магнитных полей, разрушающих спин-орбитальную связь, этот результат неверен ни для вышеупомянутых систем, ни, тем более, для водородоподобных атомов с небольшим по сравнению с единицей азимутальным квантовым числом. В этом случае последовательный анализ излучения электрона связан с необходимостью решения уравнения Дирака. Для водородоподобного атома это уравнение записывается в виде [2]

$$\Delta U=\frac{1}{\hbar^2c^2}\left\{\left(\frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial t}-V\right)^2-e^2A^2-\mu^2c^4\right\}U=$$
$$=\frac{\gamma_4}{\hbar c}(\gamma\operatorname{grad}V)U+\frac{ie}{\hbar c}H\frac{\partial U}{\partial\varphi_H}-\frac{e}{\hbar c}(\sigma\cdot\vec{H})U. \tag{18}$$

Здесь γ_α — гиперкомплексные единицы; $\vec{\sigma}$ — спиновый оператор; A — вектор-потенциал.

В отсутствии магнитного поля решение (18) имеет вид [2]

$$U_0=N\exp\left(-\frac{iW_it}{\hbar}\right)\{\psi_1(\vec{r}_z0)+\psi_2(\vec{r}_z,0)\gamma_1+\psi_3(\vec{r}_z0)\gamma_3+$$
$$+\psi_4(\vec{r}_z0)\gamma_{31}\}\cdot\frac{1}{4}(1+i\gamma_{12})(1+\gamma_4). \tag{19}$$

В случае действия сильного магнитного поля невозмущенная функция U_0 переходит в

$$U_H\approx NF(\gamma_\alpha,t)\exp\left\{-\frac{iW_it}{\hbar}-i\left(m-\frac{i\gamma_{12}}{2}\right)\int^t\left|\varpi-\frac{e}{2\mu c}\vec{H}\right|dt\right\}\times$$
$$\times\{\psi_1(\vec{r}_K,\varpi)+\psi_2(\vec{r}_K\varpi)\gamma_1+\psi_3(\vec{r}_K,\varpi)\gamma_3+\psi_4(\vec{r}_K\omega)\gamma_{31}\}\cdot\frac{1}{4}(1+i\gamma_{12})(1+\gamma_4), \tag{20}$$

$$\frac{\partial F}{\partial t}=\frac{ei}{2\mu c}(\vec{\sigma}\cdot H)F. \tag{21}$$

Учитывая, что операция $F^{-1}\gamma_3F$ и $F^{-1}\gamma_{12}F$ равноценна вращению векторов γ_3 и γ_{12} до совпадения с вектором $\vec{L}$, определяемым уравнением

$$\frac{\partial\vec{L}}{\partial t}=\frac{e}{\mu c}[\vec{L}\times\vec{H}],\quad |L|=1, \tag{22}$$

получаем для Гамильтониана функции U_H следующее выражение:

$$W_{1H}=\frac{\hbar}{i}\int U^*_H\frac{\partial U_H}{\partial t}\,dv=W_i+\frac{\hbar e}{2\mu c}\left[\vec{H}\cdot\left(\vec{K}m-\frac{\vec{K}-2\vec{L}}{2k-1}\right)\right], \tag{23}$$

где k — дираковское квантовое число.

Мощность магнитного дипольного излучения, вызванного зависимостью магнитного момента электрона

$$\vec{M}=\frac{\hbar e}{2\mu c}\left(m\vec{K}-\frac{\vec{K}-2\vec{L}}{2k-1}\right) \tag{24}$$

от времени, дается формулой

$$S_1=\frac{2}{3c^3}\left|\frac{\partial^2\vec{M}}{\partial t^2}\right|^2. \tag{25}$$

Вычисление спонтанного излучения, вызванного возможностями переходов электрона в энергетически более низкие состояния с использованием формул (16), (20), (22) и (23) показывает, что излучение электрона в достаточно малый промежуток времени точно такое же, как и при $H\to 0$ в случае, если система ориентирована вдоль вектора $\vec{L}$, а уровни, характеризуемые квантовыми числами m и k, сместятся на величину

$$\Delta W_i=\frac{\hbar e}{2\mu c}\left[\vec{H}\cdot\left(m\vec{K}-\frac{\vec{K}-2\vec{L}}{2k-1}\right)\right]. \tag{26}$$

Следовательно, если на систему из водородоподобных атомов или ионов действует сильное магнитное поле в промежуток времени, меньший времени установления термодинамического равновесия в системе, то эта система (если пренебречь магнитным дипольным излучением) в достаточно малый промежуток времени излучает так, как излучала бы она при смещенных на величину

$$\Delta W_i=\frac{\hbar e}{2\mu c}\left[\vec{H}\cdot\left(m\vec{K}-\frac{\vec{K}-2\vec{L}}{2k-1}\right)\right]$$

энергетических уровнях в очень слабом (ориентирующем) магнитном поле $\vec{H}_0$, направленном вдоль вектора $\vec{L}$.[1]

Литература

[1] М. А. Дивильковский. ЖЭТФ, 7, 650, 1937.
[2] А. Зоммерфельд. Строение атома и спектры, т. 2. Гостехиздат, М.—Л., 1956.
[3] Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. Гостехиздат, М., 1948.
[4] В. Гайтлер. Квантовая теория излучения. Гостехиздат, М.—Л., 1940.

Поступило в Редакцию 27 ноября 1961 г.

[1] Если система первоначально находилась в очень слабом (ориентирующем) постоянном поле, то вплоть до момента действия сильного магнитного поля можно считать, что векторы $\vec{L}$ и $\vec{K}$ направлены вдоль вектора напряженности постоянного поля [2, 3].

ТОМ XIV, ВЫП. 1 • ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ • 1963 год

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СПЕКТРЕ ДИСПРОЗИЯ

А. Р. Стриганов, А. Ф. Головин и М. П. Герасимова

Изотопическое смещение промерено на 30 линиях между компонентами четных изотопов диспрозия. В отличие от предыдущих работ использованы обогащенные изотопы. Обнаружена неэквидистантность в смещении, которая в двух интервалах хорошо объясняется изменением параметра деформации. Исходя из относительного изотопического смещения вновь найдены параметры деформации и внутренние квадрупольные моменты для ядер Dy^{156} и Dy^{158}.

Введение

Исследованию изотопического смещения в спектре диспрозия посвящены две работы [1, 2], в которых для возбуждения спектров был использован обычный диспрозий. Изотопный состав природного диспрозия (табл. 1) позволяет промерять изотопическое смещение только между компонентами двух изотопов Dy^{162} и Dy^{164}. Наличие значительных концентраций нечетных изотопов Dy^{161} и Dy^{163}, дающих сверхтонкую структуру, заметно искажает величину изотопического смещения в интервале $\Delta\nu$ (162—164). Поэтому надежные и полные результаты по измерению изотопического смещения в спектре диспрозия могут быть получены только при помощи обогащенных изотопов.

Таблица 1

Изотопный состав естественного диспрозия и обогащенных образцов

Наименование образцов	Изотопный состав в %						
	Dy^{156}	Dy^{158}	Dy^{160}	Dy^{161}	Dy^{162}	Dy^{163}	Dy^{164}
Естественный	0.05	0.09	2.29	18.89	25.53	24.97	28.18
160—1	—	2.6	55.5	23.9	8.8	4.9	4.3
162—1	—	—	—	4.8	86.4	7.2	1.6
164—1	—	—	—	0.8	4.8	7.9	86.5
156—2	19	3	3	19	23	20	13
158—2	—	25	3	22	20	17	13
160—2	0.9	1.0	74.5	16.1	5.2	1.6	0.7
162—2	—	—	0.3	1.1	90.6	7.1	0.9
164—2	—	—	0.1	0.2	0.7	2.0	97.0
Смесь I	—	—	—	2.3	35.8	7.7	54.2
Смесь II	—	1.6	35.0	16.5	38.0	5.7	3.2
Смесь III	0.4	0.4	35.0	8.0	32.7	3.5	20.0

Диспрозий относится к редкоземельным элементам. Ядра пяти четно-четных стабильных изотопов диспрозия обладают статической деформацией и относятся к области нейтронных чисел 90—98. Представляло интерес детально промерить изотопическое смещение между всеми четными изотопами диспрозия, для того чтобы судить об изменении деформации ядер при добавлении парных нейтронов.