Журнал экспериментальной и теоретической физики

Т. 37 *1959* *Вып. 1(7)*

ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

А. М. Балдин

Понятия молекулярной оптики обобщаются на фотоядерные реакции. Обсуждаются следствия существования еще не обнаруженной экспериментально тензорной поляризуемости атомных ядер. Рассматриваются различные модели тензорной поляризуемости и даются оценки величин эффектов, наблюдение которых возможно при существующем состоянии эксперимента.

1. Введение

В предыдущих работах [1,2] было указано, что сечение взаимодействия γ-квантов с ядрами может существенно зависеть от ориентации спина ядра по отношению к волновому вектору фотона и что обнаружение такой зависимости дало бы доказательство существования тензорной части электрической дипольной поляризуемости атомных ядер. Как уже отмечалось [2], возможная модель такой поляризуемости содержится в удачной интерпретации ширин гигантского резонанса, данной Окамото [3] и Даносом [4]; кроме того, возможны и другие модели тензорной поляризуемости.

Изучение этого нового свойства асимметрии электромагнитных взаимодействий атомного ядра представляет несомненный интерес. Целью настоящей работы является последовательная формулировка теории электрической дипольной поляризуемости атомных ядер, обсуждение экспериментов, с помощью которых можно было бы получить сведения о тензорной части электрической поляризуемости, и оценка величин эффектов с помощью двух различных моделей ядер — модели независимых частиц и коллективной модели [3,4].

Теорию электрической поляризуемости атомных ядер можно строить по аналогии с теорией поляризуемости молекул [5]. Следует, вообще, заметить, что многие из методов молекулярной оптики можно перенести на фотоядерные реакции. Так, например, несомненный интерес представляло бы изучение комбинационного рассеяния γ-квантов на ядрах или эффектов деполяризации рассеянного излучения с целью получения ряда важных параметров ядер. В задачу этой статьи не входит широкое обобщение теории взаимодействия света с молекулами на взаимодействия γ-квантов с ядрами. Мы рассмотрим только упругое рассеяние γ-квантов на ядрах и фотоядерные реакции (полное сечение поглощения дипольных γ-квантов с ядром).

2. Общее рассмотрение

Как известно, основную роль во взаимодействии γ-квантов с ядрами в области энергий до ~ 20 MeV играет электрическое дипольное поглощение. Поэтому мы ограничимся только этой частью взаимодействия.

Возможное существование у ядер тензорной поляризуемости означает, что амплитуда рассеяния может зависеть от спина системы, т. е. наведенный дипольный момент ядра может зависеть от ориентации ядра по отношению к электрическому полю. Наиболее общий вид амплитуды рассеяния, как функции оператора спина ядра $\hat{\mathbf{J}}$ и поляризаций падающего $\boldsymbol{\lambda}$ и рассеянного $\boldsymbol{\lambda}'$ фотонов, запишется в виде

$$\hat{R} = R^{(1)}(\hat{\mathbf{J}}\boldsymbol{\lambda})(\hat{\mathbf{J}}\boldsymbol{\lambda}') + R^{(2)}(\hat{\mathbf{J}}\boldsymbol{\lambda}')(\hat{\mathbf{J}}\boldsymbol{\lambda}) + R^{(3)}(\boldsymbol{\lambda}'\boldsymbol{\lambda}) + T(\boldsymbol{\lambda}'\boldsymbol{\lambda}), \quad (1)$$

где $T = \omega Z^2 e^2 / 2\pi AM$ — амплитуда томсоновского рассеяния, которое может дать существенный вклад (полагаем везде $\hbar = c = 1$)[1]. Амплитуды $R^{(1)}$, $R^{(2)}$, $R^{(3)}$, являющиеся функциями частоты фотона, пропорциональны поляризуемости системы. Так, в случае наличия только скалярной поляризуемости системы ($R^{(1)} = R^{(2)} = 0$) имеем $R^{(3)} = -(\omega^3 / 2\pi)\,\alpha(\omega)$, где α — электрическая дипольная поляризуемость, через которую выражается сечение релеевского рассеяния на малой частице (ядре) согласно[2]

$$d\sigma / d\Omega = \omega^4 |\alpha(\omega)|^2 (\boldsymbol{\lambda}'\boldsymbol{\lambda}).$$

Выражение (1) можно упростить. Обычно в молекулярной оптике рассматривают случай, когда тензор поляризуемости — эрмитов или $\hat{R}^+ = \hat{R}$. Для ядер этот случай мало интересен, так как из-за сильного взаимодействия между частицами ядра его уровни энергии обладают большими ширинами. Поэтому $R^{(1)}$, $R^{(2)}$, $R^{(3)}$ имеют действительную и мнимую части в широкой области частот.

Воспользуемся инвариантностью S-матрицы по отношению к обращению времени; это дает $R^{(1)} = R^{(2)}$. Таким образом, (1) можно переписать в виде

$$\hat{R} = R^T \frac{3}{J(2J-1)} \left\{ \frac{1}{2} [(\hat{\mathbf{J}}\boldsymbol{\lambda}')(\hat{\mathbf{J}}\boldsymbol{\lambda}) + (\hat{\mathbf{J}}\boldsymbol{\lambda})(\hat{\mathbf{J}}\boldsymbol{\lambda}')] - \frac{1}{3}\hat{\mathbf{J}}^2(\boldsymbol{\lambda}'\boldsymbol{\lambda}) \right\} + (R^S + T)(\boldsymbol{\lambda}'\boldsymbol{\lambda}). \quad (2)$$

Целезообразность введения R^T и R^S будет ясна из дальнейшего. Согласно [1,2], назовем $\alpha^S = -(2\pi / \omega^3) R^S$ и $\alpha^T = -(2\pi / \omega^3) R^T$ скалярной и тензорной поляризуемостями. Они являются, очевидно, комплексными параметрами. Мнимые и действительные части этих параметров не независимы, а связаны дисперсионными соотношениями.

Чтобы выразить мнимую часть амплитуды, воспользуемся унитарностью S-матрицы:

$$i(\hat{R}^+ - \hat{R}) = \hat{R}\hat{R}^+. \quad (3)$$

Возьмем матричный элемент матричного равенства (3) по состоянию $(\alpha m j)$ $2\pi/\omega$, где m — проекция спина ядра на ось z, j — проекция вектора поляризации фотона, α характеризует все остальные квантовые числа основного состояния ядра; найдем:

$$i(2\pi/\omega)^2 [(m'j'\alpha | R^+ | \alpha m j) - (m'j'\alpha | R | \alpha m j)] = = (2\pi/\omega)^2 \sum_N (m'j'\alpha | R | N)(N | R^+ | \alpha j m). \quad (4)$$

Сумма берется по всем состояниям, допустимым с точки зрения закона сохранения энергии. Определим оператор поперечного сечения $\hat{\sigma}$ как оператор, среднее значение которого по состоянию поляризации ядер мишени и падающих фотонов дает поперечное сечение

$$\sigma = \mathrm{Sp}\,\hat{\rho}\hat{\sigma}$$

---

[1] Мы, конечно, пренебрегаем дельбрюковским рассеянием и рассеянием на магнитном моменте.

[2] Подчеркнем, что мы всюду имеем в виду не локальную поляризуемость, а поляризуемость всей частицы.

(здесь ρ — матрица плотности). Подставляя (2) в (4), найдем:

$$2\,\frac{4\pi^2}{\omega^2}\left\{\frac{3}{J(2J-1)}\,(m'|\,\frac{1}{2}\,(\hat{J}_{j'}\hat{J}_j+\hat{J}_j\hat{J}_{j'})-\frac{1}{3}\,\hat{J}^2\delta_{jj'}|\,m)\,\mathrm{Im}\,R^T+\right.$$
$$\left.+\,\delta_{jj'}\mathrm{Im}R^S\right\}=(m'\,j'\,|\,\hat{\sigma}\,|\,mj). \qquad (5)$$

Таким образом, мнимые части R^T и R^S просто связаны с сечением поглощения. Вместе с тем из формулы (5) следует наиболее общая зависимость поперечного сечения поглощения от спина ядра. Пусть, например, поляризация фотона задана строго, т. е. матрица плотности, задающая состояние поляризации фотона, имеет вид $\rho=\delta_{jz}\delta_{j'z}$ (ось z направлена вдоль поляризации фотона). Тогда сечение поглощения фотонов запишется в виде

$$\sigma=\mathrm{Sp}\,\hat{\rho}\,\hat{\sigma}=\frac{4\pi^2}{\omega^2}\,2\left\{\frac{3(J+1)}{(J-1)}\left[\frac{\overline{J_z^2}}{J(J+1)}-\frac{1}{3}\right]\mathrm{Im}\,R^T+\mathrm{Im}\,R^S\right\}; \qquad (6)$$

для неполяризованного пучка фотонов найдем

$$\bar{\sigma}=\frac{8\pi^2}{\omega^2}\left\{\frac{3(J+1)}{(2J-1)}\left[\frac{1}{6}-\frac{\overline{J_\varkappa^2}}{2J(J+1)}\right]\mathrm{Im}\,R^T+\mathrm{Im}\,R^S\right\}. \qquad (7)$$

Здесь $\overline{J_\varkappa^2}$ — средний квадрат проекции спина на волновой вектор фотона.

Для неориентированных ядер ($\rho_{m'm}=\delta_{m'm}/(2J+1)$) члены с R^T в формулах (6) и (7) обращаются в нуль. Таким образом, как видно из (6) и (7), для доказательства существования тензорной части поляризуемости атомных ядер следует доказать зависимость сечения поглощения фотонов от ориентации ядра.

Из формулы (7) нетрудно получить, что

$$\mathrm{Im}\,R^T=\frac{2}{3}\,(\omega/2\pi)^2(\sigma_\perp-\sigma_\parallel),$$

где $\sigma_\parallel$ и $\sigma_\perp$ — полные сечения поглощения γ-квантов, когда ядра полностью ориентированы соответственно по направлению волнового вектора фотонов и перпендикулярно этому вектору. Определив мнимую часть R^T, можно найти ее действительную часть, пользуясь дисперсионными соотношениями.

Как отмечалось ранее [1], эффект R^T должен особенно сильно сказаться на сечении рассеяния как на абсолютной величине сечения на неориентированных ядрах, так и на азимутальной асимметрии рассеяния на ориентированных ядрах. Здесь мы приведем более подробные расчеты.

Найдем зависимость сечения упругого рассеяния γ-квантов на ядрах от введенного нами параметра R^T или пропорциональной ему тензорной поляризуемости. Обозначим

$$\hat{\varepsilon}_{ik}=\frac{3}{J(2J-1)}\left[\frac{1}{2}\,(\hat{J}_i\hat{J}_k+\hat{J}_k\hat{J}_i)-\frac{1}{3}\,\hat{J}^2\delta_{ik}\right].$$

Тогда оператор сечения рассеяния запишется как

$$\hat{\sigma}_{ikjq}=(2\pi/\omega)^2\,[R^{T*}\hat{\varepsilon}^*_{ik}+R'^*\delta_{ik}]\,[R^T\,\hat{\varepsilon}_{jq}+R'\delta_{jq}]. \qquad (8)$$

Здесь $R'=R^S+T$.

Найдем сечения рассеяния на неориентированных ядрах. Для этого усредним (8) по состоянию $\rho_{m'm}=\delta_{m'm}/(2J+1)$. Среднее значение произведения $\hat{\varepsilon}_{ik}\,\hat{\varepsilon}_{jq}$ должно иметь вид

$$\overline{\hat{\varepsilon}_{ik}\,\hat{\varepsilon}_{jq}}=A_1\delta_{ik}\delta_{jq}+A_2[\delta_{iq}\delta_{kj}+\delta_{kq}\delta_{ij}].$$

Находя свертки тензоров в левой и правой частях один раз по индексам $i=k$ и $j=q$, другой раз по $i=j$ и $k=q$ и используя соотношения коммутации для компонент оператора спина, нетрудно найти

$$A_1 = -2A_2/3, \qquad A_2 = 3(J+1)(2J+3)/20J(2J-1).$$

Среднее значение $\hat{\varepsilon}_{ik}$ равно нулю. Окончательный результат для поперечного сечения, усредненного по ориентации ядер, но для определенной ориентации поляризации фотона в начальном и конечном состоянии, имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\pi^2}{\omega^2}\left\{|R^T|^2 \frac{3(J+1)(2J+3)}{20(2J-1)J}\left[1+\frac{1}{3}(\boldsymbol{\lambda}'\boldsymbol{\lambda})^2\right] + |R'|^2(\boldsymbol{\lambda}'\boldsymbol{\lambda})^2\right\}. \tag{9}$$

Усредняя по поляризациям фотонов в начальном состоянии и суммируя по конечным состояниям, найдем угловое распределение рассеянных фотонов

$$\overline{\frac{d\sigma}{d\Omega}} = \frac{2\pi^2}{\omega^2}\left\{|R^T|^2 \frac{(2J+3)(J+1)}{20J(2J-1)}(13+\cos^2\theta) + |R'|^2(1+\cos^2\theta)\right\}. \tag{10}$$

Таким образом, как уже отмечалось [1], наличие тензорной поляризуемости можно обнаружить по величине полного сечения упругого рассеяния и по угловому распределению рассеяния (наличие большой изотропной части в угловом распределении).

Упругое рассеяние γ-квантов на ориентированных ядрах обсуждалось ранее [1]. Как было показано, наличие тензорной поляризуемости приводит к азимутальной асимметрии рассеяния. Наибольшая асимметрия получается, когда ядра ориентированы перпендикулярно волновому вектору падающего фотона. Угловое распределение в плоскости, перпендикулярной падающему пучку, имеет вид (в обозначениях настоящей статьи):

$$d\sigma/d\Omega = (2\pi^2/\omega^2)\{[\tfrac{3}{4}|R^T|^2 + \tfrac{3}{2}(R^{T*}R' + R'^*R^T)]\sin^2\varphi +$$
$$+ [\tfrac{1}{4}|R^T|^2 - \tfrac{1}{2}(R^{T*}R' + R'^*R^T) + R'^2]\}. \tag{11}$$

Формула (11) получена в результате классического рассмотрения и справедлива только при $J\to\infty$. Квантовые поправки к ней очень существенны. При $J=0$ или $J={}^1/_2$ азимутальная асимметрия вообще исчезает.

Кроме отмеченных эффектов, наличие тензорной поляризуемости можно обнаружить по измерениям статической поляризуемости и квадратичной флуктуации дипольного момента в основном состоянии для ориентированных ядер на основе применения правил сумм. Эти эффекты обсуждались уже ранее [2].

Таким образом, существует большое количество эффектов, на которые тензорная поляризуемость могла бы оказать влияние и которые вполне можно наблюдать существующими экспериментальными средствами. Для оценок измеримости обсуждаемых эффектов необходимо вычислить R^T и R^S на основе моделей.

3. Модели тензорной поляризуемости

Частично модели тензорной поляризуемости обсуждались ранее [2]. По аналогии с молекулярной оптикой введем понятие «внутренней» тензорной поляризуемости, т. е. поляризуемости в системе координат, вращающейся вместе с ядром. Пусть в системе координат, связанной с ядром, тензорная часть поляризуемости имеет вид

$$\alpha_{ik}^{0T} = \frac{3}{2}\alpha_0^T\left(n_i n_k - \frac{1}{3}\delta_{ik}\right). \tag{12}$$

Мы предположили аксиальную симметрию этого тензора; n_i— компонента единичного вектора вдоль оси симметрии. Обобщение на случай аксиально несимметричного случая не представляет особых затруднений. Кроме того, будем считать, что n совпадает с направлением оси симметрии формы поверхности ядра, вдоль которой направлен спин в основном состоянии ядра. При этих предположениях имеется прямая аналогия между α_0^T и α^T, с одной стороны, и «внутренним» и спектроскопическим квадрупольными моментами— с другой. Отсюда имеем

$$\alpha^T = \alpha_0^T J(2J-1)/(J+1)(2J+3). \tag{13}$$

Таким образом, амплитуда R^T рассеяния фотонов на ядре в лабораторной системе координат выражается через «внутреннюю» поляризуемость с помощью следующей формулы:

$$R^T = -\frac{\omega^3}{2\pi}\frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+3)}\alpha_0^T = R_0^T\frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+3)}, \tag{14}$$

т. е. тензорная поляризуемость для ядер со спином 0 и $^1/_2$ обращается в нуль.

Модель тензорной поляризуемости содержится в обобщении гидродинамической модели дипольных колебаний в ядрах на несферические ядра (Окамото [3] и Данос [4]). Эти авторы обратили внимание на то, что в деформированном ядре колебания плотности нейтронной и протонной жидкостей должны совершаться с двумя близкими характерными частотами. Причем величина отношения этих частот по порядку величины следует из размерных соображений $\omega_1/\omega_2 \sim R_2/R_1$, где R_1 и R_2—наибольший и наименьший радиусы поверхности ядра. Детальное гидродинамическое рассмотрение дает для этого отношения величину $\omega_1/\omega_2 = 0{,}91\, R_2/R_1$ в случае, когда поверхность описывается уравнением эллипсоида с малым эксцентриситетом. Эта идея позволила указанным авторам сделать заключение, что за наблюдаемый на опыте гигантский резонанс в фотоядерных реакциях ответственна не одна характерная частота, а две. Отсюда последовало удачное объяснение «уширения линии» гигантского резонанса для деформированных ядер. Из этой модели также следует, что волна колебаний разности плотностей нейтронной и протонной жидкостей распространяется по направлению электрического поля фотона. Последнее означает, что частота ω_1 возбуждается в том случае, когда электрический вектор фотона направлен вдоль радиуса R_1, а ω_2, когда электрический вектор фотона направлен вдоль радиуса R_2. Мы не будем себя связывать с гидродинамической моделью, а воспользуемся результатами молекулярной оптики и будем рассматривать ядро как совокупность трех линейных осцилляторов, расположенных перпендикулярно друг другу; частоты этих осцилляторов ω_1 и $\omega_2 = \omega_3$, и декременты затухания γ_1 и $\gamma_2 = \gamma_3$ различны. В этом случае амплитуда рассеяния в системе координат, связанной с ядром, имеет вид

$$\begin{aligned} R_0^T &= \frac{\omega^3}{2\pi}\frac{2}{3}\left\{f_1\frac{\omega_1^2-\omega^2+i\gamma_1\omega}{(\omega_1^2-\omega^2)^2+\gamma_1^2\omega^2} - f_2\frac{\omega_2^2-\omega^2+i\gamma_2\omega}{(\omega_2^2-\omega^2)^2+\gamma_2^2\omega^2}\right\}, \\ R_0^S &= \frac{\omega^3}{2\pi}\left\{\frac{1}{3}f_1\frac{\omega_1^2-\omega^2+i\gamma_1\omega}{(\omega_1^2-\omega^2)^2+\gamma_1^2\omega^2} + \frac{2}{3}f_2\frac{\omega_2^2-\omega^2+i\gamma_2\omega}{(\omega_2^2-\omega^2)^2+\gamma_2^2\omega^2}\right\}. \end{aligned} \tag{15}$$

Вид амплитуды в лабораторной системе координат следует из формул (15), (14) и (2). Мнимая часть амплитуды согласно (6) и (7) определяет сечение поглощения γ-квантов ядром. Из формул (15) видно, что при $\omega_1 - \omega_2 \gtrsim \gamma_{1,2}$ тензорная поляризуемость для частот в области гигантского резонанса может вдвое превышать скалярную поляризуемость, откуда следует, что отмечавшиеся выше эффекты вполне возможно наблюдать.

В относительно простых опытах по упругому рассеянию на неориентированных ядрах R_0^T, как видно из формул (10) и (14), тензорная поляризуемость проявится только для ядер с достаточно высокими спинами. Так, например, для ядра In^{115}, спин которого равен $^9/_2$, можно ожидать, что отношение вкладов первого и второго слагаемого достигает 0,5. При этом, как видно из формулы (10), следует ожидать углового распределения в упругом рассеянии типа $a + \cos^2\theta$, где $a = 1{,}5$, а не 1 (последнее соответствует $R^T = 0$)[3].

Для всех оценок весьма существенны значения величин γ_1, ω_1, γ_2, ω_2 и сил осцилляторов f_1 и f_2.

Пожалуй, наиболее основательной гидродинамической оценкой ω_1, ω_2 является оценка Левинджера [6], использовавшего правило сумм типа известной формулы Крамерса—Гайзенберга,

$$\alpha = \frac{1}{2\pi^2}\int\frac{\sigma}{\omega^2}\,d\omega$$

и оценившего статическую поляризуемость ядра в системе координат, связанной с ядром. Результат совпал с расчетами Окамото—Даноса: $\omega_1 \sim 1/R_1$ и $\omega_2 \sim 1/R_2$. Относительно γ_1 и γ_2 в настоящее время ничего определенного сказать нельзя. Опыт как будто указывает, что γ_1 и γ_2 существенно различны. Это обстоятельство невозможно объяснить в рамках простой гидродинамический модели. В связи с этим имеет смысл рассмотреть другие модели.

В работе Сога и Фужита [7] рассчитывались однонуклонные электрические дипольные переходы по модели оболочек для деформированных ядер и было показано, что переходы группируются вокруг двух частот $\omega_1 \sim 1/R_1$ и $\omega_2 \sim 1/R_2$. При таком подходе, естественно, используется ряд детальных предположений о виде волновых функций основных и возбужденных состояний ядер. Покажем, что вывод о том, что в модели независимых частиц $\omega_1 \sim 1/R_1$ и $\omega_2 \sim 1/R_2$ следует из весьма общих представлений о ядре без использования указанных предположений.

Рассмотрим правило сумм

$$\sigma_{-1} = \int\frac{\sigma}{\omega}\,d\omega = 4\pi^2\langle 0|d_z^2|0\rangle \tag{16}$$

в системе координат, связанной с ядром; $\mathbf{d} = \sum\limits_i e_i\mathbf{r}_i$ — оператор дипольного момента ядра; $|0\rangle$ — основное состояние ядра. Правую часть можно записать в виде

$$\langle 0|d_z^2|0\rangle = e^2\langle 0|\sum_i\left(z_i^2 - \tfrac{1}{3}r_i^2\right)|0\rangle + \tfrac{1}{3}\langle 0|d^2|0\rangle - \langle 0|\sum_{i\neq j} z_i z_j - \tfrac{1}{3}r_i r_j|0\rangle. \tag{17}$$

В этом выражении, как нетрудно видеть, первый член пропорционален квадрупольному моменту ядра, второй—первому моменту сечения σ_{-1} для неориентированных ядер, а последний член связан с корреляциями в положении протонов в ядре. Как известно, основными источниками кор-

---

[3] Недавно Е. Фуллер и Е. Хэвард (препринт и частное сообщение Д. Левинджера) сделали попытку интерпретировать свои данные по упругому рассеянию γ-квантов на Ta с точки зрения наличия тензорной поляризуемости у этого ядра (на основе гидродинамической модели Окамото — Даноса). Однако они использовали классическое усреднение по ориентации ядер. Наши формулы (10) и (14) отличаются от формул их работы множителем $J(2J-1)/(2J+3)(J+1)$. Учет этого множителя существенно изменит результат их анализа. Автор пользуется случаем выразить благодарность Д. Левинджеру и Е. Фуллеру за интересную информацию.

реляций типа интересующих нас являются соотношение $\sum \mathbf{r}_k = 0$ (где $\mathbf{r}_k$ — координаты как протонов, так и нейтронов) и принцип Паули. Учтем эти эффекты и оценим последний член. Чтобы учесть соотношение $\sum \mathbf{r}_k = 0$, введем, как обычно, эффективные заряды протона $e_p = eN/A$ и нейтрона $e_n = -eZ/A$, и так как принцип Паули накладывает ограничения только на одноименные частицы, то отбросим члены, связанные с корреляциями протон—нейтрон:

$$e^{-2}\langle 0|d_z^2|0\rangle = (N/A)^2 \langle 0\Big|\sum_{p\,i} (z_i^2 - \tfrac{1}{3} r_i^2)\Big|0\rangle + (Z/A)^2 \langle 0\Big|\sum_{n\,i} (z_i^2 - \tfrac{1}{3} r_i^2)\Big|0\rangle +$$
$$+ \langle 0\Big|\sum_{p\; i\neq j} [z_i z_j - \tfrac{1}{3} r_i r_j]\Big|0\rangle + \langle 0\Big|\sum_{n\; i=j} [z_i z_j - \tfrac{1}{3} r_i r_j]\Big|0\rangle + \tfrac{1}{3}\langle 0|d^2|0\rangle, \tag{18}$$

$\sum_{p(n)}$ — суммирование по всем протонам (нейтронам) ядра.

Для оценки величины корреляций, связанных с принципом Паули, воспользуемся методом, впервые примененным к аналогичной задаче Хохловым[4] [8]. Введем функцию, описывающую распределение координат двух протонов

$$n(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = \frac{1}{Z(Z-1)} \sum_{p_1 \neq p_2} \langle 0|\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{p_1})\,\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_{p_2})|0\rangle$$

(суммирование распространяется по всем протонам ядра).

Определим:

$$\overline{r_\mu r'_\nu} = \int r_\mu r'_\nu n(\mathbf{r}', \mathbf{r})\, d\mathbf{r} d\mathbf{r}',$$
$$\overline{r_\mu^2} = \int r_\mu^2 n(\mathbf{r})\, d\mathbf{r}, \qquad n(\mathbf{r}) = \int n(\mathbf{r}', \mathbf{r}) d\mathbf{r}', \tag{19}$$

$\bar{r}_\mu$, очевидно, равно нулю. Поскольку размер a области, на которой сказываются корреляции, обусловленные принципом Паули, много меньше размеров ядра, то для $n(\mathbf{r}'\mathbf{r})$ можно принять выражение

$$n(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = n(\mathbf{r})\, n(\mathbf{r}') - \Omega\left[\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) n\left(\frac{\mathbf{r}' + \mathbf{r}}{2}\right) - n(\mathbf{r})\, n(\mathbf{r}')\right] \tag{20}$$

и считать, что эта функция одинакова для протонов и нейтронов. Величину $\Omega \sim (a/R)^3$ можно найти, использовав конкретный вид волновых функций ядра. Однако, как будет показано ниже, для наших целей значение этой величины вообще несущественно. Если использовать выражение (20) и наши определения (19), то, как легко получить, формула (18) запишется в виде

$$e^{-2}\langle 0|d_z^2|0\rangle = [(N/A)^2 Z + (Z/A)^2 N]\,\overline{(z^2 - {}^1/_3 r^2)} - \Omega\,[(N/A)^2 Z(Z-1) +$$
$$+ (Z/A)^2 N(N-1)]\,\overline{(z^2 - {}^1/_3 r^2)} + {}^1/_3 \overline{r^2} [(N/A)^2 Z + (Z/A)^2 N] -$$
$$- \Omega\,[(N/A)^2 Z(Z-1) + (Z/A)^2 N(N-1)]\,\overline{r^2}/3. \tag{21}$$

Отсюда найдем зависимость σ_{-1} от угла между электрическим вектором фотона и осью симметрии ядра:

$$\frac{1}{4\pi^2}\sigma_{-1} = F(Z, A, \Omega)\left[\frac{1}{2Z} Q^0 \left(\cos^2\beta - \frac{1}{3}\right) + \frac{1}{3}\overline{r^2}\right], \tag{22}$$

где $F(Z, A, \Omega)$ — общий множитель, вид которого следует из (21); Q^0 — «внутренний» квадрупольный момент ядра.

---

[4] Автор благодарен Ю. К. Хохлову за указание, что эффект корреляций, связанных с принципом Паули, можно легко оценить этим методом.

Для ориентированных ядер из (22) легко получается

$$\frac{1}{4\pi^2}\hat{\sigma}_{-1} = F(Z,\ A,\ \Omega)\left[\frac{1}{2Z}\,Q\,\frac{2(J+1)}{(2J-1)}\left(\frac{\hat{J}_z^2}{J(J+1)}-\frac{1}{3}\right)+\frac{1}{3}\,\overline{r^2}\right], \qquad (23)$$

где Q — спектроскопический квадрупольный момент ядра. Как нами уже отмечалось [2], для дейтерия формула (23) является точной, причем $F=1$ [5].

Из формулы (22) получим

$$(\sigma_{-1}^{(1)}-\sigma_{-1}^{(2)})/\,\sigma^0_{-1} = 3Q^0\,/\,2Z\overline{r^2}\approx 5Q^0\,/\,2ZR^2. \qquad (24)$$

Здесь $\sigma_{-1}^{(1)}$ — наибольшее (при $\beta=0$), а $\sigma_{-1}^{(2)}$ — наименьшее (при $\beta=\pi/2$) значение σ_{-1}; σ^0_{-1} — момент сечения для неориентированных ядер, R — радиус ядра.

Если, как обычно, определить «положение максимума» гигантского резонанса с помощью формулы

$$\overline{\omega}=\int\sigma d\omega\,\Big/\int\frac{\sigma}{\omega}\,d\omega,$$

то из формулы (24) следует величина уширения максимума гигантского резонанса:

$$\overline{(\omega^{(1)}}-\overline{\omega^{(2)})}\,/\,\overline{\omega}_0\approx 5Q^0\,/\,2ZR^2.$$

Сравнивая эту формулу с результатами Окамото и Даноса, находим, что результаты вычисления на основе модели независимых частиц совпадают с точностью до числового множителя с результатами, полученными на основе коллективной гидродинамической модели.

Аналогичные вычисления с помощью формулы (23) дают выражение для «сдвига максимума» [2] полностью ориентированных ядер:

$$(\omega_{\parallel}-\omega_{\perp})\,/\,\omega_0\approx 5Q\,/\,4ZR^2.$$

Здесь Q — спектроскопический квадрупольный момент. Необходимо подчеркнуть, что здесь мы существенно использовали предположение об отсутствии в ядре других корреляций, кроме корреляций с радиусом, много меньшим размеров ядра[6].

Таким образом, из весьма общих предположений при использовании различных моделей получается один и тот же результат $\omega_1\sim 1/R_1$ и $\omega_2\sim 1/R_2$. Вычисление ширин γ_1 и γ_2 на основе модели независимых частиц требует специального исследования.

4. Обсуждение

Как показывает рассмотрение различных моделей ядер, вряд ли можно сомневаться в существовании тензорной поляризуемости у атомных ядер. Во всяком случае можно утверждать, что у ядра дейтерия тензорная поляризуемость существует.

Теория поляризуемости атомных ядер вытекает как обобщение теории поляризуемости молекул [5]. Существенной особенностью тензора поляризуемости атомных ядер по сравнению с тензором поляризуемости молекул

[5] Вычисления величины статической тензорной поляризуемости дейтрона были проведены Ю. И. Брегадзе. Отношение тензорной части поляризуемости к скалярной получилось равным $\sim 1{,}5\%$.

[6] Заметим, что наши результаты не изменяются, если предположить наличие сильных корреляций нейтрон — протон с малым радиусом.

является неэрмитовость первого. Другая особенность теории поляризуемости ядер заключается в том, что рассматриваются эффекты, соответствующие экспериментальным методам ядерной физики. Например, один из основных методов исследования поляризуемости молекул — изучение деполяризации рассеянного излучения—вряд ли будет применен для исследования поляризуемости ядер в ближайшем будущем.

Нам представляется, что основным источником сведений о тензорной поляризуемости атомных ядер следует считать опыты с ориентированными ядрами, хотя опыты по упругому рассеянию γ-квантов на ядрах могли бы конкурировать с этим методом.

В то же время необходимо рассмотреть возможности экспериментального изучения комбинационного рассеяния γ-квантов на ядрах. Этот метод мог бы дать очень много ценных сведений о параметрах ядер. Начатое недавно [9] изучение реакций (γ, γ') (представляющее собой в терминах молекулярной оптики «ядерную люминесценцию») также может дать ряд очень ценных сведений о тензорной поляризуемости атомных ядер. Однако интерпретация этих опытов довольно неоднозначна (не ясно, какое количество и каких переходов произошло, прежде чем ядро достигло метастабильного уровня).

Количественные оценки порядков величин эффектов следуют из формул (2), (7), (10), (14), (15). Как видно из формулы (15), в области частот $\omega \sim \omega_1$ при $\gamma_{1,2} \leqslant \Delta\omega$ R_0^T вдвое превышает R^S, в области же частот $\omega \sim \omega_2$ при $\gamma_{1,2} \leqslant \Delta\omega$ величина R_0^T равна R^S, но противоположна по знаку. Отсюда следует весьма своеобразная зависимость разности сечений поглощения γ-квантов полностью ориентированными ядрами $\sigma_\perp - \sigma_\parallel$ (см. формулы (7) и (8)). Для ядер со спинами $> {}^5/_2$ эта разность одного порядка величины с самими сечениями. Этот эффект заведомо измерим даже при невысокой и ненадежно установленной степени ориентировки ядер, ибо основной интерес представляет энергетический ход величины R^T.

В опытах по упругому рассеянию эффекты тоже очень большие (оценки см. в тексте). Эти выводы почти не зависят от модельных представлений. Одни и те же значения двух частот Окамото — Даноса $\omega_1 \sim 1/R_1$ и $\omega_2 \sim 1/R_2$ следуют из весьма различных моделей. Обсуждение остальных параметров формулы (15) на основе моделей сейчас затруднительно из-за отсутствия экспериментальных данных.

Исследование тензорной поляризуемости, во всяком случае, даст более точные и полные сведения о форме ядер, чем существующие другие методы. Кроме того, экспериментальные данные о величинах γ_1 и γ_2 могут существенно помочь в понимании механизма поглощения γ-квантов ядрами.

Следует подчеркнуть, что обсуждавшиеся эффекты возможно наблюдать только на ядрах с высокими спинами. В связи с этим нам еще раз хотелось бы отметить необходимость изыскания экспериментальных возможностей для изучения комбинационного рассеяния, для которого это ограничение снимается.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 февраля 1959 г.

Литература

[1] А. М. Балдин. Материалы конференции по ядерным реакциям в области малых и средних энергий, М., 1957.
[2] A. M. Baldin. Nucl. Phys., 9, 237, 1958.
[3] K. Okamoto. Progr. Theor. Phys., **15**, 75, 1956; Phys. Rev., **110**, 143, 1958.
[4] M. Danos. Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, **1**, 35, 1956.
[5] G. Placzek, E. Teller. ZS. Phys., **81**, 209, 1933.
[6] J. S. Levinger. Nucl. Phys., 1958 [препринт].

[7] M. Soga, J. Fujita. Nuovo Cim., 7, 1494, 1957.
[8] Ю. К. Хохлов. ЖЭТФ, 32, 124, 1957.
[9] J. Goldemberg, L. Katz. Phys. Rev., 90, 308, 1953. О. В. Богданкевич, Л. Е. Лазарева, Ф. А. Николаев. ЖЭТФ, 31, 405, 1956.

OPTICAL ANISOTROPY OF ATOMIC NUCLEI

A. M. Baldin

Concepts of molecular optics are extended to photonuclear reactions. The consequences of the existence (of a hitherto experimentally unknown) tensor polarizability of atomic nuclei are discussed. Various tensor polarizability models are considered and estimates are made of the magnitude of the effects which one might hope to observe with account of the status of present day experimental techniques.