

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

**ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ  
ПРИ МАЛЫХ И СРЕДНИХ  
ЭНЕРГИЯХ**

**ТРУДЫ  
ВТОРОЙ ВСЕСОЮЗНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ**

*Июль 1960 г.*

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

**ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР**

**МОСКВА 1962**



А. М. Балдин

## ОБЗОР РАБОТ ПО ТЕОРИИ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

На конференции в 1957 г. по ядерным реакциям при малых и средних энергиях проф. Уилкинсон [1] дал краткое и очень точное описание основных теоретических представлений о механизме фотоядерных реакций, существовавших в то время. Теория фотоядерных реакций обсуждалась также и в других докладах прошлой конференции. В связи с этим я постараюсь остановиться в основном на последующем развитии теории, считая результаты прошлой конференции известными.

Как было видно из доклада Л. Е. Лазаревой, эксперименты по фотоядерным реакциям выявили и продолжают выявлять целый ряд интереснейших закономерностей. Теория же фотоядерных реакций явно отстает от этого примечательного прогресса эксперимента. Так, например, теория закономерностей, управляющих продуктами фотоядерных реакций, в настоящее время находится в таком состоянии, что для количественного объяснения даже простых закономерностей приходится привлекать большое количество гипотез частного порядка. Сравнение результатов такого типа с экспериментом дает весьма недостоверную информацию о свойствах ядер. Мы постараемся уделить основное внимание теории простейших эффектов, т. е. таких эффектов, для истолкования которых необходимо привлечь минимум гипотез и которые дают наиболее достоверную информацию о справедливости существующих модельных представлений об атомных ядрах.

Каковы же основные положения, на которые можно твердо опереться при построении теории фотоядерных реакций?

Матричный элемент перехода из состояния ядра  $|i\rangle$  (энергия  $E_i$ ) в состояние  $|f\rangle$  (энергия  $E_f$ ) имеет следующий общий вид:

$$\langle f | \int \hat{\mathbf{j}}(\mathbf{r}) \mathbf{A}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} | i \rangle, \quad (1)$$

где  $\hat{\mathbf{j}}(\mathbf{r})$  — оператор электромагнитного тока,  $\mathbf{A}$  — вектор, потенциал электромагнитного поля. Построение оператора тока в общем случае для любой энергии падающего фотона — трудная и нерешенная задача. Однако если ограничиться энергиями фотонов ниже  $30 \text{ Мэв}$ , то в силу справедливости длинноволнового приближения и ряда строгих аргументов, основанных на анализе экспериментальных данных с помощью правил сумм, в фотоядерных переходах эффективно участвуют лишь электрические дипольные переходы, и для этой области энергий (1) сведется к матричному элементу от оператора дипольного момента

$$\sim i(E_f - E_i) \sqrt{\frac{2\pi}{\omega}} \langle f | (\mathbf{e}, \hat{\mathbf{D}}) | i \rangle.$$

Здесь  $\omega$ ,  $\mathbf{e}$  — соответственно энергия и поляризация падающего фотона. Относительно же оператора дипольного момента ядра  $\hat{\mathbf{D}}$  можно сделать довольно определенные суждения.



Как показывают простые оценки [2], поляризуемость мезонного облака нуклона много меньше поляризуемости ядерного вещества, обусловленной относительным движением нуклонов.

Это позволяет записать оператор дипольного момента в виде

$$D = e \sum_n \frac{1 + \tau_3^{(h)}}{2} (\hat{r}_n - \mathbf{R}) - e \frac{Nz}{A} \boldsymbol{\rho},$$

где  $e$  — заряд,  $\tau_3^{(h)}$  — третья компонента изотопического спина нуклона,  $\mathbf{R}$  — радиус-вектор центра тяжести ядра,  $\boldsymbol{\rho}$  — радиус-вектор, описывающий относительное движение центра масс протонов относительно центра масс нейтронов.

Таким образом, если считать волновую функцию основного состояния ядра  $|i\rangle$  известной (а для легких ядер это в основном так), то излучение фотореакций — это в значительной степени исследование возбужденных состояний ядра  $|f\rangle$ .

Основную роль в спектре дипольных возбуждений играют энергии порядка 10—25 Мэв — гигантский резонанс. Волновые функции ядер при столь высоких возбуждениях изучены очень мало, и поэтому количественное объяснение и предсказание угловых и энергетических зависимостей продуктов фотоядерных реакций выглядит довольно проблематично.

Существенно более простыми величинами являются полные сечения  $\sigma_i^{E1}$  поглощения электрических дипольных фотонов и связанные с ними сечения упругого рассеяния, так как в этом случае обсуждаются только квантовые переходы ядра на возбужденные уровни и не рассматривается сложная динамика последующего распада ядра.

Особенно простыми являются следующие интегральные характеристики:

$$\sigma_0 = \int \sigma_i^{E1} d\omega; \quad \sigma_{-1} = \int \frac{\sigma_i^{E1}}{\omega} d\omega; \quad \sigma_{-2} = \int \frac{\sigma_i^{E1}}{\omega^2} d\omega.$$

Эти величины можно выразить через матричные элементы от операторов по волновым функциям основных состояний ядер и получить следующие соотношения (правила сумм):

$$\sigma_0 = 2\pi^2 \langle i | [\hat{H} D_z] D_z | i \rangle, \quad (2)$$

$$\sigma_{-1} = 4\pi^2 \langle i | D_z^2 | i \rangle, \quad (3)$$

$$\sigma_{-2} = 2\pi^2 \langle i | \hat{\alpha}(0) | i \rangle, \quad (4)$$

где  $\hat{\alpha}(0)$  — оператор электрической дипольной поляризуемости ядра при  $\omega = 0$ ,  $\hat{H}$  — гамильтониан системы, ось  $z$  направлена вдоль вектора поляризации падающего фотона.

Правила сумм были давно известны в оптике атомов и молекул и сравнительно давно применены к ядру, однако возможности получения на их основе строгих результатов относительно фотоядерных взаимодействий далеко не исчерпаны.

Как выяснилось в последние годы, аналогия взаимодействий фотонов с молекулами и ядрами идет очень далеко и оказывается возможным провести весьма широкое обобщение понятий и методов молекулярной оптики на фотоядерные реакции. В настоящее время уже можно говорить о ядерной оптике.

Основной целью доклада является обзор работ по исследованию полного поглощения и рассеяния фотонов ядрами. Этим вопросам было посвящено



большинство теоретических работ за истекший период, что связано с отмеченной выше относительной простотой явления. Объем относящегося сюда материала столь велик, что у меня не остается времени для рассмотрения весьма важного вопроса — фоторасщепления малонуклонных систем (дейтерия, трития, гелия). Этот вопрос относится больше к проблеме ядерных сил, чем к проблематике настоящей конференции.

### ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ АТОМНЫХ ЯДЕР

У системы, помещенной в электрическое поле, возникает наведенный дипольный момент. Коэффициент пропорциональности  $\alpha$  между внешним полем и дипольным моментом называют поляризуемостью системы. В квантовой механике вводится оператор поляризуемости, выражаемый через матричные элементы оператора дипольного момента

$$\langle a | \hat{\alpha}_{\mu\nu}(\omega) | a \rangle = \sum_N \left\{ \frac{\langle a | \hat{D}_\mu | N \rangle \langle N | \hat{D}_\nu | a \rangle}{E_N - E_a - \omega} + \frac{\langle b | \hat{D}_\nu | N \rangle \langle N | \hat{D}_\mu | a \rangle}{E_N - E_a + \omega} \right\}.$$

На предыдущей конференции отмечалось, что поляризуемость ядер может в принципе иметь тензорный характер — наведенный дипольный момент может зависеть от выделенного направления, связанного с ядром (например, спина ядра), т. е. ядра могут быть оптически анизотропны.

Наиболее общее выражение амплитуды упругого электрического дипольного рассеяния как функции оператора спина ядра  $\hat{J}$  и векторов поляризации фотонов имеет вид\*

$$R_{\mu\nu} = -\frac{\omega^3}{2\pi} \left\{ \alpha^s \delta_{\mu\nu} + \alpha^\nu \sum_\gamma e_{\mu\nu\gamma} \hat{J}_\gamma + \alpha^T \frac{3}{J(J-1)} \left( \frac{\hat{J}_\mu \hat{J}_\nu + \hat{J}_\nu \hat{J}_\mu}{2} - \frac{1}{3} \hat{J}^2 \delta_{\mu\nu} \right) \right\} + T \delta_{\mu\nu}. \quad (5)$$

Здесь  $T$  — амплитуда томсоновского рассеяния, а комплексные параметры  $\alpha^s$ ,  $\alpha^\nu$ ,  $\alpha^T$  являются соответственно скалярной, векторной и тензорной поляризуемостями системы.

Комплексные параметры  $\alpha$  сильно зависят от энергии фотона. В них входят резонансные слагаемые вида

$$\frac{f_{0n}}{E_n - E_0 \pm \omega - i\Gamma_n/2}.$$

Задача теоретического исследования оптической анизотропии ядер заключается в предсказании параметров  $f_{0n}$ ,  $E_n$ ,  $\Gamma_n$  и соотношений между  $\alpha^s$ ,  $\alpha^T$  и  $\alpha^\nu$  на основе существующих моделей ядер. Эти параметры оказались весьма критичными к модельным представлениям о структуре ядер. Кроме того, необходимо обсудить экспериментально измеримые эффекты, наиболее критичные к указанным параметрам. Теория оптической анизотропии и понятия, которыми мы воспользовались выше, вытекают как естественное обобщение молекулярной оптики на фотоядерные реакции.

Возможность такого обобщения следует из далеко идущей аналогии взаимодействий фотонов с молекулами и ядрами.

В основу теории релеевского комбинационного рассеяния света на молекулах берутся следующие положения.

1) Возможность ограничиться рассмотрением рассеяния электрических дипольных квантов.

\* Ниже мы следуем работе [3].



2) Возможность рассматривать независимо движение электронов и движение ядер благодаря большому различию частот этих движений.

3) Частота падающего света велика по сравнению с частотой движения ядер.

Все эти положения непосредственно переносятся на взаимодействие фотонов с ядрами; место электронных частот теперь занимают частоты гигантского дипольного резонанса (14—20 Мэв); а место частот движения ядер — коллективные движения поверхности атомных ядер (сотни и даже десятки кэв).

Специфические особенности ядерной оптики заключаются в том, что в этом случае тензор поляризуемости не является эрмитовым, как это часто полагают в молекулярной оптике. Уровни ядра, возбуждаемые дипольными квантами, обладают большими ширинами и сливаются в один широкий максимум — гигантский резонанс. Кроме того, рассматривая различные эффекты [4], необходимо учитывать возможности экспериментальной ядерной физики, которые сильно отличаются от возможностей молекулярной оптики. Указанная аналогия позволяет непосредственно перенести целый ряд свойств молекулярного рассеяния света на фотоядерные реакции.

В частности, из справедливости адиабатического приближения вытекает возможность ввести понятие «внутренней» поляризуемости — поляризуемости ядра в системе координат, жестко связанной с ядром.

Связь тензорной поляризуемости в лабораторной системе координат  $\alpha^T$  с тензорной поляризуемостью в системе координат, связанной с ядром  $\alpha_0^T$ , полностью аналогична связи «спектроскопического» и «внутреннего» квадратных моментов ядер

$$\alpha^T = \frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+3)} \alpha_0^T. \quad (6)$$

Простейшей моделью тензорной поляризуемости ядра, так же как и в молекулярной оптике, может служить модель анизотропного осциллятора. Для простоты рассмотрим ядро как совокупность трех линейных осцилляторов, расположенных перпендикулярно друг другу; собственные частоты этих осцилляторов  $\omega_1$  и  $\omega_2 = \omega_3$  и декременты затухания  $\gamma_1$  и  $\gamma_2 = \gamma_3$  различны. В этом случае поляризуемости имеют вид

$$\alpha^s = \frac{1}{3} \left[ \frac{f_1}{\omega_1^2 - \omega^2 - i\gamma_1\omega} + \frac{2f_2}{\omega_2^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_2} \right],$$

$$\alpha^v = 0, \quad (7)$$

$$\alpha^T = \frac{2}{3} \left[ \frac{f_1}{\omega_1^2 - \omega^2 - i\gamma_1\omega} - \frac{f_2}{\omega_2^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_2} \right].$$

Из формул (7) видно, что при определенных значениях частот фотонов  $\omega$  тензорная поляризуемость может вдвое превышать скалярную поляризуемость, т. е. эффекты, связанные с тензорной поляризуемостью, вполне можно наблюдать экспериментально. С другой стороны, если вспомнить, как много сведений о структуре молекул удалось получить, изучая тензор поляризуемости молекул (релеевское и комбинационное рассеяния света на молекулах), то нетрудно предвидеть большое значение исследования тензора поляризуемости атомных ядер для понимания свойств последних. Перейдем к описанию имеющихся в нашем распоряжении сведений о параметрах оптической анизотропии ядер.



### СЕЧЕНИЕ ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Наиболее изученным среди параметров оптической анизотропии ядра является мнимая часть  $\alpha^s(\omega)$ . Действительно, из унитарности  $s$ -матрицы легко получить, что сечение полного поглощения фотонов неориентированными ядрами имеет вид

$$\sigma_t = -4\pi\omega I_m \alpha^s(\omega).$$

Описание зависимости  $\sigma_t$  от  $\omega$  было дано в предыдущем докладе Л. Е. Лазаревой. Эксперимент уже вплотную подошел к изучению структуры гигантского резонанса. Теоретическое предсказание тонкой структуры гигантского резонанса, за исключением некоторых легких ядер, в настоящее время представляется очень сложной проблемой.

Расчеты среднего положения максимума гигантского резонанса обсуждались довольно подробно на прошлой конференции, однако они продолжали интересовать теоретиков и в последние годы. Особое значение приобрели расчеты ядерного фотоэффекта по модели оболочек. Расчет ширины и площади гигантского резонанса на основе модели независимых частиц был проведен Уилкинсоном [5], давшим на прошлой конференции простое качественное объяснение, почему многие тысячи дипольных переходов модели независимых частиц так компактно группируются в гигантский резонанс: потенциальная яма по своим свойствам близка к потенциалу гармонического осциллятора, а для последнего линия дипольного поглощения является монокроматической.

Однако для того, чтобы согласовать с экспериментом положение максимума гигантского резонанса  $\omega_{\text{макс}}$ , Уилкинсону пришлось ввести эффективную массу нуклона  $M^* \sim 0,5 M$ . Эффективная масса учитывает возможную зависимость потенциала от скоростей. Увеличение энергии  $\omega_{\text{макс}}$  можно получить, не вводя  $M^*$ , а учитывая остаточные парные взаимодействия между нуклонами. Качественно роль остаточных парных взаимодействий обсуждалась на прошлой конференции Дараганом и Широковым [6], пытавшимся связать квазидейтонный механизм с механизмом фоторасщепления ядер в области гигантского резонанса. Наиболее важной работой в этом направлении является работа Эллиотта и Флауэрс [7]. На прошлой конференции Флауэрс сообщил о результатах расчета кривой поглощения для ядра  $O^{16}$ . Особенно примечательной чертой результатов Эллиотта и Флауэрс были большие ширины высокорасположенных уровней, согласующиеся с экспериментом. Парные силы между нуклонами учитывались по теории возмущений.

Недавно Браун и Болстерли [8], а также Неудачин, Шевченко и Юдин [9] подчеркнули, что успех расчетов Эллиотта и Флауэрс связан с учетом остаточных взаимодействий и что введение в модель Уилкинсона остаточных взаимодействий позволяет объяснить положение максимума гигантского резонанса без использования эффективной массы. Однако ядро  $O^{16}$  является очень простым примером. Благодаря «дважды магичности» этого ядра возникает много правил отбора и гигантский резонанс исчерпывается пятью переходами. В общем же случае задача вычисления формы и положения максимума неизмеримо усложняется, и без упрощающих предположений практически невозможно обойтись. Кроме того, результаты оказываются очень критичными к конкретному выбору потенциала парных взаимодействий.

Браун и Болстерли [8] отметили существенное различие между уровнями, рассчитанными по обычной модели оболочек, и состояниями, возникающими в результате поглощения фотона. При дипольном поглощении фотона нуклоном замкнутой оболочки образуются сильно скоррелированные ча-



стица и «дырка». Учет взаимодействия (отталкивательного) частица — дырка сильно увеличивает энергию линии дипольного поглощения.

Я не буду подробно останавливаться на этой интерпретации роли остаточных взаимодействий, так как она является основным содержанием доклада д-ра Брауна.

Неудачин, Шевченко и Юдин [9] не используют конкретного вида остаточных взаимодействий, а влияние их выявляют по экспериментальным данным о нижних состояниях атомных ядер. Кроме того, эти авторы учитывают различие спин-орбитального расщепления для частиц и «дырок». В отличие от работы Брауна и Болстерли они рассматривают конкретные ядра ( $\text{Ca}^{40}$ ,  $\text{V}^{51}$ ,  $\text{Ni}^{58}$ ,  $\text{Cu}^{63}$  и  $\text{Cu}^{65}$ ) и не ограничиваются качественным указанием на роль остаточных взаимодействий, а добиваются количественного согласия с экспериментом. Необходимо, однако, отметить, что Неудачин, Шевченко и Юдин рассматривают только диагональную часть матрицы оператора взаимодействия между нуклонами и не учитывают смешивания конфигураций. Фактически эти авторы устанавливают связь экспериментальных данных по фотоэффекту со спектроскопическими данными, и предсказываемая ими величина  $\omega_{\text{макс}}$  содержит величины, взятые из эксперимента.

Попутно Неудачин, Шевченко и Юдин обсуждают выходы фотоядерных реакций. Среди этих результатов необходимо отметить следующее: возбужденный нейтрон в конечном состоянии оказывается связанным, так что вылет его возможен только вследствие смешивания конфигураций. Кроме этой работы Неудачин, Шевченко и Юдин представили подробные расчеты дипольного поглощения  $\gamma$ -квантов ядрами  $p$ -оболочки [10]. Как уже отмечалось, детальный расчет фотопоглощения ядрами с незамкнутой оболочкой был бы необычайно громоздким. Кроме того, в этом поглощении большую роль играют остаточные взаимодействия, явный вид которых плохо очень известен. Упрощения предположения Неудачина, Шевченко и Юдина сводятся к следующему.

1. Схема Юнга орбитальной части волновой функции  $p$ -оболочки является хорошим квантовым числом (это означает принятие супермультиплетной структуры Вигнера).

2.  $S$ - и  $D$ -нуклоны считаются слабо связанными с  $p$ -каркасом. Для оценки остаточных взаимодействий используются экспериментальные данные о низких возбужденных состояниях ядер.

Эти же данные экстраполируются на высокие возбужденные состояния. Предположение 1 означает, что принимаются во внимание только остаточные взаимодействия майорановского типа. Предположения довольно грубые, однако авторы в основном претендуют лишь на предсказание положения и интенсивности суммарных групп переходов, а не на описание детальной картины явления.

Расчеты были проведены для ядер  $\text{Li}^7$ ,  $\text{C}^{12}$ ,  $\text{C}^{13}$ . Согласие с имеющимися экспериментальными данными удовлетворительно.

Я думаю, что в дискуссии авторы более подробно осветят результаты этой интересной работы. Результаты эти весьма многообразны, причем способ классификации состояний по схемам Юнга позволяет обсудить  $\alpha$ -частичное коррелирование нуклонов. Авторы предлагают целую программу экспериментов для подтверждения их теории.

Положению гигантского резонанса  $\omega_{\text{макс}}$  в сечении полного поглощения посвящены и другие работы. Интерес к этому вопросу, как мы видели, не случаен:  $\omega_{\text{макс}}$ , с другой стороны, поддается расчету и может быть надежно измерена, с другой стороны, она оказывается очень критичной к одному из наиболее важных, но мало исследованных эффектов — остаточному взаимодействию нуклонов в ядрах.



Необходимость учета взаимодействий между нуклонами, содержащих обменные силы или силы, зависящие от скоростей, непосредственно следует из правила сумм (2). Отсутствие таких членов в  $\hat{H}$ , как известно [11], дает величину интегрального сечения, примерно вдвое меньшую экспериментального значения.

Я думаю, что влияние остаточных взаимодействий на сечение поглощения фотонов ядрами — это один из тех вопросов, которые нам надо подробно обсудить.

Если ставить целью исследование остаточных взаимодействий, то наибольший интерес представляют ядра с замкнутыми оболочками и некоторые легкие ядра. В этих случаях можно провести расчеты без привлечения упрощающих предположений и более однозначно интерпретировать экспериментальные данные. Особого внимания заслуживает ядро  $O^{16}$ , которое, как сообщила Л. Е. Лазарева, в настоящее время подвергнуто тщательному экспериментальному изучению.

### ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ ЯДЕР

Среди параметров оптической анизотропии до недавнего времени обсуждался только  $I_{m\alpha^2}(\omega)$ , которому мы уделили большое внимание. В основном это было связано с тем, что экспериментальные данные по фотоэффекту были слишком неточны, а исследование оптической анизотропии предполагает знание структуры гигантского резонанса. Исследования рассеяния  $\gamma$ -квантов на ядрах и взаимодействия  $\gamma$ -квантов с ориентированными ядрами стали возможны лишь в последнее время.

Из простых качественных соображений ясно, что в сильно деформированных ядрах поляризуемость по различным осям может быть различной\*.

Соображения Окамото и Даноса [12] о связи величины уширения гигантского резонанса для деформированных ядер с квадрупольными моментами ядер обсуждались в докладе Уилкинсона. Вряд ли можно применять эти гидродинамические соображения для детального расчета оптической анизотропии, хотя их эвристическая ценность не подлежит никакому сомнению.

Задачи теории в свете существования у ядер оптической анизотропии нам представляются следующими.

1. Обсуждение эффектов, на которых проявляются указанные выше параметры анизотропии.
2. Предсказание величин параметров на основе существующих модельных представлений и обсуждение того, как может повлиять на наши представления о ядре изучение оптической анизотропии.

Перейдем к первой задаче.

Опыты с ориентированными ядрами частично были рассмотрены на предыдущей конференции [13]. Эти исследования были продолжены в работах Балдина и Семенко [3], [14]. Перечислю основные результаты этих работ. Сечение полного поглощения фотонов ориентированными ядрами очень критично к тензорной поляризуемости. Векторная поляризуемость проявляется только в случае поглощения ориентированными ядрами фотонов, обладающих круговой поляризацией. В сечения упругого рассеяния  $\gamma$ -квантов на неориентированных ядрах сложным образом входят все три поляризуемости, и определение отдельных параметров затруднено. Существенную помощь здесь может оказать применение дисперсионных соотношений и использование данных по полному сечению поглощения.

\* Кроме того, существование тензорной части поляризуемости у некоторых легких ядер не подлежит сомнению. Например, элементарно оценивается тензорная часть поляризуемости дейтона [3].



Тензорная поляризуемость очень резко проявляется на азимутальной зависимости рассеяния  $\gamma$ -квантов на ориентированных ядрах. Сечение под разными азимутальными углами может отличаться в несколько раз.

Разность дифференциальных сечений упругого рассеяния  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\mathbf{k}', \mathbf{k})$  может служить мерой векторной поляризуемости. В случае поляризованных ядер из-за наличия векторной поляризуемости возникает зависимость упругого рассеяния  $\gamma$ -квантов на ориентированных ядрах от знака азимутального угла рассеяния.

Все эти выводы являются строгими, не зависящими от модельных представлений.

В работе Балдина [3] подчеркивалось, что перечисленные методы не охватывают исследования тензора поляризуемости широкого класса ядер — ядер с нулевым спином и что в этой связи необходимы изыскания методов измерения комбинационного рассеяния фотонов на ядрах.

Исследование комбинационного рассеяния дало бы очень много сведений о тензоре поляризуемости для ядер с любым спином. Оно, по-видимому, наблюдалось Фуллером и Хайвард, обратившими внимание на то, что в современных экспериментах по упругому рассеянию фотонов на ядрах фактически измеряется суммарное сечение упругого и комбинационного рассеяний. Об этой чрезвычайно интересной работе расскажет д-р Фуллер.

Теория комбинационного рассеяния фотонов на ядрах обсуждалась в работе Марича и Мебиуса [15] и в работе Тулупова [16]. Я кратко остановлюсь на работе Тулупова, в которой эффект рассмотрен независимо от модельных представлений об оптической анизотропии ядер.

В адиабатическом приближении можно принять, что внутренние характеристики ядра не зависят от состояния его вращения (в пределах одной вращательной полосы). Отсюда сразу следует, что сечение комбинационного рассеяния будет определяться теми же поляризуемостями, что и упругое рассеяние. В частности, для сечения ротационного Раман-эффекта получается следующее выражение:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{40} \left( \frac{\omega}{c} \right)^4 (2JOK|J'K|^2 |\alpha_{ok}^T(\omega)|^2 (13 + \cos^2 \theta),$$

где  $(2JOK/I'k)$  — коэффициент Клебша — Гордана,  $J, J'$  — соответственно спины основного и возбужденного состояний.

Перейдем ко второй задаче.

Простейшей моделью оптически анизотропной системы, как отмечалось, является анизотропный осциллятор. Существующие модели ядер могут претендовать лишь на весьма приближенное предсказание параметров эквивалентного анизотропного осциллятора  $f_1, \omega_1, \gamma_1, f_2, \gamma_2, \omega_2, f_3, \gamma_3, \omega_3$ . Для такого осциллятора  $\alpha^v = 0^*$ . Сечение полного поглощения имеет три максимума, соответствующие собственным частотам. В случае аксиальной симметрии два максимума сливаются и кривая поглощения становится двугорбой. Наиболее достоверный способ расчета собственных частот эквивалентного осциллятора основан на применении правил сумм (2) и (3), записанных в системе координат, жестко связанной с ядром [3]:

$$\bar{\omega}_n = \frac{\sigma_0^{(h)}}{\sigma_{-1}^{(h)}} \quad (h = 1, 2, 3). \quad (8)$$

\* Векторная поляризуемость существенно связана с тонкой структурой гигантского резонанса. Оценки, сделанные в [14], показывают, что ядра должны обладать векторной поляризуемостью и что она составляет примерно  $1/A$  от скалярной поляризуемости.



Индекс  $i$  нумерует главные оси эквивалентного осциллятора;  $\sigma_{-1}^{(i)}$  согласно (3) выражается через матричный элемент по основному состоянию ядра от оператора  $\hat{D}_z^2$ , где ось  $z$  направлена вдоль одной из главных осей эквивалентного осциллятора и совпадает с вектором поляризации фотона. Вычисления на основе модели независимых частиц этих матричных элементов дают  $\bar{\omega}_n \sim 1/R_h$  в согласии с гидродинамическими оценками Окамото и Даноса [12] и Левинджера [17], применившего правило сумм (3) (здесь  $R_h$  — радиус поверхности ядра). Иначе этот результат можно представить в виде связи расстояния между максимумами с внутренним квадрупольным моментом ядра  $Q^\circ$

$$\frac{\bar{\omega}_2 - \bar{\omega}_1}{\omega_{\text{макс}}} \sim \frac{5}{4} \cdot \frac{Q^\circ}{zR_0^2}. \quad (9)$$

Может возникнуть вопрос о влиянии остаточных взаимодействий на величины  $\bar{\omega}_1$  и  $\bar{\omega}_2$ . Как было ясно из изложенного, положение максимума гигантского резонанса  $\bar{\omega}_{\text{макс}}$  очень сильно зависит от предположения об остаточных взаимодействиях.

На первый взгляд согласие формулы (9) с экспериментом, которое было продемонстрировано Окамото [18], кажется случайным, так как расстояние между соседними максимумами  $\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}_2$  много меньше неопределенностей  $\bar{\omega}_n$ , связанных с остаточными взаимодействиями.

На самом же деле формулу (9) можно обосновать довольно строго с помощью следующего рассуждения. Как было показано Хохловым и Левинджером [19],  $\sigma_{-1}$  хорошо рассчитывается на основе модели независимых частиц, в то время как  $\sigma_0$  требует учета обменных сил. Именно введение обменных сил (или эффективной массы) увеличивает  $\sigma_0$ , приводя в соответствие с экспериментом расчетное значение  $\omega_{\text{макс}}$ . Нетрудно показать, что  $\sigma_0$  даже в том случае, если ввести остаточные взаимодействия (обменные силы), будет слабо зависеть от выделенного в ядре направления. Поэтому согласно формуле (8) вся зависимость  $\bar{\omega}_n$  от направления содержится в  $\sigma_{-1}^{(n)}$ . Зависимость же

$$\sigma_{-1}^{(n)} = 4\pi^2 \langle i | D_n^2 | i \rangle \propto R_n,$$

как показала Семенко, следует из расчетов по различным моделям независимых частиц. Таким образом, учет остаточных взаимодействий должен приводить к изменению как  $\bar{\omega}_1$ , так и  $\bar{\omega}_2$ , но не должен менять  $\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}_2$ , сохраняя справедливость формулы (9).

Более детальный расчет формы максимума или даже расчет параметров эквивалентного анизотропного осциллятора  $\gamma_1, \gamma_2, f_1, f_2$  в настоящее время представляет большие трудности. Расчет сечений поглощения деформированными ядрами на основе модели независимых частиц с потенциалом Нильссона был проведен Уилкинсоном [21]. Этот потенциал содержит две характерные частоты. Одна связана с движением частиц вдоль оси симметрии ядра, а другая — с движением в перпендикулярном направлении. Уилкинсон, подобрав параметры, получил качественное описание формы гигантского резонанса в виде двух линий поглощения. На весьма интересную особенность нильсоновского потенциала обратили внимание Моттельсон и Нильссон [22]. Учет в гамильтониане взаимодействия членов  $B(\hat{I}_s) + C \hat{I}_k^2$  снимает вырождение по проекции момента на ось симметрии ядра. Расщепление уровней, соответствующее снятию вырождения, приводит к тому, что пик, отвечающий большей резонансной частоте  $\omega_2$ , уширяется значи-



тельно сильнее, чем пик, соответствующий частоте  $\omega_1$ . Отношение ширины эквивалентного анизотропного осциллятора получается  $\gamma_2/\gamma_1 \sim 1,7$ .

Еще до появления этой работы Семенко [23] проанализировала экспериментальные данные по сечению поглощения и пришла к выводу, что отношение ширины пиков равно  $\gamma_2/\gamma_1 \approx 1,5 \div 2$ .

Д-р Фуллер располагает по этому вопросу новыми и весьма полными экспериментальными данными и проведет в своем докладе сравнение  $\gamma_2/\gamma_1$  с результатами Моттельсона — Нильссона [2].

Я только хочу заметить, что для вывода Моттельсона и Нильссона большую роль играет добавка к потенциалу  $C\hat{l}^2$ . Эта добавка, объясняющая большое различие в эффективных ширинах  $\gamma_2$  и  $\gamma_1$ , вместе с тем резко сдвигает в сторону низких частот  $\omega_2$  и  $\omega_1$  и уменьшает разность  $\omega_2 - \omega_1$  настолько, что они начинают не согласовываться с экспериментом.

Это легко получить на основе правила сумм для  $\sigma_0$  формулы  $\bar{\omega} = \frac{\sigma_0}{\sigma_{-1}}$ .

Введение остаточных взаимодействий может помочь преодолению этой трудности, однако вопрос о надежном количественном расчете  $\gamma_1$ ,  $f_1$ ,  $\gamma_2$ ,  $f_2$  в настоящее время остается открытым.

Большой интерес представляет изучение оптической анизотропии на основе модели аксиально несимметричных ядер, развиваемой А. С. Давыдовым и его сотрудниками. Этот весьма интересный вопрос очень мало изучен.

Инопин [20] рассмотрел вопрос о сечении полного поглощения фотонов аксиально несимметричными ядрами на основе гидродинамического подхода. Как и следовало ожидать, это сечение имеет три максимума. Наиболее интересным результатом этой работы является то, что параметры поверхности ядра, выбранные на основе спектроскопических данных, приводят к хорошему согласию с экспериментальными данными о сечении полного поглощения фотонов. Причем значительное превышение  $\gamma_2$  над  $\gamma_1$  получает естественное объяснение: второй пик представляет собой наложение двух пиков, разрешить которые пока еще не удалось.

Из изложенного ясно, что параметры тензора электрической дипольной поляризуемости очень критичны к остаточным взаимодействиям, к взаимодействиям, зависящим от скоростей, и к другим особенностям модельных гамильтонианов. Нам представляется, что изучение тензора электрической поляризуемости ядер является одной из наиболее актуальных задач в области фотоядерных реакций.

### УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ФОТОНОВ В ОКРЕСТНОСТИ ( $\gamma_n$ )-РЕАКЦИЙ

Сечения упругого рассеяния фотонов, как известно [24], имеют явно выраженный максимум в окрестности порога ( $\gamma$ ,  $n$ ) реакций. Теоретической интерпретации этого максимума за истекший период были посвящены три работы.

Калинкин [25] предложил объяснить этот эффект резонансным рассеянием при возбуждении одноуклонных состояний ядер. Результаты его расчетов на основе модели оболочек не только качественно, но и количественно передают закономерности рассеяния в этой области.

Базь и Бадалян [26] высказали интересные соображения о положении этого резонанса, указав, что тот закон размытия границы ядра, который обычно принимается в теории ядерных реакций, неизбежно приводит к существованию одночастичного уровня, расположенного в непосредственной окрестности нулевой (т. е. пороговой) энергии. Рассеяние на этом уровне, по мысли авторов, и отвечает за указанный резонанс.



Лапидус и Чжоу Гуан-чжао [27] предложили в качестве объяснения этого максимума известные особенности в сечениях упругих процессов в районе порогов неупругих процессов. Для получения количественных результатов они использовали метод дисперсионных соотношений.

К сожалению, мне не ясно, в какой мере это толкование сможет объяснить нерегулярности поведения максимума при переходе от ядра к ядру. Не понимаю я также, почему авторы пренебрегли рассеянием на уровнях ядер в стабильной области. Этим вкладом Калинкину удалось полностью объяснить эффект.

За недостатком времени я совсем не смог коснуться работ о продуктах фотореакций. Среди представленных на конференцию работ по этому вопросу прежде всего надо отметить работу Неудачина, Шевченко и Юдина «О природе гигантского резонанса реакции ( $\gamma, p$ ) на свинце и висмуте», так как она тесно связана с обсуждавшимися выше их работами.

Я думаю, что авторы восполняют этот пробел в последующей дискуссии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Уилкинсон. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М., Изд-во АН СССР, 1958.
2. А. М. Балдин. Nucl. Phys., **18**, 310, 1960.
3. А. М. Балдин. ЖЭТФ, **37**, 202, 1959.
4. Г. Плачек. Релеевское рассеяние и раман-эффект. ГНТИУ, 1935.
5. D. H. Wilkinson. Physica, **22**, 1039, 1956.
6. Дарагани Ю. М. Широков. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М., Изд-во АН СССР, 1958.
7. I. P. Elliott a. B. H. Flowers. Proc. Roy. Soc., **A 242**, 57, 1957; Б. Флауэрс. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М., Изд-во АН СССР, 1958.
8. G. E. Brown a. M. Bolsterly. Phys. Rev., Lett. **3**, 472, 1959.
9. В. Г. Неудачин, В. Г. Шевченко и Н. П. Юдин. Наст. сб., стр. 486.
10. В. Г. Неудачин, В. Г. Шевченко и Н. П. Юдин. Наст. сб., стр. 495.
11. J. S. Levinger a. H. A. Bethe. Phys. Rev., **78**, 115, 1950.
12. К. Окамото. Progr. Theor. Phys., **15**, 75, 1956; C. Danos. Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, **1**, 35, 1956.
13. А. М. Балдин. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М., Изд-во АН СССР, 1958.
14. А. М. Балдин и С. Ф. Семенко. ЖЭТФ, **39**, 434, 1960.
15. Z. Maria a. P. Möbius. Nucl. Phys., **10**, 135, 1959.
16. Б. А. Тулупов. Наст. сб., стр. 508.
17. J. S. Levinger. Nucl. Phys., **8**, 428, 1958.
18. К. Окамото. Phys. Rev., **110**, 143, 1958.
19. Ю. К. Хохлов. Докл. АН СССР, **97**, 970, 1955; J. S. Levinger. Phys. Rev., **97**, 970, 1955.
20. Е. В. Инопин. ЖЭТФ, **38**, 992, 1960.
21. D. H. Wilkinson. Phyl. Mag., **3**, 567, 1958.
22. B. R. Mottelson a. S. G. Nilsson. Nucl. Phys., **13**, 281, 1959.
23. С. Ф. Семенко, Вестн. МГУ (в печати).
24. E. G. Fuller, E. Naumgard. Phys. Rev., **101**, 692, 1956.
25. Б. Н. Калинкин. ЖЭТФ, **36**, 1438, 1959.
26. А. И. Базь и А. М. Бадалян. ЖЭТФ, **40**, 549, 1961
27. Л. И. Лапидус и Чжоу-Гуан-Чжао. Препринт ОИЯИ, 1960.