



ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

58-88

ИТЕФ -- 58 (1988).

В.К. ДОЛИНОВ, В.Л. КОРОТКИХ,
И.А. ПШЕНИЧНОВ, А.С. СТАРОСТИН

ЭФФЕКТ ДОПЛЕРА
В РЕАКЦИИ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР

II. Расчеты

Москва — ЦНИИАтоминформ — 1988

ЭФФЕКТ ДОПЛЕРА В РЕАКЦИИ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЛЕГКОГО ЦЕНТРОНА РАСТВОРА:
Препринт ИТЭФ 88-58/

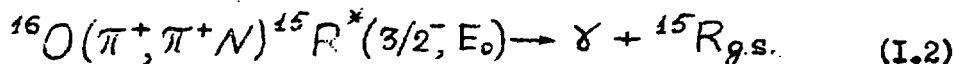
В.К.Долінов^х, В.Л.Коротких^х, И.А.Пленичнов^х, А.С.Старостин -
М.: ИИИАтоминформ, 1988 - 24с.

В рамках единой теории прямых и резонансных процессов выполнен расчет энергетического распределения фотонов, излучаемых дочерним ядром в процессе однонуклонного расщепления ядра ^{16}O пионами с импульсом 2.0 ГэВ/с. Исследована зависимость формы этого распределения от механизма реакции, анизотропии фотонов и от постановки эксперимента. Настоящая публикация является продолжением работы [1].

Рис. - 9, список лит. - 15 наим.

^х) Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

Первая часть настоящего исследования опубликована в работе /1/ и посвящена изложению формальной теории. Здесь мы приводим результаты расчетов сечения и функции Доплера (ФД) в реакции (рис.1)



Нумерация разделов и ссылок на формулы и рисунки сохраняется общей для обеих частей работы.

5. РАСШЕЛЕНИЕ ЯДРА ${}^{16}\text{O}$

В соответствии с теорией, изложенной в разделе 4, построим волновую функцию относительного движения нуклона и ядра ${}^{15}\text{R}^*$. Для этого воспользуемся базисом частично-дырочных состояний /2/. Пренебрежем вкладом каналов с выбиванием нуклона из S -оболочки. Тогда в расчет войдут 2 протонных и 2 нейтронных дырочных состояния, определяемые квантовыми числами: $1P_{1/2}^{-1}$, $1P_{3/2}^{-1}$. Число связанных каналов определяется правилом сложения моментов, законом сохранения четности. В нашем расчете оно равно 4 для $J^P = 0^+$, 10 для $J^P = 1^-$ и 12 для $J^P = 2^+$, 3^- и 4^+ .

При вычислении матрицы связи каналов $U_{cc'}^{\alpha, P}$ воспользуемся потенциалом остаточного взаимодействия для δ -сил

с параметрами из работы Бака и Хила /2 /. Параметры оптического потенциала (4.8) для $e \leq 2$ взяты из работы /2 /, а для $e \geq 3$ мы приняли $U_0 = 50$ МэВ, $U_{S0} = 7$ МэВ. Волна $f_{\pi/2}$ играет особую роль в формировании доминирующего в процессе (I.2) квадрупольного резонанса. Для нее мы использовали 2 набора (А и Б) параметров U_0 и U_{S0} , указанные в Табл. I.

В работе /3/ мы вычислили сечение (4.3) процессов (I.2) для $N = p$ и n с параметрами потенциала варианта А (без мнимой части) и получили неплохое согласие с экспериментальными данными того времени. В работе /4/ экспериментальные данные были уточнены и расчет без мнимой части превышает экспериментальные значения сечения в 1.5 раза. Поэтому в настоящей работе мы ввели мнимую часть потенциала, учитывающую связь с каналами расщепления другой природы, отсутствующими в нашей модели. В варианте Б мы используем зависящий от энергии $\varepsilon = E^* - E_{th}$ параметр мнимой части $W_0 = 0.1 \cdot \varepsilon$ /2 /, хотя и не исследуем вопрос о соотношении теоретических и экспериментальных значений абсолютных сечений процесса. Параметры R и d , определяющие радиальную зависимость $f_w(r)$, взяты такими же, как в работе /2 /. Положение и интенсивность самого мощного 2^+ резонанса в настоящей работе отличаются от результатов работы /3./, полученных с параметрами варианта А, на 10% и 20%, соответственно. Это свидетельствует об уровне точности используемого метода, основанного на приближении (4.10).

Таблица I

Варианты параметров потенциала.

	А /з /	Б
$U_0(f_{7/2})$, МэВ	50	66.7
$U_{50}(f_{7/2})$, МэВ	7	12.7
W_0 , МэВ	0	0.1·ε

Результаты расчетов в 2 вариантах (А и Б) отличаются прежде всего тем, что положение 2^+ резонанса в спектре возбуждения ядра ^{16}O разное (см. рис. 2а и 3а).

Имеется следующая экспериментальная информация о положении гигантского квадрупольного резонанса (ГКР) в ядре ^{16}O . В работах Кнопфля /5/ (совпадательный эксперимент $^{16}O(\alpha, \alpha'c)$, где c - протон или α -частица, при энергии налетающей α -частицы $E_\alpha = 155$ МэВ) показано, что локализованный ГКР расположен при $E^* = 21$ МэВ. Его ширина $\Gamma \sim 6$ МэВ, а распад происходит, в основном, по каналу $^{16}O^* \rightarrow \alpha + ^{12}C^*(2^+, 4.44 \text{ МэВ})$. Канал распада $^{16}O^* \rightarrow p + ^{15}N_{gs}$ слабее, и спектр возбуждения не содержит отчетливых пиков. Высокий порог регистрации протонов ($E_p > 4$ МэВ) не позволил получить экспериментальные данные о канале распада $^{16}O^* \rightarrow p + ^{15}N^*(3/2^-, 6.32 \text{ МэВ})$. В работе Новосибирской группы /6/ изучалась реакция $^{16}O(e, e'c)$ при $E_e = 130$ МэВ. Отмечено наличие резонанса при $E^* = 18.5$ МэВ, распадающегося по каналу $^{16}O^* \rightarrow \alpha + ^{12}C^*(2^+, 4.44 \text{ МэВ})$. Из анализа угловых распределений α -частиц установлен спин резонанса $J=2^+$.

Теоретическое исследование ГКР ядра ^{16}O проводилось в рамках метода случайных фаз. В работе / 7/ показано, что при учете $1p-1h$ конфигураций мощный ГКР имеется при $E^* = 23.1$ МэВ. Включение $2p-2h$ конфигураций приводит к его расщеплению на три резонанса со сравнимой интенсивностью при $E^* = 16, 20$ и 27 МэВ. В работах / 8-II/ расчеты с учетом континуума дают ГКР в области 20-23 МэВ с небольшой шириной $\Gamma \sim 1$ МэВ. Наш расчет в варианте Б дает положение резонанса 2^+ при $E^* = 22.1$ МэВ с малой шириной $\Gamma \sim 0.2$ МэВ. Мы не считаем, что результаты наших расчетов имеют предсказательную силу, и полагаем, что в методическом плане полезно рассмотреть результаты расчетов с обоими вариантами параметров (А и Б).

В обоих случаях (рис. 2а и рис. 3а) в спектре возбуждения ядра ^{16}O доминирует 2^+ резонанс. На рис. 3а он уже и гораздо интенсивнее, чем на рис. 2а. Это отличие связано с тем, что в варианте Б $f_{7/2}$ - волна имеет очень узкий (~ 0.1 МэВ) одночастичный резонанс формы. Она также приводит к тому, что формируется резонанс с мультипольностью 4^+ при $E^* = 22.2$ МэВ. Сравнивая результаты расчетов в двух вариантах, мы видим, что если на рис. 2а резонансы 3^- и 1^- находятся далеко на левом склоне 2^+ резонанса, то на рис. 3а 2^+ резонанс расположен между 3^- и 1^- резонансами, не проявляющимися в спектре в виде локализованных пиков. Тем не менее, если вклады мультипольностей противоположной четности отличаются не более чем на порядок, следует ожидать сильной интерференции между резонансами (3^- и 2^+ , 2^+ и 1^-).

Расчет функции отклика без связи каналов представлен штрих-пунктирной линией на рис. 2а и 3а при $E^* > 30$ МэВ. Он соответствует механизму прямого выбивания нуклона с учетом искажений волны пролетающего пиона и выбитого нуклона. В резонансной области $E^* < 30$ МэВ этот расчет сильно отличается от расчета со связью каналов, и мы его не приводим. При $E^* > 30$ МэВ он дает сечение в 2-4 раза больше, но его E^* -зависимость почти такая же, как с учетом связи каналов.

Обсудим радиационный распад ядра $^{15}R^*$ в реакции (1.2). Ядра $^{15}N^*$ и $^{15}O^*$ образуются в состоянии $3/2^-$ и переходят в основное состояние $1/2^-$. Этот переход определяется мультипольностями $E2$ и $M1$. Время жизни ядра $^{15}R^*$ по отношению к этому переходу меньше 0.04 пс [12], что значительно меньше времени торможения $^{15}R^*$ даже в твердой мишени. Поэтому можно пренебречь изменением матрицы плотности ядра-излучателя в процессе торможения. Плотность распределения для данной реакции можно представить в виде

$$W(\vec{k}_R, \vec{n}_R; \vec{r}) = \frac{NA_0}{\sqrt{4\pi}} \int_{\rho_{00}}(\vec{k}_R; \vec{r}) \left\{ 1 - \delta_2(E2, M1) \sum_{\alpha > 0} \operatorname{Re} \left[\frac{\rho_{2\alpha}(\vec{k}_R; \vec{r})}{\rho_{00}(\vec{k}_R; \vec{r})} \sqrt{\frac{4\pi}{5}} Y_{2\alpha}(\vec{n}_R) \right] \right\} \quad (5.1)$$

Параметр $\delta_2(E2, M1)$, зависящий от интенсивностей $E2$ и $M1$ переходов и их интерференции, согласно экспериментальным данным [13-14], равен

$$\delta_2(E2, M1) = \begin{cases} -0.714 & , \quad ^{15}N^*(3/2^-) \\ -0.241 & , \quad ^{15}O^*(3/2^-) \end{cases} \quad (5.2)$$

Из (5.2) и (5.1) видно, что для нейтронного канала расщепления ядра ^{16}O следует ожидать меньшей роли эффекта анизотропии γ -квантов.

6. ФУНКЦИЯ ДОПЛЕРА В РЕАКЦИИ ОДНОНУКЛЕОННОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДРА

Проанализируем зависимость ФД

$$F(\varepsilon, \vec{n}_\gamma, \vec{k}_\pi) = \mathcal{F}(\varepsilon, \vec{n}_\gamma; \vec{k}_\pi) / P_0(E^*),$$

где $\vec{k}_\pi = (\hat{k}_\pi, E^*)$, $P_0(E^*) = \frac{k_R}{k_0}$ от энергии возбуждения E^* в реакции (1.2). Результаты расчетов с параметрами А и Б приведены на рис. 4 и 5, соответственно, при $\vec{n}_\gamma = (80^\circ, 180^\circ)$ близком к \hat{q}_γ в S^* -системе. Распределение ε локализовано в области $(-P_0, P_0)$, где P_0 - безразмерная величина импульса $^{15}\text{R}^*$ в S^* -системе. Как было показано в разделе 2 (п.7), при фиксированных $\vec{n}_\gamma, \hat{k}_\pi, E^*$ форма ФД передает структуру углового θ -распределения дочернего ядра в системе с осью $\hat{z} = \vec{n}_\gamma$, если анизотропия γ -квантов невелика. При $\varepsilon = P_0$ и $-\text{P}_0$ значения ФД определяются вкладом γ -излучения от ядер, летящих по и против направления \vec{n}_γ , а при $\varepsilon = 0$ - от ядер, летящих в плоскости, перпендикулярной \vec{n}_γ .

Из рис. 4 и 5 видно, что форма ФД сильно меняется в резонансной области энергий (при $E^* < 30$ МэВ). Вблизи максимумов резонансов $2^+(22.1 \text{ МэВ})$, $1^-(23 \text{ МэВ})$ на рис. 4 и $2^+(29 \text{ МэВ})$ на рис. 5 ФД почти симметрична относительно точки $\varepsilon = 0$. Коэффициент асимметрии $\alpha(\vec{n}_\gamma, \hat{k}_\pi, E^*)$ (3.2) вблизи этих точек проходит через нуль (см. рис. 26 и 36). Он равен нулю также при $E^* = 20.5 \text{ МэВ}$

на рис. 2б, что соответствует выделенному резонансу 3^- в протонном канале расщепления (рис. 2а). При этом слева и справа от резонанса (см. кривые $F(\epsilon, \vec{n}_y)$, при 20 и 21 МэВ на рис. 4). ФД асимметрична и имеет разный знак. Однако, прохождение через нуль не является достаточным признаком резонанса. Например в околопороговой области при $E^* = 19.5$ МэВ (рис. 2б) и правее резонанса 2^+ при $E^* = 23.5$ МэВ (рис. 3б) прохождение α через нуль не связано с выделенным резонансом. Между резонансами α отличается от нуля и тем больше, чем больше интерференция между мультипольностями противоположной четности (см., например, область левее 2^+ - резонанса на рис. 3, где при $E^* = 21+22$ МэВ вклад от мультипольности 3^- сравним с вкладами от 0^+ и 2^+ мультипольностей).

За резонансной областью при $E^* > 30$ МэВ начинает доминировать механизм прямого выбивания, что приводит к значительной асимметрии ФД. Действительно, начиная с энергии $E^* = 50$ МэВ (рис. 6) и, как показывают расчеты, при больших энергиях с учетом и без учета связи каналов форма ФД практически одинакова. В случае механизма прямого выбивания дочернее ядро в S^* -системе летит преимущественно в противоположном \vec{q} направлении и на нижней границе E -распределения появляется пик (рис. 6). В промежуточной области энергий, где уже мал вклад резонансов, но еще невелик вклад прямого выбивания ($E^* = 30-45$ МэВ на рис. 4 и $E^* = 24-40$ МэВ на рис. 5), этот пик явно не выражен и коэффициент асимметрии небольшой, $\alpha \leq 0.2$ (рис. 2б и 3б). При $E^* > 50$ МэВ в наших расчетах $\alpha > 0.5$.

Отличие ФД для протонного и нейтронного каналов расщепления (см. рис. 7) обусловлено прежде всего кинематикой. При одной и той же энергии E^* из-за разных порогов значение импульса k_R^* дочернего ядра для нейтронов меньше, поэтому \mathcal{E} -распределение для этого канала уже, особенно при малых E^* . Другая причина отличия ФД связана с особенностями радиационного перехода. Из рис. 7 видно, что пунктирные кривые как на рис. 7а, так и на рис. 7б имеют пики на границах. При учете анизотропии (сплошные кривые) они для протонного канала сглаживаются сильнее, чем для нейтронного. Это связано с тем, что абсолютная величина параметра $\delta_2(E, M1)$ (5.2) для перехода $^{15}O^*(3/2^-) \rightarrow ^{15}O_{g.s.}$ почти в 3 раза меньше, чем для $^{15}N^*(3/2^-) \rightarrow ^{15}N_{g.s.}$. Угловая анизотропия заметно изменяет коэффициент асимметрии $\alpha(\vec{n}_\gamma, \vec{k}_\pi, E^*)$ (см. сплошную и пунктирную линии на рис. 3б). Расчеты показывают, что эффект анизотропии γ -квантов сильнее проявляется при $\vec{n}_\gamma \approx \pm \hat{q}$ и слабее при других направлениях \vec{n}_γ . В максимуме выделенного резонанса форма ФД остается симметричной относительно $\mathcal{E} = 0$ как с учетом, так и без учета анизотропии γ -квантов (см. $E^* \approx 22.1$ МэВ на рис. 3б). При высоких энергиях E^* , где доминирует механизм прямого выбивания, α при учете анизотропии меняется незначительно (см. область $E^* > 40$ МэВ на рис. 3б). В наибольшей степени анизотропия γ -квантов сказывается в областях E^* , где велики эффекты интерференции.

Форма ФД сильно зависит от полярного угла θ_γ и слабо от азимутального угла φ_γ , определяемых в системе координат с осью $\hat{z} = \hat{q}$ (рис. 8). Кривые 1 и 2 на этом рисунке соответствуют $\vec{n}_\gamma = \hat{q}$ и $\vec{n}_\gamma \perp \hat{q}$ (и \vec{n}_γ в плоскости реакции), кривая 3 -

$\vec{n}_x \perp \hat{q}$ (и \vec{n}_x перпендикулярно плоскости реакции). Сильная зависимость от θ_x связана с тем, что как в резонансе (рис.8а), так и в области доминирования прямого механизма (рис.8б) ядра-излучатели летят преимущественно в направлениях, близких к оси \hat{q} . Если $\vec{n}_x \perp \hat{q}$, то эти направления дадут вклад в ФД при $\epsilon = 0$; поэтому на кривых 2 и 3 мы видим максимумы в точке $\epsilon = 0$. Для резонанса (рис.8а) все три кривые имеют коэффициент асимметрии λ близкий к нулю, что является следствием теоремы О.Бора (см.обсуждение в разделе 3). Слабая зависимость от азимутального угла φ_x является следствием малости эффектов искажения пролетающего пиона. Поэтому \hat{q} является приближенно осью симметрии углового распределения ядер $^{15}\text{K}^*$ и кривые 2 и 3 на рис.8 близки по форме. Для процесса расщепления ядра протонами ГэВ-ной энергии мы обнаружили в работе /3/ существенную азимутальную асимметрию углового распределения выбитых нуклонов относительно оси \hat{q} . Это понятно, т.к. эффекты искажения связаны с полным сечением адрон-нуклонного взаимодействия, которое для протонов примерно в 2 раза больше, чем для пионов.

На рис.9 представлена ФД $\tilde{\Phi}(\epsilon^{(n)}, \vec{n}_x)$ при $\vec{\tau} = (\theta_x', \varphi_x')$ в лабораторной системе, полученная интегрированием по энергии возбуждения. При интегрировании по ϵ^* происходит сглаживание пиков и заполнение минимумов ФД, а результирующая кривая имеет вид одного, как правило, несимметричного пика (см.верхние 6 строк рис. 9) с максимумом вблизи $\epsilon^{(n)} = 0$. Как указано в разделе 3, характерным признаком прямого механизма является симметрия ФД относительно точки $\epsilon^{(n)} = 0$ при любом \vec{n}_x . Поэтому сдвиг положения максимума относительно точки $\epsilon^{(n)} = 0$ и симметрия пика связа-

ны с вкладом резонансного механизма.

Обсудим свойства кривых $\tilde{\Phi}(\varepsilon^{(n)}, \vec{n}_x)$. Сплошные кривые ($\theta_x = 90^\circ$) совпадают со своим зеркальным отражением относительно точки $\varepsilon^{(n)} = 0$ при переходе $\varphi_{\pi'}$ к $(180^\circ - \varphi_{\pi'})$. Это является следствием соотношения (2.12), вытекающего из общих свойств

симметрии. Пунктирные кривые ($\theta_x = 165^\circ$) меньше, чем сплошные, изменяются в зависимости от угла $(\varphi_{\pi'} - \varphi_x)$. Это связано с тем, что в этом случае направление $\vec{n}_x = (165^\circ, \varphi_x)$ приблизительно перпендикулярно $\hat{q} = (80^\circ, \varphi_x)$ при всех $(\varphi_{\pi'} - \varphi_x)$ (см. рис. 1). Поэтому, как показало обсуждение результатов, представленных на рис. 8, ФД имеет пик при $\varepsilon = 0$ (кривые 2 и 3) как в резонансе, так и в области доминирования механизма прямого выбивания. Сдвиг пунктирных кривых в сторону отрицательных значений $\varepsilon^{(n)}$, особенно заметный для всех углов $(\varphi_{\pi'} - \varphi_x)$ при $\theta_{\pi'} = 10.8^\circ$ (рис. 9б), связан с продольной составляющей переданного импульса \vec{q} на направление пучка $\vec{k}_{\pi'}$, значение которой не зависит от $(\varphi_{\pi'} - \varphi_x)$.

В эксперименте ИТЭФ/З/ измерялся только полярный угол $\theta_{\pi'}$. Поэтому представляет интерес ФД, проинтегрированная по азимутальному углу $\varphi_{\pi'}$ (углу между плоскостями R и X на рис. 1),

$$\tilde{\Phi}_{\text{инт}}(\varepsilon^{(n)}, \theta_x, \varphi_x) = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi_{\pi'} \tilde{\Phi}(\varepsilon^{(n)}, \theta_x, \varphi_x; \varphi_{\pi'}).$$

В другой постановке эксперимента с помощью детекторов-полуколец /15/ измерялись распределения

$$\tilde{\Phi}_{\text{инт}}^{(-)}(\varepsilon^{(n)}, \theta_x, \varphi_x) = \frac{1}{2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\varphi_{\pi'} \tilde{\Phi}(\varepsilon^{(n)}, \theta_x, \varphi_x; \varphi_{\pi'})$$

$$\tilde{\Phi}_{int}^{(+)}(\varepsilon^{(A)}, \theta_y, \varphi_y) = \frac{1}{2} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} d\varphi_{\pi'} \tilde{\Phi}(\varepsilon^{(A)}, \theta_y, \varphi_y; \varphi_{\pi'}).$$

В системе координат с полярной осью вдоль падающего пучка при $\varphi_y = 0$ интервалы $\varphi_{\pi'} = (-90^\circ, 90^\circ)$ и $(90^\circ, 270^\circ)$ соответствуют отрицательной и положительной проекции переносной скорости $\vec{\beta}_{S^*} = \vec{q}/M_A$ на направление \vec{n}_y . Поэтому для резонансного механизма с симметричным ε -распределением фотонов в S^* -системе за счет сдвига (2.4I) мы получим в лабораторной системе "красное" и "фиолетовое" смещение центра тяжести кривых $\Phi_{int}^{(-)}$ и $\Phi_{int}^{(+)}$, соответственно.

При $\theta_y = 90^\circ$ функция $\tilde{\Phi}_{int}(\varepsilon^{(A)}, \theta_y)$ симметрична относительно точки $\varepsilon^{(A)} = 0$ для любого механизма реакции вследствие общего свойства симметрии (3.5) (см. рис. 9а и 9б, 7 строка, сплошная кривая). Небольшой сдвиг положения максимума относительно точки $\varepsilon^{(A)} = 0$ для пунктирных кривых $\tilde{\Phi}_{int}(\varepsilon^{(A)}, 165^\circ)$ свидетельствует о вкладе резонансного механизма. Более показательными являются смещения центров тяжести кривых $\tilde{\Phi}_{int}^{(-)}$ и $\tilde{\Phi}_{int}^{(+)}$ в сторону отрицательных и положительных значений $\varepsilon^{(A)}$, соответственно (см. рис. 9а и 9б). При увеличении угла $\theta_{\pi'}$ работают два фактора в противоположных направлениях. С ростом q уменьшается вклад резонансного механизма, но возрастает величина переносной скорости β_{S^*} . В результате этого центр тяжести кривых $\tilde{\Phi}_{int}^{(-)}$ и $\tilde{\Phi}_{int}^{(+)}$ при $\theta_y = 90^\circ$ примерно так же сдвинут относительно точки $\varepsilon^{(A)} = 0$ при $\theta_{\pi'} = 10.8^\circ$, как при $\theta_{\pi'} = 5.6^\circ$ (рис. 9б и 9а).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено теоретическое исследование энергетического распределения фотонов, излучаемых дочерним ядром в реакции расщепления. Оно положено в основу разработки варианта метода $\alpha'\gamma$ -корреляций, который может быть использован для изучения механизмов расщепления и свойств непрерывного спектра возбуждения ядер.

Исследованы как общие свойства функции Дойлера, так и их проявления в частных случаях, соответствующих резонансному и прямому механизмам. Эти свойства иллюстрируются расчетами ФД в единой теории ядерных реакций, позволяющей одновременно учесть оба механизма расщепления и их интерференцию.

Приведены результаты расчетов ФД для протонного и нейтронного каналов расщепления ядра ^{16}O пионами с импульсом 2.0 ГэВ. Показано, что ФД сильно отличается в предельных случаях резонансного и прямого механизмов и ее форма сильно изменяется в зависимости от энергии возбуждения E^* ядра мишени. При фиксированной энергии E^* ФД сильно зависит от полярного и слабо от азимутального углов вылета фотона в системе координат с полярной осью по переданному импульсу.

Если энергия E^* не фиксируется, во многом теряются черты ФД, присущие определенному механизму. Вклад резонансного механизма проявляется в асимметрии ФД относительно точки $E_\gamma = E_\gamma^0$ и в сдвиге центра тяжести кривой в зависимости от направления \vec{n}_γ по отношению к \vec{k}_π и $\vec{k}_{\pi'}$.

Исследована роль анизотропии γ -квантов по отношению к направлению импульса излучающего ядра. В рассмотренной реакции

она велика для протонного и незначительна для нейтронного каналов расщепления ядра ^{16}O . Пренебрежение анизотропией в реакции с выбиванием протона приводит к существенному искажению формы функции Доплера.

Авторы благодарны Ю.Г. Абову, В.В. Балашову, И.В. Кирпичникову и Д.Е. Ланскому за обсуждения и полезные замечания.

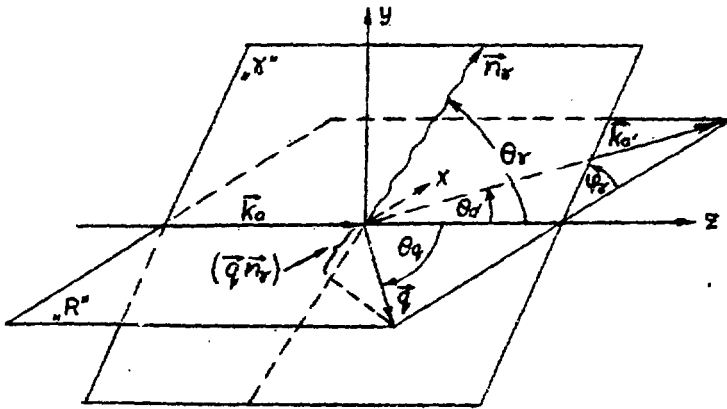


Рис. I

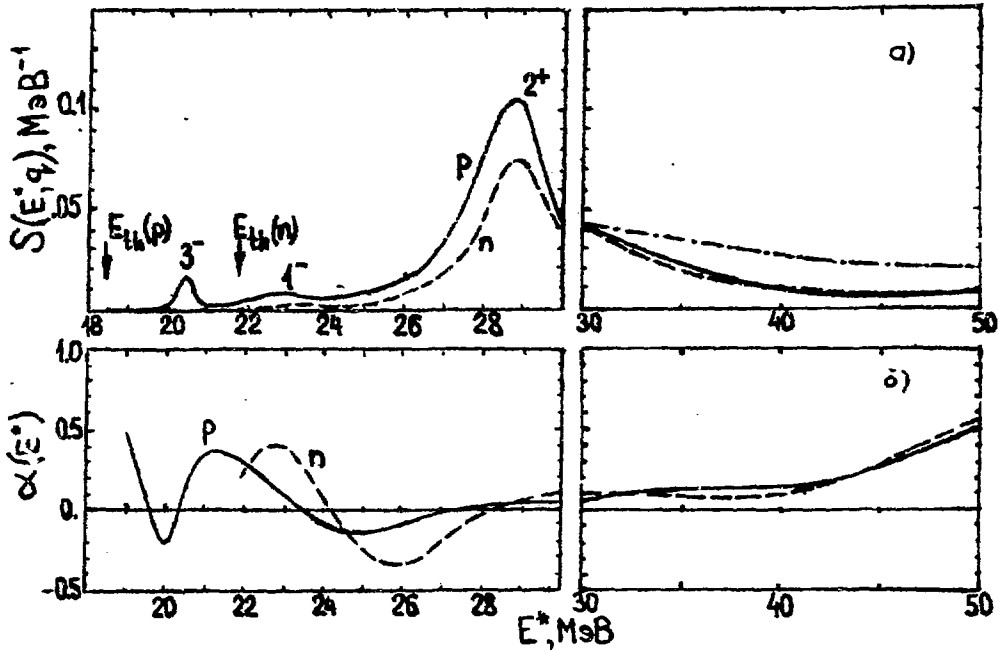


Рис. 2. а) Функция отклика в реакциях: $^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^+ p)^{15}\text{N}^*(3/2^-, 6.32 \text{ МэВ})$ (сплошная кривая) и $^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^+ n)^{15}\text{O}^*(3/2^-, 6.18 \text{ МэВ})$ (пунктирная кривая) при $q = 1.0 \text{ фм}^{-1}$ ($\theta_{\pi} = 5.6^\circ$) в варианте А.

б) Коэффициент асимметрии функции Доплера (ФД) при $\theta_{\gamma} = 80^\circ$ и $(\varphi_{\pi} - \varphi_{\gamma}) = 180^\circ$ для γ -излучения ядер $^{15}\text{N}^*$ и $^{15}\text{O}^*$ (сплошная и пунктирная линии) в этих реакциях.

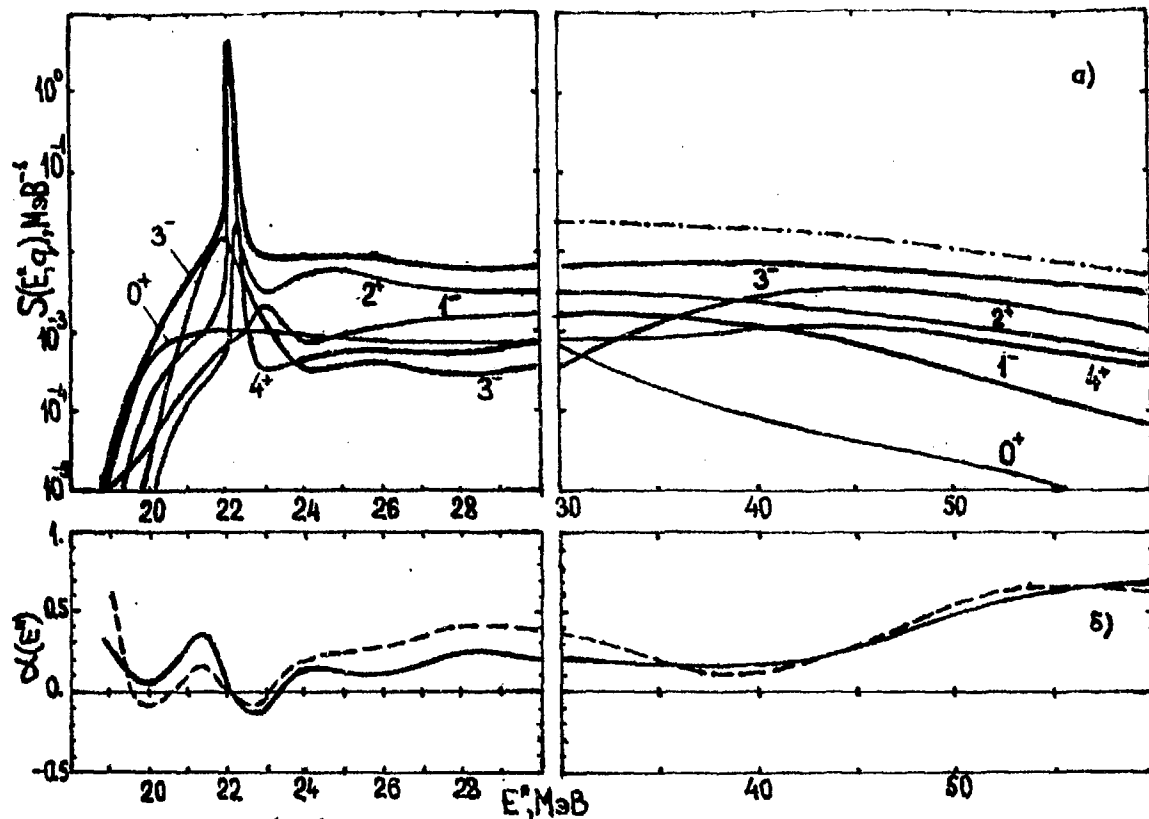


Рис. 3. а) Функция отклика в реакции $^{16}\text{O}(\pi^+\pi^+p)^{15}\text{N}^*(3/2^-, 6.32 \text{ МэВ})$ (жирная кривая) и вклад в нее различных мультипольностей γ^r (тонкие кривые) при $q = 1.0 \text{ фм}^{-1}$ в варианте Б.

б) Коэффициент асимметрии ФД при $\theta_\gamma = 80^\circ$ и $(\varphi_{\pi^+} - \varphi_\gamma) = 180^\circ$ с учетом (сплошная) и без учета (пунктирная кривая) угловой анизотропии γ -квантов от распада $^{15}\text{N}^*(3/2^-) \rightarrow \gamma^{15}\text{N}_{g.s.}$ в этой реакции.

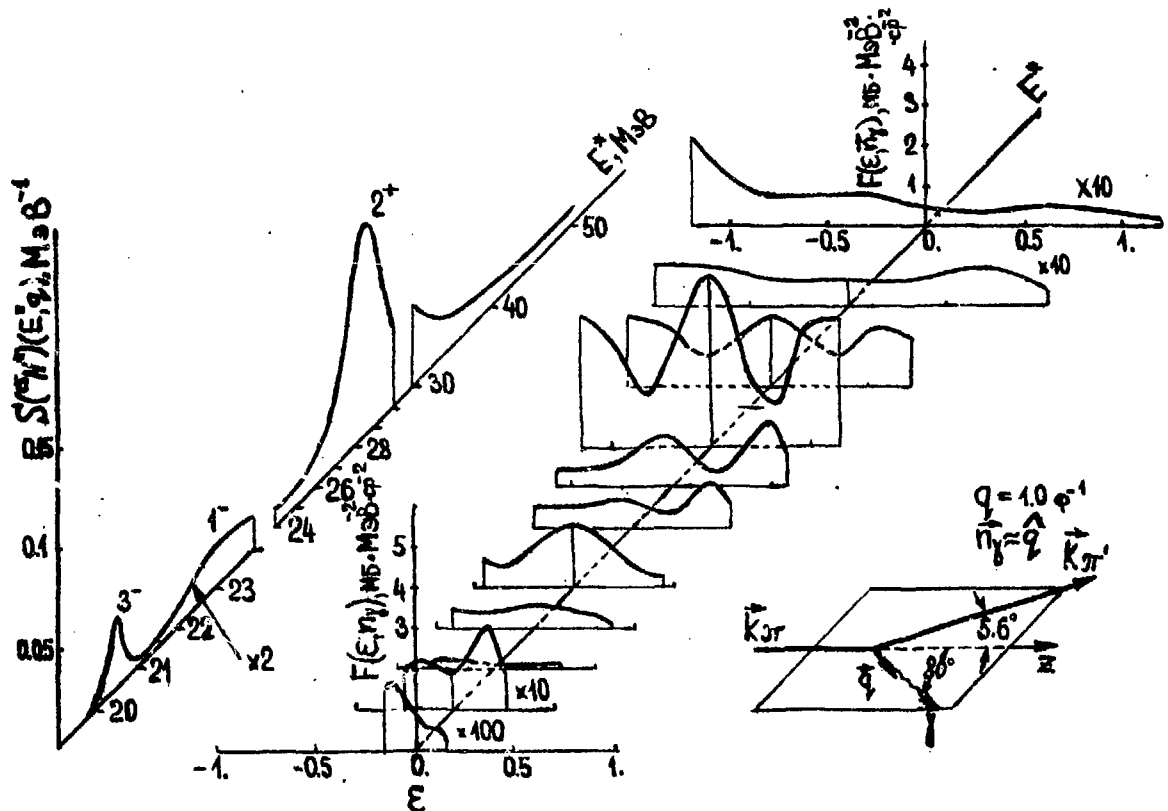


Рис. 4. Функция Доплера $F(E, \vec{\eta}_r)$ в реакции $^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^+ p) ^{15}\text{N}^*(3/2^-, 6.32 \text{ МэВ}) \rightarrow \gamma + ^{15}\text{N}_{g.s.}$ в системе покоя промежуточного ядра $^{16}\text{O}^*$ при различных энергиях возбуждения E^* . Значения параметров: вариант А. На левой стороне рисунка представлена функция отклика $S^{(15N)}(E^*, \varphi)$ с рис.2а.

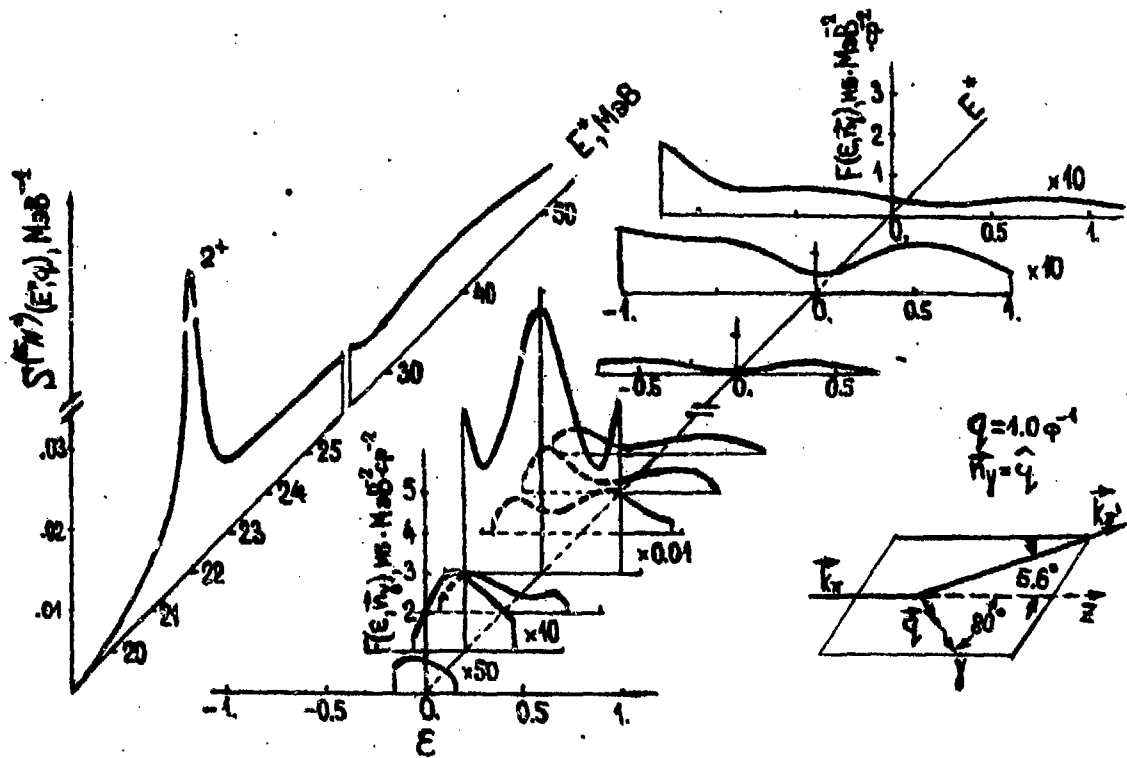


Рис.5 . То же, что на рис. 4, но для параметров варианта Б .

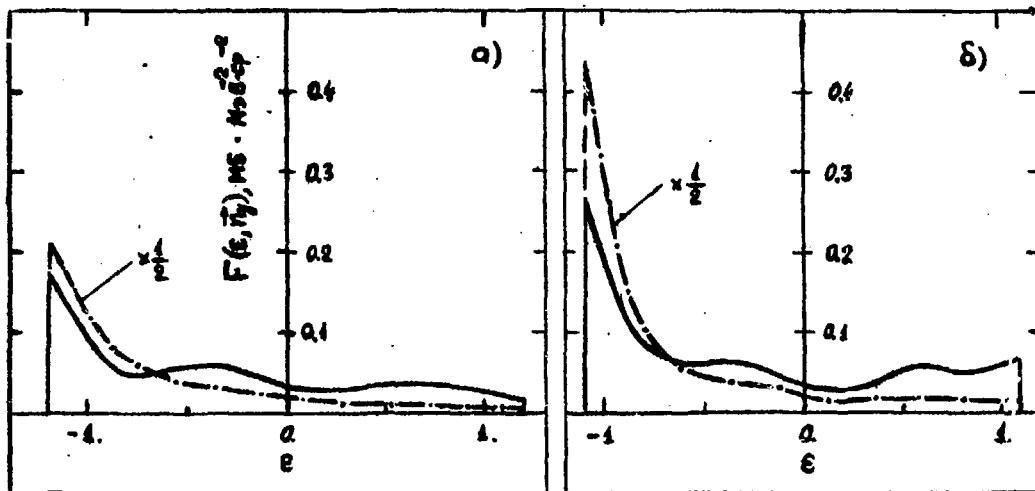


Рис.6 . Сравнение ФД с учетом (сплошная кривая) и без учета (штрих-пунктирная кривая) связи каналов при $E^* = 50$ МэВ для протонного (а) и нейтронного (б) каналов расщепления. Значения параметров потенциалов такие же, как на рис. 5; $\vec{n}_r \approx \hat{q}$.

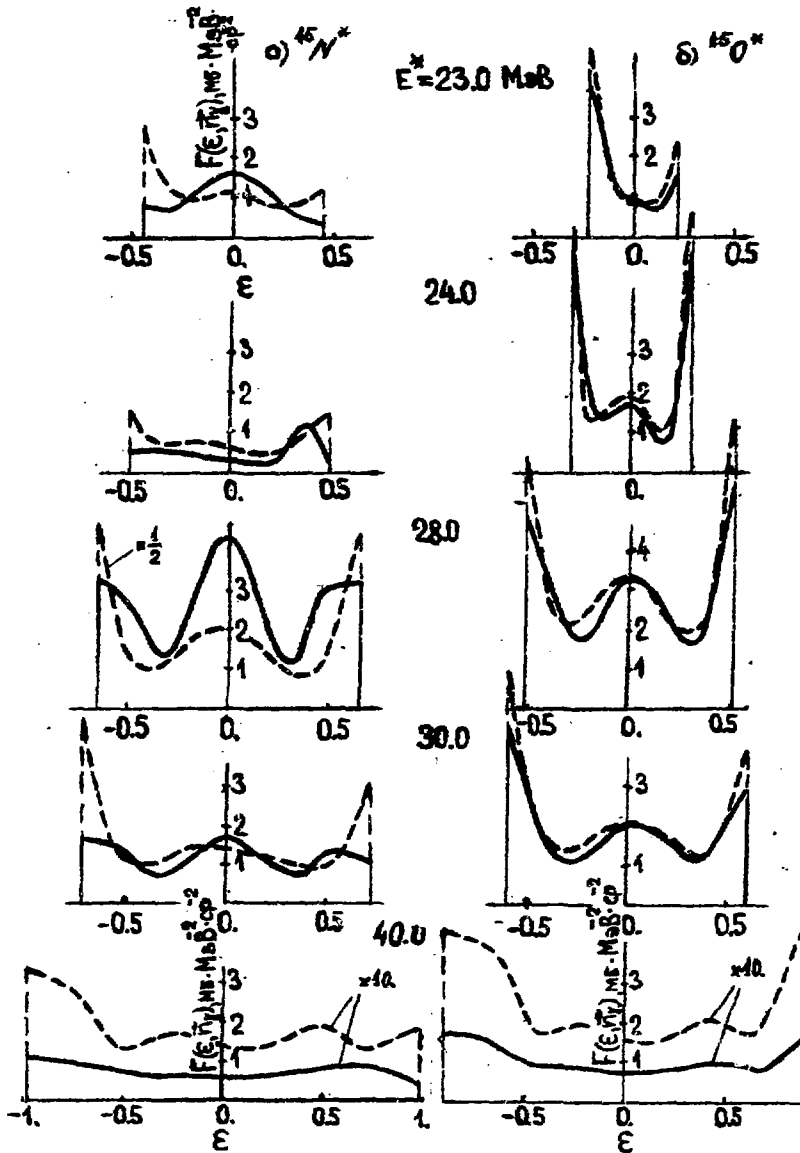


Рис.7 . ФД для протонного (а) и нейтронного (б) каналов расщепления реакции (сплошные кривые) . Соответствующие функции отклика и коэффициенты асимметрии приведены на рис. 2. Значение $\epsilon = 1$ соответствует $E_\gamma - E_\beta^0 = 90.5$ КэВ для $^{15}\text{N}^*$ и 88.4 КэВ для $^{15}\text{O}^*$. Пунктирными кривыми представлены расчеты без учета анизотропии фотонов

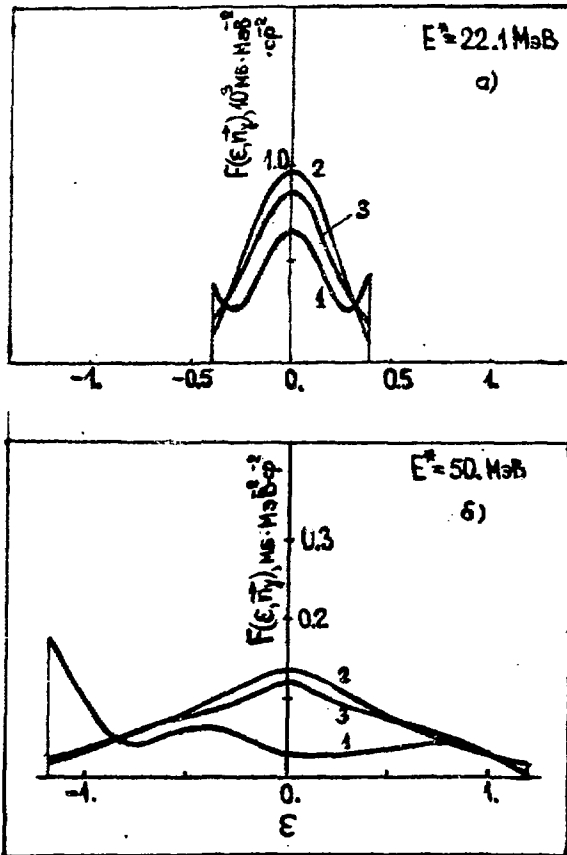


Рис. 8 . Зависимость ФД для процесса $^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^+ p)^{15}\text{N}^* \rightarrow \gamma + ^{15}\text{N}_g s$ от направления $\vec{\pi}_\gamma$: (1) $\theta_\gamma = \theta_q, \varphi_\pi - \varphi_\gamma = 180^\circ$; (2) $\theta_\gamma = \theta_q + 90^\circ, \varphi_\pi - \varphi_\gamma = 180^\circ$; (3) $\theta_\gamma = 90^\circ, \varphi_\pi - \varphi_\gamma = 90^\circ$ при $E^* = 22.1$ (а) и $E^* = 50 \text{ MeV}$ (б). Параметры расчета такие же, как на рис. 3, 5 и 6.

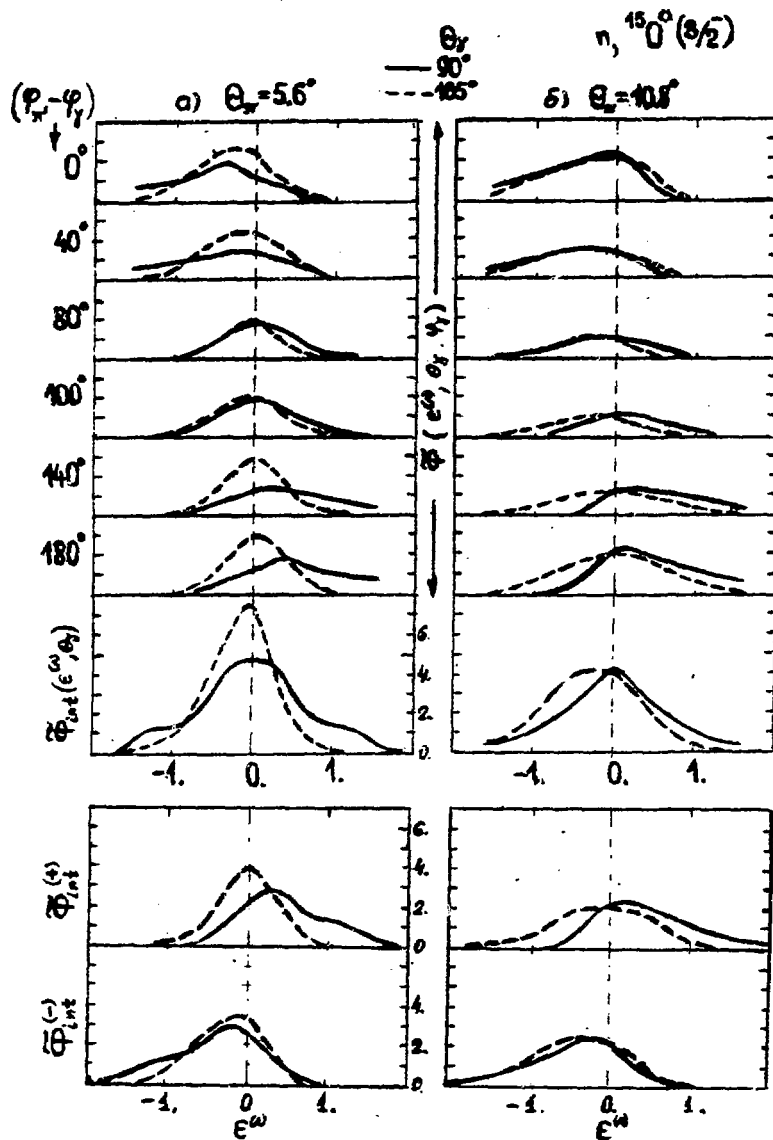


Рис. 9. Функция Доплера $\overline{\Phi}(\epsilon^{(n)}; \theta_y, \psi_y)$, проинтегрированная по спектру возбуждения ядра, для реакции $^{16}\text{O}(\pi, \pi+n)^{15}\text{N}^* \rightarrow \gamma + ^{15}\text{Ng.s.}$ Функции $\overline{\Phi}(\epsilon^{(n)}; \theta_y, \psi_y)$ вычислены при фиксированном значении угла $(\psi_y - \psi_x)$, указанном на рисунке слева. Функция $\overline{\Phi}_{\text{int}}(\epsilon^{(n)}; \theta_y)$ соответствует интегралу по этому углу в пределах $(0, 180)$, $\overline{\Phi}_{\text{int}}^{(-)}$ и $\overline{\Phi}_{\text{int}}^{(+)}$ - в пределах $(-90^\circ, 90^\circ)$ и $(90^\circ, 180^\circ)$, соответственно. Все кривые представлены в одинаковом, но произвольном масштабе. Расчеты выполнены с параметрами варианта А и $\int_{2x} = 0$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Долинов В.К., Коротких В.Л., Пшеничников И.А., Старостин А.С.
Препринт ИГЭФ, 1988, № 57.
2. Busk B., Hill D. // Nucl. Phys., 1967, v.A95, p.271.
3. Kirpichnikov I.V. et al. // Nucl. Phys., 1985, v.A392, p.352.
4. Васанко А.А., Кирпичников И.В., Коротких В.Л. и др. М.,
Препринт ИГЭФ, 1987, № 185, 18 с.
5. Knöpfle K.T. Preprint Max-Planck Inst. für Kernphysik :
MPIM-1979, v.II, Heidelberg, 1979, 16p.
6. Войцеховский Б.В. и др. Препринт ИГи, 1984, Новосибирск,
№ 84-59, 51 с.
7. Dehesa J.S. et al. // Phys. Rev., 1977, v.C15, p.1858.
8. Liu K.F., Brown G.E. // Nucl. Phys., 1976, v.A*(8), p.385.
9. Krewald S. et al. // Nucl. Phys., 1977, v.A281, p.166.
10. Cavinato M. et al. // Nucl. Phys., 1982, v.A373, p.445.
11. Cavinato M. et al. // Nucl. Phys., 1984, v.A422, p.273.
12. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys., 1971, v.A166, p.1.
13. Moreh R. et al. // Nucl. Phys., 1975, v.A252, p.429.
14. Avida R. et al. // Nucl. Phys., 1971, v.A172, p.113.
15. Кирпичников И.В. и др. // ЯЭ, 1985, т.41, с.21.

В.К. Долинов и др.

Эффект Доплера в реакции расщепления легких ядер. II. Расчеты.

Редактор И.Н. Ломакина

Корректор О.Ю. Ольховникова

Работа поступила в ОНТИ 11.04.88

Подписано к печати 20.04. 88

Т10672

Формат 60x90 1/16

Офсетн. печ. Усл.-печ. л. 1,5.

Уч.-изд. л. 1,1.

Тираж 150 экз.

Заказ 58

Индекс 3624

Цена 16 коп.

Отпечатано в ИГЭФ, П7259, Москва, Б. Черемушкинская, 25

16 коп.

ИНДЕКС 3624