

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

П-13

2 - 8764

ПАК
Александр Сергеевич

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ
ТЕОРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук А.В.ТАРАСОВ.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук профессор

М.И.ПОДГОРНЫЙ,

кандидат физико-математических наук

Л.А.КОНДРАТК

Ведущее учреждение:

Ереванский физический институт (Ереван)

Автореферат разослан " " 1975 г.

Защита диссертации состоится " " 1975 г. на заседании Ученого совета Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ (г. Дубна, Московской обл.).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

кандидат физ.-мат. наук

Ю.А.БАТУСОВ

2 - 8764

ПАК
Александр Сергеевич

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ
ТЕОРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

I. Процессы вида:



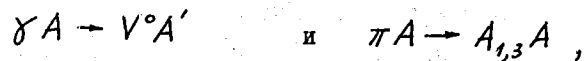
где 1 - налетающая частица высокой энергии, а 2 - родившаяся (2 может быть и нестабильной системой, в частности, резонансом), $A(A')$ - ядро в начальном (конечном) состоянии, весьма интенсивно исследуются в настоящее время. Наиболее привлекательной стороной их экспериментального исследования является возможность получения информации о родившейся частице и свойствах ее взаимодействия с нуклонами. Примерами подобного рода являются эксперименты по определению радиационных ширин распада нестабильных частиц $\Gamma(2 \rightarrow 1 + \gamma)$ по интенсивности рождения их в кулоновском поле тяжелых ядер, а также эксперименты по определению полных сечений взаимодействия нестабильной частицы (нестабильной системы) с нуклонами σ_{2N}^{tot} по поглощению ее в ядре. Реферируемая диссертация посвящена исследованию различных вопросов теории взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами и состоит из введения, четырех глав и заключения.

Теория процессов рождения частиц на ядрах, развитая в работах нескольких групп авторов /1,2,3,4 /, представляет собой различные варианты обобщения теории многократного рассеяния (ТМР) Глаубера /5 /. Во введении дается изложение основных положений ТМР и кратко охарактеризованы результаты по обобщению ТМР на процессы типа (I). Отмечены успехи в описании экспериментальных данных. Вместе с тем указывается на важность и актуальность дальнейших исследований, связанных, с одной стороны, со спецификой и мно-

гообразия процессов рождения, а с другой — с необходимостью включения в аппарат теории различных эффектов, не учитывавшихся ранее. Среди них такие, как тождественность и корреляции нуклонов в ядре, эффекты, связанные с нестабильностью рождающихся частиц, спиновые эффекты и др. При анализе экспериментальных данных с целью определения величин σ_{2N}^{tot} до сих пор обычно игнорировалось наличие спина у рождающейся частицы 2, что приводило к неоднозначности понятия о полном сечении взаимодействия частицы с неполяризованными нуклонами. Для описания полного сечения взаимодействия частицы X со спином S с неполяризованным нуклоном (N) необходимо, вообще говоря, введение $[S+1]$ числа параметров $\sigma_{XN}^{tot}(\lambda)$ по числу состояний частицы X с определенным значением величины спиральности (λ).

$\sigma_{XN}^{tot}(\lambda) = \sigma_{XN}^{tot}(-\lambda)$ в силу сохранения P -четности.

В процессах когерентного рождения



наиболее детально изученных до сих пор и являющихся основным источником информации о сечениях взаимодействия нестабильных частиц с нуклонами, ввиду доминирующего вклада в дифференциальное сечение переходов без изменения спиральности $\lambda_2 = \lambda_1$ ($\lambda_{1(2)}$ — спиральность начальной (родившейся) частицы), определены по существу величины $\sigma_{V^0 N}^{tot}(\lambda = \pm 1)$ и $\sigma_{A_{1,3} N}^{tot}(\lambda = 0)$, т.е. полное сечение взаимодействия с нуклоном поперечно-поляризованных V^0 -мезонов $\sigma_{V^0 N}^T$ и полное сечение взаимодейст-

вия с нуклоном продольно-поляризованных $A_{1,3}$ -мезонов (или $\rho\pi$ - и $f\pi$ -систем) $\sigma_{A_{1,3} N}^L$. Определение величин $\sigma_{V^0 N}^L$ (полного сечения взаимодействия с нуклоном продольно-поляризованных V^0 -мезонов) и $\sigma_{A_{1,3} N}^T$ (полного сечения взаимодействия с нуклоном поперечно-поляризованных $A_{1,3}$ -мезонов), а в общем случае частицы спина S всех $[S+1]$ величин $\sigma_{XN}^{tot}(\lambda)$ требует анализа поляризационных явлений в процессах рождения частиц на ядрах.

Обсуждению структуры измеряемых на опыте величин (сечений и поляризационных характеристик) в процессах рождения нестабильных частиц на ядерных мишенях и исследованию их чувствительности к значениям подлежащих определению величин $\sigma_{XN}^{tot}(\lambda)$ посвящены первые две главы диссертации.

2. В первой главе рассматриваются процессы когерентного рождения частиц на ядерных мишенях. Исследована структура спиральных амплитуд $F_{\lambda_2 \lambda_1}$. Показано, что они пропорциональны спиральным амплитудам $f_{\lambda_2 \lambda_1}$ соответствующих процессов рождения на нуклоне

$$1 + N \rightarrow 2 + N, \quad (2)$$

усредненным по спине нуклона.

$$F_{\lambda_2 \lambda_1}(q) = f_{\lambda_2 \lambda_1}(q) S^{(n)}(q, A, \sigma_1(\lambda_1), \sigma_2(\lambda_2)), \quad (3)$$

где $n = |\lambda_2 - \lambda_1|$, A — атомный номер, q — поперечная передача импульса.

В пределе $K \rightarrow \infty$ (K - импульс частицы 1) форм-фактор $S^{(n)}(q, A, \sigma_1, \sigma_2)$ дается следующим выражением:

$$S^{(n)}(q, A, \sigma_1, \sigma_2) = 2\pi \int d\ell \ell^{n+1} \frac{J_n(q\ell)}{q^n} \left[\left(-\frac{1}{\ell} \frac{\partial}{\partial \ell} \right)^n \rho(\ell, z) \right] \exp \left[-\frac{\sigma_1}{2} \int_{-\infty}^z \rho(\ell, z') dz' - \frac{\sigma_2}{2} \int_z^{\infty} \rho(\ell, z') dz' \right], \quad (4)$$

где $\rho(\ell, z)$ - плотность распределения материи в ядре, ℓ - прицельный параметр, $J_n(q\ell)$ - функция Бесселя n -го порядка.

Анализ свойств формфакторов $S^{(n)}$ привел к следующему заключению: чувствительность величин $S^{(n)}$ к значениям $\sigma_{2N}^{tot}(\lambda)$ резко падает с ростом индекса n , что связано с существенно периферической природой когерентных переходов с изменением спиральности. Это обстоятельство совместно с малостью амплитуд $f_{\lambda_2 \lambda_1}$ процесса (2), описывающих переходы с

$$\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1 \neq 0 \quad \left(f_{\lambda_2 \lambda_1} \sim \left(\frac{q}{M} \right)^{|\Delta \lambda|} \right),$$

где $M \approx 1 \frac{\Gamma_{\text{ЭВ}}}{c}$, а $q \leq 0,2 \frac{\Gamma_{\text{ЭВ}}}{c}$, сильно затрудняет определение величин $\sigma_{2N}^{tot}(\lambda_2 \neq \lambda_1)$ в процессах когерентного рождения.

Исключение составляют процессы вида

$$\gamma A \rightarrow \gamma A, \quad \pi^+ A \rightarrow \rho^+ A, \quad KA \rightarrow K^* A, \quad \pi A \rightarrow A_2 A, \quad (5)$$

в которых запрещены переходы с $\Delta \lambda = 0$.

В этом случае изучение A - зависимости позволяет в принципе определить величины $\sigma_{2N}, \sigma_{\rho(K^*)N}(\lambda = \pm 1), \sigma_{A_2 N}(\lambda = \pm 1)$. Однако ввиду заметно меньшей чувствительности формфактора $S^{(n)}$ по сравнению с формфактором $S^{(0)}$ к величине $\sigma_{2N}^{tot}(\lambda)$ для определения их с той же точностью, с какой определены величины $\sigma_{V^0 N}^T$ и $\sigma_{A_1, 3 N}^L$ в экспериментах¹⁴, необходима существенно большая точность измерений.

В тех случаях, когда реакции типа (5) исследуются при очень малых значениях переданного импульса, где доминирует электромагнитный механизм рождения (эффект Примкова)^{8,9}, правильное описание обсуждаемого ядерного механизма, являющегося фоновым, весьма важно для получения самосогласованных результатов. Так, имевшееся ранее в литературе отождествление величин $S^{(1)}$ и $S^{(0)}$ при анализе когерентного фоторождения π^0 -мезонов^{10,21} приводило к внутренне противоречивым результатам. Причина этого противоречия, состоявшая в существенном различии формфакторов $S^{(1)}$ и $S^{(0)}$, была впервые обнаружена и устранена в работах^{11, 22}.

3. Вторая глава посвящена исследованию структуры сечений и поляризационных характеристик в процессах некогерентного рождения частиц со спином на ядерных мишенях.

С точки зрения определения величин $\sigma_{2N}^{tot} (\lambda_2 \neq \lambda_1)$ некогерентные процессы имеют ряд преимуществ перед когерентными.

Во-первых, некогерентные процессы могут изучаться при сколь угодно больших передачах импульса q . Тем самым заметно увеличивается интенсивность рождения состояний с $\lambda_2 = \lambda_1$ при условии, что нет никаких специфических запретов, типа сохранения S -канальной спиральности, на рождение таких состояний.

Во-вторых, в некогерентных процессах рождение всех спиральных состояний частицы 2 (в отличие от когерентных) в отсутствие поглощения происходит равномерно по всему объему ядра. Поэтому чувствительность к поглощению у частиц в разных спиральных состояниях будет одного порядка, и, как показывают расчеты, примерно такая же, как в когерентных процессах с $\lambda_2 = \lambda_1$.

Связь поляризационных характеристик процессов (1) и (2) в случае, когда заряды частиц 1 и 2 равны (процесс без перезарядки), при $q \gg e^{-1}$ (e - длина свободного пробега частицы 1), дается соотношением:

$$\frac{d\sigma^A}{d\Omega} R^{\lambda\lambda'} = \frac{d\sigma^0}{d\Omega} \rho^{\lambda\lambda'} N^{\lambda\lambda'}(\sigma_1, \sigma_2(\lambda), \sigma_2(\lambda')), \quad (6)$$

где $\frac{d\sigma^A}{d\Omega}$, $\frac{d\sigma^0}{d\Omega}$ - дифференциальное сечение процесса (1), (2), $R^{\lambda\lambda'}$, $\rho^{\lambda\lambda'}$ - матрица плотности процесса (1), (2) соответственно.

$$N^{\lambda\lambda'} = \int d\bar{z} dz \rho(\ell, z).$$

$$\exp\left[-\sigma_1 \int_{-\infty}^z \rho(\ell, z') dz' - \frac{\sigma_2(\lambda) + \sigma_2(\lambda')}{2} \int_z^{\infty} \rho(\ell, z') dz'\right] \phi_\lambda \phi_{\lambda'},$$

$$\phi_\lambda(\sigma_1, \sigma_2) =$$

$$1 - \delta_{\lambda\lambda'} \frac{\sigma_1}{2} \int \rho(\ell, \bar{z}) \exp\left[\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{2} \int_{\bar{z}}^{\infty} \rho(\ell, z) dz\right] d\bar{z} -$$

$$- \delta_{\lambda\lambda'} \frac{\sigma_2}{2} \int \rho(\ell, \bar{z}) \exp\left[\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \int_{-\infty}^{\bar{z}} \rho(\ell, z') dz'\right] d\bar{z}.$$

При не очень высоких энергиях, когда распадная длина нестабильной частицы сравнима с длиной ее свободного пробега в ядре, при анализе экспериментальных данных необходимо учитывать распады частиц внутри ядра и взаимодействие продуктов распада с ядерным веществом. Во второй главе проводится анализ эффектов, связанных с нестабильностью рождающихся частиц. Показано, что эти эффекты, помимо того, что они имитируют увеличение сечения поглощения рождающихся частиц, приводят также к появлению фоновоподобных (не брейтвигнеровских) составляющих в спектре масс частиц - продуктов распада рождающейся нестабильной частицы. Связь между "брейтвигнеровской" частью сечения некогерентного рождения бесспинового резонанса и сечением рождения его на нуклоне с учетом эффектов нестабильности дается соотношением /13/

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{A.н.} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{N.н.} \tilde{N}(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3), \quad (7)$$

где $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ - сечения взаимодействия с нуклоном налетающей на ядро частицы, рождающейся нестабильной частицы и суммарное сечение продуктов распада соответственно, а $\tilde{N}(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ - комбинация эффективных чисел следующего вида:

$$\tilde{N} = (\sigma_3 - \sigma_2 - 2\Delta\sigma)^{-1} \cdot [(\sigma_3 - \sigma_2)N(\sigma_1, \sigma_2 + \Delta\sigma) - 2\Delta\sigma N(\sigma_1, \frac{\sigma_2 + \sigma_3}{2})]. \quad (8)$$

Эффективные числа $N(\sigma_1, \sigma_2)$ определены, как обычно /1/, а $\Delta\sigma = \Gamma m_2 / \rho \rho_0$; Γ, m_2, ρ - ширина, масса и импульс нестабильной частицы, ρ_0 - средняя плотность распределения нуклонов в ядре. Формула (7) допускает обобщение на случай, когда спин рождающейся частицы 2 отличен от нуля. Полученный результат применяется при анализе имеющихся экспериментальных данных о реакции



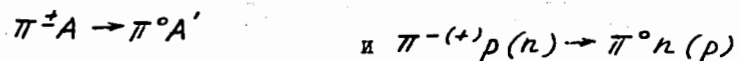
при $\rho_\pi = 3,5 + 3,76 \frac{\text{ГэВ}}{c} / 7,20/$ с целью оценки величины $\sigma_{\rho^0 N}^L$. В пределах ошибок эксперимента данные работ /7,20/ не исключают значений $\sigma_{\rho^0 N}^L \ll \sigma_{\rho^0 N}^T$. Возможная малость

величины $\sigma_{\rho^0 N}^L$ имеет непосредственное отношение к малому различию величин $\sigma_{A, N}^L$ и $\sigma_{\pi N}^L$ /14/, если рассматривать A_1 - мезон как кинематическую особенность в $\rho\pi$ -системе в S - волне.

4. В обсуждавшихся во второй главе процессах некогерентного рождения без изменения заряда быстрых частиц эффекты, связанные с тождественностью нуклонов в ядре, малосущественны. В процессах же некогерентного рождения с перезарядкой эти эффекты могут привести к существенному подавлению сечения при малых переданных импульсах. При изучении же некоторых реакций, таких, как, например, $\pi^- A \rightarrow \nu^0 A'$, с целью определения величин $\sigma_{\nu^0 N}^L$ именно эта область передач импульса представляет наибольший интерес. До сих пор не были развиты методы учета эффектов тождественности нуклонов в ядре в процессах типа перезарядки при одновременном учете взаимодействия частиц в начальном и конечном состояниях. Третья глава диссертации посвящена исследованию этого вопроса.

Получены формулы, связывающие характеристики некогерентных процессов $1+A \rightarrow 2+A'$ с перезарядкой с характеристиками соответствующих процессов на нуклоне $1+N \rightarrow 2+N$.

Простейшие из них, связывающие, например, сечения процессов



при высоких энергиях, в пренебрежении эффектами многократных столкновений с изменением направления движения быстрых частиц

$$(\sigma_{\pi^0 N}^L = \sigma_{\pi^+ N}^L = \sigma_{\pi^- N}^L) \quad \text{выглядят следующим образом:}$$

$$\left(\frac{d\sigma^A}{d\Omega} / \frac{d\sigma^0}{d\Omega} \right) =$$

$$\left\{ \frac{Z(N)}{A} \int d\bar{b} d\bar{z} \rho(\bar{b}, \bar{z}) \exp \left[-\sigma \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\bar{b}, \bar{z}') d\bar{z}' \right] - \right.$$

$$- \frac{ZN}{A^2} \int d\bar{b} d\bar{b}' d\bar{z} d\bar{z}' S_p \hat{\rho}(\bar{b}, \bar{z}; \bar{b}', \bar{z}'; \bar{\sigma}) \hat{\rho}(\bar{b}', \bar{z}'; \bar{b}, \bar{z}; \bar{\sigma}) \cdot$$

$$\exp \left[i\bar{q}\bar{b}' - \frac{\sigma}{2} \int (\rho(\bar{b}, \bar{z}') + \rho(\bar{b}', \bar{z}')) d\bar{z}' \right] +$$

$$+ \left. \frac{ZN}{A^2} \sigma \int d\bar{b} d\bar{z} d\bar{z}' S_p \hat{\rho}(\bar{b}, \bar{z}; \bar{b}', \bar{z}'; \bar{\sigma}) \hat{\rho}(\bar{b}', \bar{z}'; \bar{b}, \bar{z}; \bar{\sigma}) \exp \left[-\sigma \int \rho(\bar{b}, \bar{z}') d\bar{z}' \right] \right\}, \quad (10)$$

где Z - заряд ядра, A - атомный номер,

$N = A - Z$, а $\hat{\rho}(\bar{z}, \bar{z}', \bar{\sigma})$ - одночастичная матрица плотности нуклонов в ядре $S_p \hat{\rho}(\bar{z}, \bar{z}') = \rho(\bar{z})$.

Поправки, обусловленные эффектами тождественности нуклонов, даются вторым и третьим слагаемыми в формуле (10).

В диссертации приведены более сложные выражения, учитывающие эффекты многократных перерассеяний с изменением направления движения быстрых частиц, различные величины σ_{1N} и σ_{2N} , а также различие масс частиц 1 и 2. Последнее обстоятельство (различие масс m_1 и m_2) при не очень высоких энергиях делает несущественными эффекты тождественности. Это связано с тем, что минимальный импульс отдачи нуклона, на котором происходит рождение, оказывается достаточно большим, в результате чего вновь образовавшийся нейтрон (протон) оказывается в состоянии, не занятом нейтронами (протонами) исходного ядра.

В диссертации приведены также выражения для сечений процессов типа $(\pi A \rightarrow \nu A')$, усредненные по интервалу переданных импульсов $0 < -t < |t_1|$, $|t_1| \gg R^{-2}$, R - радиус ядра, и измеряемых обычно экспериментально. Относительный вклад поправок на тождественность при этом зависит от величины наклона θ дифференциального сечения процесса (2) и тем больше, чем больше этот наклон. Так, для процессов перезарядки $\pi^- A \rightarrow \pi^0 A'$ при $\rho_\pi = 48^{15/13} \frac{1}{c}$, $\theta = 15 \left(\frac{\Gamma_{\pi B}}{c} \right)^{-2}$ и $|t_1| \approx 0,1 \left(\frac{\Gamma_{\pi B}}{c} \right)^2$ поправки на тождественность нуклонов составляют величины порядка 30% для разных ядер, что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными.

5. В четвертой главе изучается структура амплитуд реакций выбивания $\chi A \rightarrow \chi N B$, (II)

где X - налетающая частица, N - нуклон, $A(B)$ - ядро в начальном (конечном) состоянии. Это исследование стимулировано тем обстоятельством, что измеренное экспериментально / 16 / отношение

$$R = \frac{\sigma^{tot}(\pi^- C^{12} \rightarrow \pi^- n C^{11})}{\sigma^{tot}(\pi^+ C^{12} \rightarrow \pi^+ n C^{11}) + \sigma^{tot}(\pi^+ C^{12} \rightarrow \pi^0 p C^{11})}$$

оказалось близким к единице вопреки предсказаниям дисперсионной теории прямых ядерных реакций / 17 / и метода DWBA / 18 /, дающих для указанного отношения значение ~ 3 .

В диссертации структура амплитуды реакции (II) исследуется в рамках теории Ватсона - с использованием эйконального приближения для описания взаимодействия частицы X и нуклона N с ядрами B . При этом для амплитуды реакции (II) получено выражение

$$F(\bar{p}, \bar{q}, \bar{k}, \bar{k}') = f_{xN \rightarrow xN}(\bar{k}, -\bar{q}, \bar{k}', \bar{p}) \cdot \int d\bar{z} \psi(\bar{z}) \exp \left[i\bar{q}\bar{z} + \frac{i}{v_x} \int_{-\infty}^0 V_{xB}(\bar{z} + \frac{\bar{k}}{k}s) ds + \frac{i}{v_x} \int_0^{\infty} V_{xB}(\bar{z} + \frac{\bar{k}}{k}s) ds + \frac{i}{v_N} \int_0^{\infty} V_{NB}(\bar{z} + \frac{\bar{p}}{p}s) ds \right] + f_{xB \rightarrow xB}(\bar{k}, -\bar{p}, \bar{k}', \bar{q}) \int d\bar{z} \psi(-\bar{z}) \exp \left[i\bar{p}\bar{z} + \frac{i}{v_N} \int_0^{\infty} V_{xB}(\bar{z} + \frac{\bar{p}}{p}s) ds \right], \quad (12)$$

где $f_{xN \rightarrow xN}$, $f_{xB \rightarrow xB}$ - амплитуды взаимодействия частицы X с нуклоном и ядром B соответственно, v_x , v_N - скорость частицы X и нуклона N ; $\bar{p}, \bar{q}, \bar{k}, \bar{k}'$ - импульсы выбиваемого нуклона N , ядра B и частицы X до и после взаимодействия, $V_{x(N)B}$ - оптические потенциалы, описывающие рассеяние частиц $x(N)$ в поле ядра B и связанные известным образом с плотностью нуклонов в ядре и амплитудами xN - и NN -рассеяний, $\psi(\bar{z})$ - "волновая функция" относительного движения N и B в ядре A , т.н. интеграл перекрытия, определяемый формулой

$$\psi(\bar{z}) = \int \psi_A(\bar{z}_1, \bar{z}_2, \dots, \bar{z}_n) \psi_B^*(\bar{z}_2, \dots, \bar{z}_n) d\bar{z}_2 \dots d\bar{z}_n.$$

Первое слагаемое в (12) совпадает с амплитудой процесса (II) в приближении DWBA / 18 / и соответствует учету лишь взаимодействия частицы X с выбиваемым нуклоном. Второе слагаемое в (12) учитывает взаимодействие частицы X с ядром - остатком B .

В обычных условиях постановки эксперимента на (xN) -совпадение, когда нуклон имеет большой импульс, вклад второго слагаемого в сечение ничтожно мал и учет его при анализе экспериментальных данных обычно не приводит к расхождению теории с экспериментом.

В случаях же, когда измеряется полное сечение реакций вида (II), вклад указанного слагаемого становится весьма существен-

ным. Расчеты по модели гармонического осциллятора с использованием выражения (12) для амплитуды и глауберовского приближения к описанию πC -рассеяния дают для величины R значение $1 \pm 0,08$, что хорошо согласуется с экспериментальным значением.

Основные результаты диссертации изложены в работах /II, I2, I3, I9/ и докладывались на Всесоюзной конференции по структуре ядра и ядерным реакциям (Тбилиси, июнь 1972 г.), Международном семинаре по прямым ядерным реакциям (Москва, сентябрь 1973 г.), на сессии отделения ядерной физики АН СССР (Москва, февраль 1974 г.) и Рабочем совещании по исследованию процессов дифракционной диссоциации на установке МИС (Дубна, октябрь, 1974 г.).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. K.S.Kölbig, B.Margolis. Nucl. Phys., B6 (1968), 85.
2. J.S.Trefil. Phys. Rev., 180 (1969), 1366.
3. С.Р.Геворкян, А.О.Займидорога, А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ, P2-658I, Дубна, 1972.
4. G.Fäldt. Nucl. Phys., B62 (1974), 86.
5. R.J.Glauber. In Lectures in Theoretical Physics, ed by W.E.Brettin et al. (New York, 1959), v. 1, p. 315.
6. С.Р.Геворкян, А.В.Тарасов. Письма ЖЭТФ, I5 (1972), 684.
7. А.В.Арефьев и др. Препринт ИТЭФ-46, 1973.
8. H.Primakoff. Phys. Rev., 81 (1951), 899.
9. I.Ya.Pomeranchuk, I.M.Shmushkevich. Nucl. Phys., 23 (1961), 452.
10. G.Morpurgo. Nuovo Cim., 31 (1964), 569.
11. А.С.Пак, А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ, P2-6539, Дубна, 1972.
12. А.С.Пак, А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ, P2-8I32, Дубна, 1974.
13. А.С.Пак, А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ, P2-8I33, Дубна, 1974.
14. C.Vemporad et al. Nucl. Phys., B33 (1971), 397.
15. V.N.Bolotov, V.V.Isakov et al. Nucl. Phys., B85 (1975), 158.
16. D.T.Chivers et al. Nucl. Phys., 126A (1969), 129.
17. И.С.Шапиро. Теория прямых ядерных реакций, Атомиздат, 1963.
18. Th. A. Maris et al. Nucl. Phys., 7 (1958), 1.
19. А.С.Пак, Л.Поч, А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ, P2-7989, Дубна, 1974.
20. B.S.Chaundary et al. Nucl. Phys., B67 (1973), 333.
21. G.Belletini et al. Nuovo Cim., 40 (1965), 1139.
22. G.Fäldt. Nucl. Phys., B43 (1972), 591.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 апреля 1975 г.