

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3318 / 83

24/6-83
P2-83-218

Л.П.Каптарь, А.И.Титов

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ
В РЕАКЦИЯХ ПЕРЕЗАРЯДКИ
С РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ИОНАМИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время все больше внимания уделяется исследованию процессов столкновения релятивистских ядер с ядрами. При этом основные надежды здесь связывают с предполагаемой возможностью прямого изучения ядерных систем в экстремальных условиях, которые должны, по-видимому, наиболее ярко проявляться в центральных столкновениях. Вместе с тем в ряде работ было показано, что определенный интерес представляет исследование чисто ядерных эффектов, сопровождающих периферические столкновения релятивистских ионов, например, релятивистского кулоновского возбуждения ^{1/}, $Q_{\text{ground-ground}}$ - зависимости в выходе изотопов ^{2/}, образования релятивистских гиперфрагментов ^{3/} и т.п. Одним из наиболее ярких эффектов в периферических реакциях является ядерная перезарядка, когда один или несколько протонов /нейтронов/ налетающего ядра, взаимодействуя с нуклонами ядра-мишени, меняют свое зарядовое состояние, переходят в нейтроны /протоны/ и захватываются на разрешенные уровни быстрого ядра. В результате наблюдаются протоно-/нейтроно-/избыточные фрагменты со скоростями, близкими к скорости ионов начального пучка ^{4-6/}. Экспериментальные данные по реакциям ядерной перезарядки были получены в работе ^{4/}, где в результате рассеяния ионов углерода ¹²C /и кислорода ¹⁶O /, ускоренных до энергий 2,1 ГэВ/нуклон, на углеродной мишени детектировались ядра ¹²N, ¹²B /и ¹⁶N / с числом нейтронов или протонов, превышающим их соответствующее число в налетающих ядрах.

Теоретическое исследование этих реакций было проведено в работах ^{5,6/}. К сожалению, указанные работы имеют один существенный недостаток, а именно: в расчетах использовалась лишь не зависящая от спина часть зарядовообменной амплитуды N-N-рассеяния. Это ограничение приводит к отсутствию переходов с аномальной четностью на уровни 1^+ в ¹²N, ¹²B и $0^-, 2^-$ в ¹⁶N - переходов с переворотом спина. Однако эксперимент показал обратное: регистрация изотопов ¹²N(1^+) означает большой вклад спин-зависящей части амплитуды. Отметим в связи с этим, что в ^{5,6/} было сделано физически необоснованное предположение, что образование ¹²N в реакции ¹²C \rightarrow ¹²N происходит за счет перехода на гипотетический уровень 2^+ . Все это заставило вернуться к проблеме теоретического описания реакций ядерной перезарядки и последовательно учесть спин-зависящие члены в амплитуде NN-рассеяния.

В разделе 2 кратко изложен механизм реакций /более подробное описание приведено в работе ^{8/}, при этом основное внимание

уделено выбору амплитуд нуклон-нуклонного рассеяния. В разделе 3 приведены результаты расчетов и выводы.

2. МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Рассмотрим инклюзивную реакцию



где регистрируемый ион $z_{\pm 1}A$ движется с релятивистской скоростью, близкой к скорости ионов пучка zA . Характерный передаваемый импульс в этой реакции $^{4/} q \approx 0,1$ /ГэВ/с/ много меньше начального, поэтому для теоретического анализа можно применять теорию Ситенко-Глаубера $^{7,8/}$ с использованием характерных для этой теории приближений. Сечение процесса записывается в виде

$$\sigma_{if}^{exch} = \int d^2b \sigma_{if}^{exch}(\vec{b}), \quad /2/$$

где $\sigma_{if}^{exch}(\vec{b})$ - "парциальное" сечение перезарядки

$$\sigma_{if}^{exch}(\vec{b}) = \frac{1}{\hat{J}_A \hat{J}_B} \sum_{M_A M_B} \langle \psi_0^B || \mathbb{M}_{if}(\vec{b}) || \psi_0^B \rangle, \quad \hat{J} = 2J + 1. \quad /3/$$

Здесь $J_{A,B}; M_{A,B}$ - соответственно угловые моменты и проекции угловых моментов сталкивающихся ядер; ψ_0^B - волновая функция основного состояния ядра-мишени, $\mathbb{M}_{if}(\vec{b})$ - парциальный матричный элемент перехода $zA \rightarrow z_{\pm 1}A$. Формула /3/ учитывает условие полноты волновых функций ядра-мишени и суммирование по нерегистрируемым конечным состояниям.

Предположим, что реакция /1/ происходит в результате однократного столкновения нуклона налетающего ядра с нуклоном ядра-мишени, а волновые функции ядер $zA, z_{\pm 1}A$ представим в виде суперпозиции волновых функций нуклонов, не участвующих во взаимодействии /кор/, - $\Phi^c(\xi)$ и одночастичных функций нуклона до и после столкновения - $\phi^{i,f}(\vec{r})$:

$$\psi_{JM}^{i,f} = \sum \langle j_c m_c | JM \rangle \Phi_{j_c m_c}^c(\xi) \phi_{jm}^{i,f}(\vec{r}), \quad /4/$$

$$\phi_{jm}^{i,f} = \sum \langle \ell \mu \frac{1}{2} \nu | jm \rangle R_{n\ell j}^{i,f}(\vec{r}) Y_{\ell \mu}(\hat{r}) \chi_{\nu},$$

где $R_{n\ell j}(\vec{r})$ - радиальная одночастичная волновая функция, χ_{ν} - спиновая функция. Тогда парциальный матричный элемент $\mathbb{M}_{if}(\vec{b})$ в представлении прицельного параметра имеет следующий вид:

$$\mathbb{M}_{if}(\vec{b}) = \frac{2}{p_0} \prod_{k=1}^{A_B} S_{A-1}^{opt}(\vec{b} - \vec{b}_k) \Sigma (-1)^{j_i - j_f + \nu_1 + L/2 + M-1} \times$$

$$\times \sqrt{\frac{\hat{J}_f \hat{J}_f \hat{\ell}_i \hat{L}}{4\pi}} \langle L - M J_f M_f | k k \rangle \langle \frac{1}{2} - \nu_1 \frac{1}{2} \nu_f | k k \rangle \langle \ell_i 0 L 0 | \ell_f 0 \rangle \times$$

$$\left\{ \begin{matrix} j_f \ell_f \frac{1}{2} \\ j_i \ell_i \frac{1}{2} \\ J_f L k \end{matrix} \right\} \cdot \int d^2q e^{iq(\vec{b} - \vec{b}_k)} Y_{LM}(\hat{q}) F_{if}^L(q) \langle \nu_f | f_{NN}^{exch}(\vec{q}) | \nu_i \rangle,$$

/5/

где p_0 - импульс нуклона в налетающем ядре, S_{A-1}^{opt} - S- матрица упругого рассеяния остова на нуклонах мишени $^{8/}$, которая аппроксимируется формулой

$$S_{A-1}^{opt}(\vec{b}) = \exp[-\frac{1}{2}(1 - ia)\sigma_{NN}\rho_{A-1}(\vec{b})],$$

σ_{NN} - полное сечение нуклон-нуклонного взаимодействия, a - отношение мнимой части амплитуды упругого NN-рассеяния вперед к реальной, $\rho_{A-1}(\vec{b})$ - проекция ядерной плотности остова в плоскости прицельного параметра \vec{b} :

$$\rho_{A-1}(\vec{b}) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho_{A-1}(\vec{b}, z), \quad \int \rho_A(\vec{r}) d\vec{r} = A,$$

$F_{if}^L(q)$ - радиальный матричный элемент:

$$F_{if}^L(q) = \int d\vec{r} r^2 R_{n_i \ell_i j_i}^i(\vec{r}) R_{n_f \ell_f j_f}^f(\vec{r}) j_L(qr), \quad /6/$$

а $j_L(qr)$ - сферическая функция Бесселя.

Амплитуду перезарядки в NN-взаимодействии удобно выбрать в следующем инвариантном виде, удовлетворяющем требованиям симметрии:

$$f_{NN}^{exch}(\vec{q}) = a(q) + ic(q)(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \vec{n} + m(q)(\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}) +$$

$$+ (g(q) + h(q))(\vec{\sigma}_1 \vec{p})(\vec{\sigma}_2 \vec{p}) + (g(q) - h(q))(\vec{\sigma}_1 \vec{k})(\vec{\sigma}_2 \vec{k}); \quad /7/$$

$$\vec{n} = [\vec{p}_0 \times \vec{p}_f] / |\vec{p}_0 \vec{p}_f| \sin \theta, \quad \vec{p} = [\vec{p}_0 + \vec{p}_f] / |\vec{p}_0 + \vec{p}_f|, \quad \vec{k} = [\vec{p}_0 - \vec{p}_f] / |\vec{p}_0 - \vec{p}_f|,$$

где a, c, m, g, h - скалярные амплитуды, зависят от начальной энергии и переданного импульса, $\vec{\sigma}$ - спиновые матрицы Паули. Однако на практике амплитуды f_{NN}^{exch} чаще всего параметризуют в ином, спиральном базисе, вводя вместо амплитуд a, h спиральные амплитуды $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4, \phi_5$. Амплитуды ϕ_i параметризуют, исходя из определенных соображений о NN-взаимодействии, а параметры находят из сравнения с экспериментом. В расчетах мы будем использовать параметризацию $f_{NN}^{exch}(\vec{q})$ из работ^{/9/}. Связь между амплитудами $a...h$ и ϕ_i приведена в Приложении 1. Формулы /2/, /3/, /5/ полностью определяют сечение перезарядки. Однако расчет можно существенно упростить, если пренебречь корреляция-ми нуклонов в основном состоянии ядра-мишени:

$$|\psi_0^B|^2 = \prod_{i=1}^{A_B} \bar{\rho}_i(\vec{r}_i); \quad \bar{\rho}_i = \frac{1}{A_B} \rho_B. \quad /8/$$

Тогда формула /3/ преобразуется к виду

$$\sigma_{if}^{exch}(\vec{b}) = (P(\vec{b}))^{A_B-1} \cdot C_{if}(\vec{b}), \quad /9/$$

где

$$P(\vec{b}) = \int \bar{\rho}_1(\vec{b}') |S_{A-1}^{opt}(\vec{b} - \vec{b}')|^2 d^3 b' \quad /10/$$

имеет смысл вероятности того, что при столкновении остов /налетающего ядра/ не меняет своего состояния. При малых значениях b /центральные столкновения/ $P(\vec{b})$ - стремится к нулю; при $b > R_A + R_B$ $P(\vec{b}) \rightarrow 1$. Функция $C_{if}(\vec{b})$ содержит информацию о перезарядке в элементарном NN-взаимодействии, структуре ядер и быстро убывает с ростом b . Явный вид функций $C_{if}(\vec{b})$, используемых нами в конкретных расчетах, довольно громоздок и приведен в Приложении 2. Можно провести качественный анализ процесса перезарядки, выполнив интегрирование по $d\vec{q}$ в /5/ и $d\vec{b}$ в /9/ приближенно, используя метод перевала. В результате находим

$$\sigma_{Nuclear}^{exch} \approx \alpha^{exch} \sigma_{NN}^{exch}, \quad /11/$$

где σ_{NN}^{exch} - сечение перезарядки в NN-рассеянии;

$$\alpha^{exch} = \alpha_0 |F_{if}^{L_{min}}(q_{min})|^2 \bar{\rho}(\vec{b}) [P(\vec{b})]^{A_B-1}, \quad /12/$$

α_0 - численный множитель, порядка единицы, q_{min} - минимальный переданный импульс, зависит от разности энергий связи нуклонов в состояниях $\psi_{i,f}$, L_{min} - минимальное значение передаваемого орбитального момента, определяется правилами отбора, $\vec{b} \approx R_A + R_B$.

Фактор подавления сечения перезарядки в ядро-ядерном столкновении по сравнению с соответствующим сечением в NN- процессе - α^{exch} обусловлен структурой сталкивающихся ядер и составляет величину $10^{-2} - 10^{-8}$, что согласуется с экспериментом^{/4/}.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В качестве конкретных примеров были рассчитаны сечения реакций перезарядки ионов углерода ^{12}C и кислорода ^{16}O на углеродной мишени при начальной энергии $E_{лаб.} = 2,1$ ГэВ/нуклон. Сечение рассчитывалось по формулам /2/, /3/, /9/, /10/. Одночастичные волновые функции в /6/ находились путем решения уравнения Шредингера с потенциалом Саксона-Вудса, параметры которого хорошо описывают основные и низколежащие состояния ядер^{/10/}. Результаты расчетов и соответствующие экспериментальные данные представлены в таблице. Там же приведены одночастичные парциальные переходы с изменением и без изменения спина. Расчеты показывают, что если одновременно разрешены переходы с переворотом и без переворота спина, то основной вклад в сечение перезарядки дают переходы с переворотом спина. Этот результат является общим и определяется поведением амплитуды перезарядки $f_{NN}^{exch}(q)$ как функции переданного импульса. Основной вклад в сечение дает область относительно малых передач импульса, поскольку область больших q исключается как наличием формфактора $F_{if}(q)$ /2/ в /5/, так и быстрым убыванием амплитуды f_{NN}^{exch} с ростом q , а при малых q величина амплитуды $a(q)$ существенно меньше величин остальных амплитуд: c, m, g, h /см. Приложение 1/.

В расчетах мы использовали наиболее простую ядерную модель "остов-частица". Усложнение модели за счет смешивания конфигураций несколько уменьшит сечение парциального перехода /на величину, пропорциональную соответствующему генеалогическому фактору^{/11/}, однако это уменьшение компенсируется увеличением числа парциальных переходов, так что полное сечение практически не изменится. Рассмотренный нами механизм "прямой" перезарядки не является единственным - сравнение с экспериментом показывает, что он дает лишь половину вклада в полное сечение. Качественный анализ, проведенный нами в работе^{/8/}, показал, что до 40-50% вклада в полное сечение могут давать процессы с образованием Δ -изобар, например $pp \rightarrow \Delta^{++}n$ и т.п. Их учет приводит к улучшению согласия с экспериментом, оставляя основные качественные выводы без изменений.

Мы искренне благодарны профессору В.В.Балашову, обратившему наше внимание на важность учета спиновых эффектов в реакциях перезарядки, а также профессору В.К.Лукиянову за многочисленные полезные обсуждения.

Таблица

Началь- ный ион $E_0=2,1$ ГэВ/нуклон	Конечный фрагмент	Одночас- тичный переход	Ядерный переход $J_i^{\pi} \rightarrow J_f^{\pi}$	G^{exch} , мб (без пере- ворота спина)	G^{exch} , мб (с пере- воротом спина)	G^{exch} теор. мб	G^{exch} эксп. мб
^{12}C	^{12}N	$1P_{3/2} \rightarrow 1P_{3/2}$	$0^+ \rightarrow 1^+$	0	4×10^{-2}	4×10^{-2}	$(8 \pm 1) \times 10^{-2}$
			$0^+ \rightarrow 1^+$	0	$3,9 \times 10^{-2}$	$4,2 \times 10^{-2}$	$(10 \pm 1) \times 10^{-2}$
			$0^+ \rightarrow 2^+$	2×10^{-5}	3×10^{-3}		
^{16}O	^{16}N	$1P_{3/2} \rightarrow 2S_{1/2}$	$0^+ \rightarrow 0^-$	0	$1,3 \times 10^{-4}$	$7,7 \times 10^{-2}$	$(13 \pm 2) \times 10^{-2}$
			$0^+ \rightarrow 1^-$	$2,4 \times 10^{-6}$	$1,1 \times 10^{-4}$		
			$0^+ \rightarrow 2^-$	0	$7,2 \times 10^{-2}$		
		$1P_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$	$0^+ \rightarrow 3^-$	$4,4 \times 10^{-6}$	$4,8 \times 10^{-3}$		

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Амплитуда f_{NN}^{exch}

Спиральные амплитуды $\phi_1 \dots \phi_5$ определяются обычным образом:

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \langle ++ | f | ++ \rangle; & \phi_2 &= \langle ++ | f | -- \rangle; & \phi_3 &= \langle +- | f | +- \rangle; \\ \phi_4 &= \langle +- | f | -+ \rangle; & \phi_5 &= \langle ++ | f | +- \rangle, \end{aligned} \quad /1.1/$$

где знаки "+" и "-" означают соответственно спиральность $\lambda = \frac{1}{2}$ и $\lambda = -\frac{1}{2}$.

В системе центра масс сталкивающихся нуклонов амплитуды $\phi_1 \dots \phi_5$ в /1.1/ и a, c, m, g, h в /7/ нормированы условием

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{exch}}{d\Omega^*} &= |a|^2 + 2|c|^2 + |m|^2 + 2|g|^2 + 2|h|^2 = \\ &= \left\{ \sum_{i=1}^4 |\phi_i|^2 + 4|\phi_5|^2 \right\} / 2, \end{aligned} \quad /1.2/$$

где $\frac{d\sigma^{exch}}{d\Omega^*}$ - сечение реакции $pn \rightarrow pn$.

Связь между амплитудами $\phi_1 \dots \phi_5$ и a ... h находится с помощью преобразования

$$\left| \frac{1}{2}, \lambda \right\rangle = \sum_m d_{m\lambda}^{1/2}(\theta^*) \left| \frac{1}{2}, m \right\rangle \quad /1.3/$$

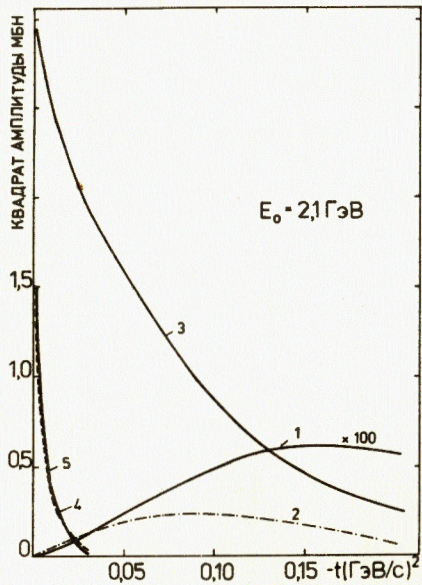
и имеет вид

$$\begin{aligned} a &= \frac{1}{4} \{ A \cos \theta^* + B - 4\phi_5 \sin \theta^* \}, & m &= \frac{1}{4} \{ A \cos \theta^* - B - 4\phi_5 \sin \theta^* \}, \\ c &= \frac{1}{4} \{ A \sin \theta^* + 4\phi_5 \cos \theta^* \}, & g &= \frac{1}{4} \{ \phi_3 - \phi_1 + \phi_2 + \phi_4 \}, \\ h &= \frac{1}{4} \{ \phi_3 - \phi_4 - \phi_1 - \phi_2 \}, \end{aligned} \quad /1.4/$$

где θ^* - угол рассеяния в системе центра масс,

$$A = \phi_1 + \phi_2 + \phi_3 - \phi_4; \quad B = \phi_1 - \phi_2 + \phi_3 - \phi_4.$$

На рисунке показаны относительные вклады амплитуд a ... h в сечение нуклон-нуклонной перезарядки $d\sigma^{exch}/d\Omega^*$ при начальной энергии $E_0 = 2,1$ ГэВ.



Относительный вклад парциальных амплитуд в сечение $pp \rightarrow pn$ - реакции. Кривая 1 - $|a|^2$; 2 - $2|c|^2$; 3 - $|m|^2$; 4 - $2|g|^2$; 5 - $2|h|^2$.

Матричные элементы $\langle \nu_f | f_{NN}^{exch} | \nu_i \rangle$ в /5/ имеют вид

$$\begin{aligned} \langle \nu_f | f_{N_1 N_2}^{exch} | \nu_i \rangle &= a(q) \delta_{\nu_i, \nu_f} + \sqrt{4\pi} \sum_{\mu} \langle \frac{1}{2} \nu_f 1 - \mu | \frac{1}{2} \nu_i \rangle \times \\ &\times \{ -c(q) i^{\mu+1} Y_{1\mu}(\hat{q}) + \sqrt{3} \sum_{LM\lambda} \frac{\langle 1010 | L0 \rangle}{\sqrt{\hat{L}}} \langle 1\mu 1\lambda | LM \rangle Y_{LM}(\hat{q}) \times \\ &\times (i^M m(q) + g(q) - h(q)) \} \sigma_{-\lambda} \quad (2) + \\ &+ \sqrt{3} (g(q) + h(q)) \langle \frac{1}{2} \nu_f 10 | \frac{1}{2} \nu_i \rangle \sigma_0. \end{aligned}$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Функции $C_{if}(\vec{b})$

Функции $C_{if}(\vec{b})$ запишем отдельно для переходов с изменением спина и без изменения спина.

1. Переходы с изменением спина:

$$C_{if}(\vec{b}) = \frac{4}{p_0^2} Z_B \int d^2 b' \rho^-(b') |S_{A-1}^{opt}(\vec{b}-\vec{b}')|^2 [M_1(\vec{b}-\vec{b}') + M_2(\vec{b}-\vec{b}') + M_3(\vec{b}-\vec{b}')],$$

$$M_1(b) = 2\sqrt{3} \hat{J}_f \hat{J}_f \hat{\ell}_i \hat{j}_f \sum (-1)^{L' i} L+L' \langle 1010 | L'0 \rangle \langle 1010 | L'0 \rangle \times \quad /2.1/$$

$$\begin{aligned} &\times \langle \ell_i 0 L 0 | \ell_f 0 \rangle \langle \ell_i 0 L' 0 | \ell_f 0 \rangle \langle L' M' L' \ell' - M_{\ell'} | k \kappa \rangle \langle L M L \ell' - M_{\ell'} | k \kappa \rangle \times \\ &\left\{ \begin{matrix} j_f \ell_f \frac{1}{2} \\ j_i \ell_i \frac{1}{2} \\ J_f L 1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j_f \ell_f \frac{1}{2} \\ j_i \ell_i \frac{1}{2} \\ J_f L' 1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & L' \\ 1 & J_f & L \\ L & L' & k \end{matrix} \right\} I_{M_L M_{\ell'} L}^{L \ell'}(b) I_{M_L' M_{\ell'} L'}^{L' \ell'}(b)^* \quad /2.2/ \end{aligned}$$

$$M_2(\vec{b}) = \frac{\hat{J}_f \hat{j}_f \hat{\ell}_i}{2\pi} \sum \sqrt{\hat{L} \hat{L}'} \langle \ell_i 0 L 0 | \ell_f 0 \rangle \langle \ell_i 0 L' 0 | \ell_f 0 \rangle \langle L M_L J_f M_f | 10 \rangle \times \quad /2.3/$$

$$\times \langle L' M_L' J_f M_f | 10 \rangle \left\{ \begin{matrix} j_f \ell_f \frac{1}{2} \\ j_i \ell_i \frac{1}{2} \\ J_f L 1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j_f \ell_f \frac{1}{2} \\ j_i \ell_i \frac{1}{2} \\ J_f L' 1 \end{matrix} \right\} G_{L M_L}(\vec{b}) G_{L' M_L'}^*(\vec{b}) ;$$

$$M_3(\vec{b}) = \frac{2}{3} \hat{J}_f \hat{j}_f \hat{\ell}_i | \sum \sqrt{\hat{L}} i^L \langle \ell_i 0 L 0 | \ell_f 0 \rangle \times \quad /2.4/$$

$$\left\{ \begin{matrix} j_f \ell_f \frac{1}{2} \\ j_i \ell_i \frac{1}{2} \\ J_f L 1 \end{matrix} \right\} (-1)^{M_L + J_f - J_2} \langle L - M_L J_f M_f | 1 - \mu \rangle K_{L M_L}^{1\mu} |^2 .$$

В /2.2/-/2.4/ радиальные интегралы $I_{M_1 M_2}^{L_1 L_2}$, G_{LM} , $K_{LM}^{1\mu}$ определены следующим образом:

$$I_{M_1 M_2}^{L_1 L_2}(\vec{b}) = \int d^2 \vec{q} F_{if}^{L_1}(\vec{q}) Y_{L_1 M_1}(\hat{q}) Y_{L_2 M_2}(\hat{q}) \times \quad /2.5/$$

$$\times [i^{M_2} m(q) + g(q) - h(q)] \cdot e^{i\vec{q}\vec{b}} ,$$

$$G_{LM}(\vec{b}) = \int d^2 \vec{q} F_{if}^L(\vec{q}) Y_{LM}(\vec{q}) [g(q) + h(q)] e^{i\vec{q}\vec{b}} , \quad /2.6/$$

$$K_{LM}^{1\mu}(\vec{b}) = i^{\mu+1} \int d^2 \vec{q} F_{if}^L(\vec{q}) \cdot c(q) \cdot Y_{LM}(\vec{q}) Y_{1\mu}(\vec{q}) e^{i\vec{q}\vec{b}} . \quad /2.7/$$

В формулах /2.2/-/2.7/ суммирование подразумевается по всем моментам и проекциям, кроме $\ell_{i,f}; j_{i,f}; J_f$.

2. Переходы без изменения спина:

$$C_{if}^{M_f}(\vec{b}) = \sum_{M_f} \int d^2\vec{b}' \rho^-(\vec{b}') |S_{A-1}^{opt}(\vec{b}-\vec{b}')|^2 |A_{if}^{M_f}(\vec{b}-\vec{b}')|^2,$$

где

$$A_{if}^{M_f} = \sqrt{\frac{\hat{\ell}_i \hat{j}_f}{4\pi}} \langle \ell_i 0 J_f 0 | \ell_f 0 \rangle (-1)^{2j_i - j_f + \ell_f + 1/2} \left\{ \begin{matrix} j_f & \ell_f & 1/2 \\ \ell_i & j_i & J_f \end{matrix} \right\} \times$$

/2.9/

$$\times \int d^2\vec{q} e^{i\vec{q}\vec{b}} F_{if}^{J_f}(\vec{q}) Y_{J_f M_f}(\hat{q}) a(\vec{q}).$$

В численных расчетах формфактор $F^L(\vec{q})$ вычислялся для каждого L , разрешенного правилами отбора. Интегрирование по азимутальному углу в радиальных интегралах $I(\vec{b})$, $G(\vec{b})$, $K(\vec{b})$ и $A(\vec{b})$ проводилось с помощью интегрального представления для цилиндрических функций:

$$\int_0^{2\pi} d\phi e^{ix \cos \phi + in\phi} = 2\pi i^{|n|} J_n(x).$$

/2.10/

Последующее интегрирование по $d\vec{q}$ и db и суммирование проводились численно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Каптарь Л.П., Титов А.И. ЯФ, 1978, т.28, с.647; Kartari L.P., Titov A.I. Acta Phys.Pol., 1979, B10, p.263.
2. Lukyanov V.K., Titov A.I. Phys.Lett., 1975, 57B, p.10; Лукьянов В.К., Панебратцев Ю.А., Титов А.И. Письма в ЖЭТФ, 1975, т.22, с.427.
3. Каптарь Л.П., Титов А.И. Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, с.375.
4. Heckman H.H. et al. Proc. Fifth on NEPNS in Uppsala, 1973; Greiner D.E. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, vol.35, p.152; Goldhaber A.S., Heckman H.H. Ann.Rev.Nucl.Part.Sci., 1978, 28, p.161.
5. Hufner J., Schafer K., Schurmann B. Phys.Rev., 1975, C12, p.1888; Celenza L.S., Hufner J., Sander C. Nucl.Phys., 1977, A276, p.509.

6. Каптарь Л.П., Титов А.И. ЯФ, 1980, т.31, с.151.
7. Ситенко А.Г. ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.546.
8. Glauber R.J. Lect.Theor.Phys. New York, 1959, vol.1, p.315.
9. Diu B. Nuovo Cim., 1974, 20A, p.115; Bizard G., Diu B. Nuovo Cim., 1975, 25A, p.467; Bouquet A. et al. Nuovo Cim., 1975, 29A, p.30; Nuovo Cim., 1975, 29A, p.373; Nuovo Cim., 1976, 31A, p.411; Nuovo Cim., 1976, 35A, p.157.
10. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
11. Бояркина А.Н. Структура ядер 1P-оболочки. Изд-во МГУ, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 апреля 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
D1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
D11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Каптарь Л.П., Титов А.И. P2-83-218
Спиновые эффекты в реакциях перезарядки с релятивистскими ионами

Исследованы спиновые эффекты в реакциях перезарядки при периферических столкновениях релятивистских ядер. Показано, что если правилами отбора одновременно разрешены переходы с переворотом и без переворота спина, то основной вклад в сечение перезарядки дают переходы с переворотом спина. Проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Kaptari L.P., Titov A.I. P2-83-218
Spin Effects in Charge Exchange Reactions with Relativistic Ions

The spin effects in charge exchange processes are investigated in peripheral collisions of the relativistic nuclei. It is shown that the cross section of the charge exchange processes are dominated by the spin-flip transitions if they are not forbidden by the selection rules. The theoretical calculation is compared with the available experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.