ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р2 - 7324

Г.И.Лыкасов, А.В.Тарасов

ПЕРЕЗАРЯДКА БЫСТРЫХ НУКЛОНОВ НА ДЕЙТРОНАХ В ТЕОРИИ ГЛАУБЕРА

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Р2 - 7324

Г.И.Лыкасов, А.В.Тарасов

ПЕРЕЗАРЯДКА БЫСТРЫХ НУКЛОНОВ НА ДЕЙТРОНАХ В ТЕОРИИ ГЛАУБЕРА

Направлено в ЯФ

SUMMARY

The exchange scattering of neutrons on a deuterons have been studied in ref.[1,2] by I.Ya.Pomeranchuk, I.M.Shmushkevich, L.I.Lapidus. It has been shown that the study of this process gives some information on the spin-dependence of the exchange forces.

The charge-exchange process $pd \to n(pp)$ in the Glauber theory is analysed here when the spin dependence of NN-amplitudes is taken into account. It is shown that the forward differential cross section of this process at high energies is defined by the spinflip parts of the forward amplitude of the p-n charge-exchange process:

$$\frac{d\sigma^{pd\to n(pp)}_{(0)}}{d\Omega} = \frac{2}{3}\left(2|b_c(0)|^2 + |f_c(0)|^2\right)\cdot\left\{1 - \frac{1}{4\pi}\langle r^{-2}\rangle\cdot\left(\sigma^{pp}_{tot} + \sigma^{pn}_{tot}\right)\right\},$$

where b_c, f_c are the spin-flipp parts of the forward amplitude of the p-n charge-exchange process[6] (see, expression (10) of this paper).

We can calculate, with the help of this formula, the value of the contribution of the spin-dependent part of the forward differential cross section of the p-n charge-exchange process[6] at high energies ($T_p > 1$ GeV).

The Glauber corrections are about 20%.

Работы И.Я.Померанчука [1], И.М.Шмушкевича, Л.И.Лапидуса [2] показали, что из экспериментального анализа сечения перезарядки нуклонов на дейтронах под малыми углами можно получить некоторую информацию о спиновой зависимости обменного $n-p$ рассеяния. Было отмечено, что в случае указанной реакции возможно раздельное определение сечений, обусловленных силами, зависящими от спина и не зависящими от него [1]. Комбинируя экспериментальные данные об упругом $N-N$ и обменном $N-d$ столкновениях, можно установить зависимость обменных сил от спина [1,2]. Помимо этого, указывалось, что экспериментальное изучение обменного $n-d$ рассеяния близко к опытам по тройному рассеянию нуклонов.

Подобный подход к исследованию спиновой структуры амплитуд $N-N$ рассеяния может оказаться особенно полезным при высоких энергиях, поскольку в этом случае проведение прямых поляризационных экспериментов сопряжено с существенными трудностями.

Теоретический анализ реакций перезарядки нуклонов на дейтронах до сих пор проводился либо в рамках простого импульсного приближения [1,2], либо с учетом эффектов двукратного столкновения, но в пренебрежении спинами нуклонов [4]. Точность современных экспериментов такова, что необходимо вводить в рассмотрение глауберовские поправки, описывающие эффекты экранировки. Поскольку дифференциальное сечение перезарядки $pd \to n(pp)$ /круглые скобки здесь и в дальнейшем будут означать, что два протона в конечном состоянии -

медленные/ под малыми углами определяется частями амплитуд с переворотом спина [1,2], то целесообразнее исследовать данную реакцию в широкой области высоких энергий с целью изучения зависимости амплитуд $N-N$ взаимодействия от спинов.

Ниже обсуждается структура выражения для сечения реакции перезарядки $pd \to n(pp)$ с учетом двойных рассеяний налетающего нуклона на нуклонах дейтрона и спиновой зависимости амплитуд $N-N$ рассеяния.

Амплитуда рассматриваемого процесса в приближении Глаубера с учетом спинов нуклонов запишется следующим образом: [5]

$$f_{if}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi}\int e^{i\vec{q}\vec{b}}\, d^2\vec{b}\, d^3\vec{r}\,\Phi_f^+(\vec{r})[\Gamma_c(\vec{b}-\vec{s}/2) -$$

$$-\theta(z)\Gamma_c(\vec{b}-\vec{s}/2)\Gamma_p(\vec{b}+\vec{s}/2) - \theta(-z)\Gamma_n(\vec{b}+\vec{s}/2)\times$$

$$\times\Gamma_c(\vec{b}-\vec{s}/2)]\,\Phi_i(\vec{r}). \qquad /1/$$

Здесь Φ_i, Φ_f - волновые функции дейтрона и системы двух медленных протонов соответственно; Γ_x - некоммутирующие функции профиля, являющиеся двумерными фурье-образами амплитуд $N-N$ рассеяния f_x; $x = c, p, n$; индексы c, p, n служат для обозначения реакции перезарядки $pn \to np$, упругого $p-p$ и $p-n$ рассеяний соответственно.

Как видно из выражения /1/, дифференциальное сечение исследуемого процесса в л.с.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \overline{\sum_f |f_{if}|^2}$$

/черта над суммой означает, как обычно, усреднение по начальным спиновым состояниям/ может быть представлено в виде сумм трех слагаемых,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{11}}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{22}}{d\Omega} - \frac{d\sigma_{12}}{d\Omega}, \qquad /2/$$

представляющих вклады квадратов модулей амплитуд однократного и двукратного столкновений и интерференции между ними.

Используя при суммировании по конечным состояниям $p-p$ -системы условие полноты в виде

$$\sum_f \Phi_f(\vec{r})\Phi_f^+(\vec{r}\,') = \delta(\vec{r}-\vec{r}\,') - \delta(\vec{r}+\vec{r}\,')P_{np},$$

где P_{np} - оператор перестановки спинов нуклонов дейтронов, можно получить следующие выражения для слагаемых суммы /2/:

$$\frac{d\sigma_{11}(\vec{q})}{d\Omega} = \frac{1}{6} Sp\{P_T[f_c(\vec{q},\vec{\sigma},\vec{\sigma}_n)f_c^+(\vec{q},\vec{\sigma},\vec{\sigma}_n) -$$

$$- f_c(\vec{q},\vec{\sigma},\vec{\sigma}_n)P_{pn}f_c^+(\vec{q},\vec{\sigma},\vec{\sigma}_n)S(\vec{q})]\}; \qquad /3/$$

$$\frac{d\sigma_{12}(\vec{q})}{d\Omega} = \frac{1}{6}\frac{2\pi i}{k}\frac{1}{2\pi}\int S(\vec{q}\,').$$

$$Sp\{P_T[f_c^+(\vec{q},\vec{\sigma},\vec{\sigma}_n)f_n(\vec{q}\,',\vec{\sigma},\vec{\sigma}_p)f_c(\vec{q}-\vec{q}\,',\vec{\sigma},\vec{\sigma}_n) -$$

$$- f_c^+(\vec{q}-\vec{q}\,',\vec{\sigma},\vec{\sigma}_n)f_n^+(\vec{q}\,',\vec{\sigma},\vec{\sigma}_p)f_c(\vec{q},\vec{\sigma},\vec{\sigma}_n) +$$

$$+ f_c^+(\vec{q},\vec{\sigma},\vec{\sigma}_n)f_c(\vec{q}-\vec{q}\,',\vec{\sigma},\vec{\sigma}_n)f_p(\vec{q}\,',\vec{\sigma},\vec{\sigma}_p) -$$

$$- f_p^+(\vec{q}\,',\vec{\sigma},\vec{\sigma}_p)f_c^+(\vec{q}-\vec{q}\,',\vec{\sigma},\vec{\sigma}_n)f_c(\vec{q},\vec{\sigma},\vec{\sigma}_n) -$$

$$- f_c^+(\vec{q},\vec{\sigma},\vec{\sigma}_n)P_{pn}f_n(\vec{q}-\vec{q}\,',\vec{\sigma},\vec{\sigma}_p)f_c(\vec{q}\,',\vec{\sigma},\vec{\sigma}_n) +$$

$$+ f_c^+(\vec{q}-\vec{q}\,',\vec{\sigma},\vec{\sigma}_n)f_n^+(\vec{q}\,',\vec{\sigma},\vec{\sigma}_p)P_{pn}f_c(\vec{q},\vec{\sigma},\vec{\sigma}_n) -$$

$$- f_c^+(\vec q,\vec\sigma,\vec\sigma_n)P_{pn}\, f_c(\vec q\,',\vec\sigma,\vec\sigma_n)f_p(\vec q-\vec q\,',\vec\sigma,\vec\sigma_p) +$$

$$+ f_p^+(\vec q\,',\vec\sigma,\vec\sigma_p)f_c^+(\vec q-\vec q\,',\vec\sigma,\vec\sigma_n)P_{pn}\, f_c(\vec q,\vec\sigma,\vec\sigma_n)]\}d^2\vec q\,'; \qquad /4/$$

$$\frac{d\sigma_{22}(\vec q)}{d\Omega} = \frac{1}{6}\,\frac{1}{4\pi k^2}\,\frac{1}{2\pi}\times$$

$$\times\int Sp\{P_T[f_c^+(\vec q/2+\vec q\,'+\vec\Delta,\vec\sigma,\vec\sigma_n)f_n^+(\vec q/2-\vec q\,'-\vec\Delta,\vec\sigma,\vec\sigma_p)\times$$

$$\times f_n(\vec q/2-\vec q\,',\vec\sigma,\vec\sigma_p)f_c(\vec q/2+\vec q\,',\vec\sigma,\vec\sigma_n) - f_c^+(\vec q/2+\vec q\,'+\vec\Delta,\vec\sigma,\vec\sigma_n)\times$$

$$\times f_n^+(\vec q/2-\vec q\,'-\vec\Delta,\vec\sigma,\vec\sigma_p)P_{pn}\, f_c(\vec q/2-\vec q\,',\vec\sigma,\vec\sigma_n)\times$$

$$\times f_p(\vec q/2+\vec q\,',\vec\sigma,\vec\sigma_p) + f_p^+(\vec q/2-\vec q\,'-\vec\Delta,\vec\sigma,\vec\sigma_p)\times$$

$$f_c^+(\vec q/2+\vec q\,'+\vec\Delta,\vec\sigma,\vec\sigma_n)f_c(\vec q/2+\vec q\,',\vec\sigma,\vec\sigma_n)\times$$

$$\times f_p(\vec q/2-\vec q\,',\vec\sigma,\vec\sigma_p) - f_p^+(\vec q/2-\vec q\,'-\vec\Delta,\vec\sigma,\vec\sigma_p)\times$$

$$\times f_c^+(\vec q/2+\vec q\,'+\vec\Delta,\vec\sigma,\vec\sigma_n)P_{pn}\, f_n(\vec q/2+\vec q\,',\vec\sigma,\vec\sigma_p)\times$$

$$\times f_c(\vec q/2-\vec q\,',\vec\sigma,\vec\sigma_n)]\}\,S(\vec\Delta)\,d^2\vec\Delta\, d^2q\,'. \qquad /5/$$

Здесь P_T - проекционный оператор триплетного состояния дейтрона; k - импульс налетающего протона в л.с.; σ,σ_p, σ_n - матрицы Паули, соответствующие налетающей частице, нейтрону и протону дейтрона соответственно; $S(\vec q)$ - формфактор дейтрона.

Заметим, что точно такие выражения справедливы и для дифференциальных сечений процессов перезарядки мезонов на дейтронах /$\pi^+ d \to \pi^0 (pp)$, $K^+ d \to K^0 (pp)$ и т.д./. Но при этом амплитуды перезарядки и упругого $N-N$ рассеяния, входящие в выражения /2-5/, заменяются на соответствующие амплитуды перезарядки мезонов на нуклонах и амплитуды упругого $\pi - N$ или $K-N$ взаимодействий.

Далее, учитывая спиновую структуру амплитуд f_c, f_p, f_n /6/, можно получить выражения для слагаемых суммы /2/ через скалярные амплитуды $N-N$ рассеяния.

Наиболее простое выражение получается для $d\sigma_{11}/d\Omega$:

$$\frac{d\sigma_{11}(\vec{q})}{d\Omega} = \frac{d\sigma_c(\vec{q})}{d\Omega}\left[1 - \frac{1}{2} S(\vec{q})\left(1 + \frac{1}{3} D_{ii}\right)\right] = \frac{d\sigma_c(\vec{q})}{d\Omega} \times$$

$$\times (1 - S(\vec{q})) + S(\vec{q}) \frac{2}{3} \left(|b_c|^2 + 2|c_c|^2 + |e_c|^2 + |f_c|^2 \right). \qquad /6/$$

$d\sigma_c / d\Omega = |a_c|^2 + |b_c|^2 + 2|c_c|^2 + |e_c|^2 + |f_c|^2$ - дифференциальное сечение $p-n$ перезарядки;

$D_{ii}^c = D_{mm}^c + D_{\ell\ell}^c + D_{nn}^c$; D_{mm}^c, D_{nn}^c, $D_{\ell\ell}^c$ - компоненты тензора деполяризации /6/ процесса перезарядки $pn \to np$; $a_c = a_p - a_n$ и т.д..

Из /6/ видно, что в простом импульсном приближении /т.е. в пренебрежении членами $d\sigma_{12}/d\Omega$, $d\sigma_{22}/d\Omega$ в выражении /2/ сечение процесса под нулевым углом ($S(0) = 1$) равно двум третям части сечения $p-n$ перезарядки вперед, зависящей от спинов нуклонов.

Этот же результат можно получить из соответствующих формул работ И.Я.Померанчука /1/, Л.И.Лапидуса /2/, заменяя в них амплитуды $n-p$ рассеяния назад амплитудами $n-p$ перезарядки вперед.

Рассмотрим теперь, к чему приведет учет эффектов двукратных столкновений налетающей частицы с нуклонами дейтрона.

Общие выражения для $d\sigma_{12}/d\Omega$, $d\sigma_{22}/d\Omega$ через скалярные амплитуды довольно громоздки. Мы ограничимся лишь рассмотрением случая перезарядки под малыми углами, чтобы величинами $|c|^2 \sim \sin^2\theta$, $|b-e|^2 \sim \sin^2\theta$ можно было бы пренебречь.

Вводя в качестве двух изотопически независимых амплитуд рассеяния следующие комбинации:

$$f = \frac{1}{2}(f_p + f_n), \quad f_c = f_p - f_n,$$

и пренебрегая более высокими степенями /выше двух/ малых величин f_c, можно получить следующие довольно простые выражения для поправок:

$$\frac{d\sigma_{12}}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \langle r^{-2} \rangle \frac{4}{3} \frac{4\pi}{k} [\, Im\, a (2|b_c|^2 + |f_c|^2) +$$

$$+ 2\, Im\, b\, Re(a_c b_c^+) + Im\, f\, Re(a_c f_c^+) + 2 Re\, b\, Im(a_c b_c^+) +$$

$$+ Re\, f\, Im(a_c f_c^+) \,] ; \qquad /7/$$

$$\frac{d\sigma_{22}}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \frac{2}{3} \int [\, 2\, | a_c(\vec{q}\,')b(\vec{q}\,') - b_c(\vec{q}\,')\, a(\vec{q}\,')|^2 +$$

$$+ | a_c(\vec{q}\,') f(\vec{q}\,') - a(\vec{q}\,') f_c(\vec{q}\,')|^2 + 4\, | b_c(\vec{q}\,') f(\vec{q}\,') - b(\vec{q}\,') \times$$

$$\times f(\vec{q}\,')|^2 \,] \langle r^{-2}(\vec{q}\,') \rangle\, d^2\vec{q}\,'. \qquad /8/$$

В нашем случае

$$r^{-2} = \frac{1}{2\pi f_c(0) f_i(0)} \int S(\vec{q}\,') f(\vec{q}\,') f(\vec{q}\,') d^2\vec{q}\,',$$

что переходит в обычный средний обратноквадратичный радиус дейтрона, если вынести амплитуды из-под знака интеграла в точке $\vec{q}\,' = 0$, считая их медленно меняющимися функциями по сравнению с резко убывающим формфактором дейтрона. Строго говоря, при высоких энергиях $/T > 1$ Гэв/ так поступать некорректно, т.к. амплитуда $p-n$ перезарядки в этом случае убывает не медленнее, чем $S(q)$. Величину $\langle r^{-2} \rangle$ можно оценить, если аппроксимировать амплитуды экспоненциальной q^2 -зависимостью [7] /см. ниже выражение /8'//.

При средних энергиях $/T < 1$ Гэв/ поправки $\frac{d\sigma_{12}}{d\Omega}$, $\frac{d\sigma_{22}}{d\Omega}$ можно подсчитать точно, исходя из общих выражений /4-5/ и восстанавливая скалярные амплитуды по результатам фазового анализа [8]. Они составляют 20 - 25%.

В области высоких энергий, как указывалось выше, точной информации о спиновой зависимости амплитуд $N-N$ взаимодействия до сих пор не имеется. Поэтому, чтобы оценить величину глауберовских поправок при высоких энергиях, необходимо сделать некоторые допущения о поведении частей амплитуд с переворотом спина. Учитывая поправочный характер $d\sigma_{12}/d\Omega$, $d\sigma_{22}/d\Omega$, можно предположить, что все скалярные амплитуды $p-n$ перезарядки и амплитуды упругого $N-N$ рассеяния с переворотом спина существенно меньше мнимой части "спиннонфлипповой" амплитуды упругого $N-N$ взаимодействия под малыми углами a_N, связанной с полным сечением σ_{tot}^N.

Тогда, оставляя в слагаемых [7,8], учитывающих двукратное рассеяние, лишь главные члены и аппроксимируя амплитуды $a(\vec{q})$, $b_c(q)$, $f_c(q)$ выражениями вида

$$a(q) = a(0)\, e^{-Aq^2/2} \quad /7/,$$

$$b_c(q) = b_c(0)\, e^{-A_c q^2/2},\ f_c(q) = f_c(0)\, e^{-A_c q^2/2} \quad /7/, \quad /8'/$$

для сечения перезарядки $pd \to n(pp)$ под малыми углами получаем

$$\frac{d\sigma^{pd \to n(pp)}}{d\Omega} = (|a_c|^2 + 2|b_c|^2 + |f_c|^2)[1 - S(\vec{q})] +$$

$$+\frac{2}{3}[2|b_c|^2+|f_c|^2]\{S(\vec{q})-\frac{1}{4\pi}<r^{-2}>\times$$

$$\times(\sigma_{tot}^{pp}+\sigma_{tot}^{pn})+R\}. \qquad /9/$$

R- величина, получающаяся при вычислении $d\sigma_{22}/d\Omega$. Она может быть опущена, т.к. составляет примерно 2%, в то время как величина второго слагаемого в фигурных скобках - порядка 25%.

Поэтому выражение /9/ можно записать в виде

$$\frac{d\sigma^{pd\to n(pp)}}{d\Omega}=(|a_c|^2+2|b_c|^2+|f_c|^2)[1-S(\vec{q})]+$$

$$+\frac{2}{3}(2|b_c|^2+|f_c|^2)|S(\vec{q})-\frac{1}{4\pi}<r^{-2}>\times$$

$$\times(\sigma_{tot}^{pp}+\sigma_{tot}^{pn})\}. \qquad /10/$$

При q 0 имеем:

$$\frac{d\sigma^{pd\to n(pp)}}{d\Omega}=\frac{2}{3}(2|b_c|^2+|f_c|^2)\times$$

$$\times\{1-\frac{1}{4\pi}<r^{-2}>(\sigma_{tot}^{pp}+\sigma_{tot}^{pn})\}. \qquad /11/$$

Таким образом, даже с учетом глауберовских поправок дифференциальное сечение перезарядки $pd\to n(pp)$ при высоких энергиях / $T>1$ Гэв/ под нулевым углом полностью определяется частью сечения взаимодействия $pn\to np$, зависящего от спина.

Существуют экспериментальные указания /9/ на то, что вкладом этой части сечения $p-n$ перезарядки при энергиях $T = 2-8$ *Гэв* пренебрегать нельзя, т.к. она по порядку величины сравнима с $|a_c|^2$.

Поэтому представляется интересным измерение дифференциального сечения $pd \to n(pp)$ под малыми углами при высоких энергиях с целью выяснения характера поведения части сечения $p-n$ перезарядки, определяемой только взаимодействием, зависящим от спинов нуклонов.

С другой стороны, определяя величину $|a_c|^2$ с помощью /11/ и представляя ее в виде

$$|a_c|^2 = \left(\frac{k}{4\pi}\right)^2 \left[\left(\sigma_{tot}^{pp} - \sigma_{tot}^{pn}\right) + \left(a_{pp}\,\sigma_{tot}^{pp} - a_{pn}\,\sigma_{tot}^{pn}\right)^2\right] \approx$$

$$\approx (k/4\pi)^2 \left[\Delta^2 - \left(\sigma_{tot}^{pp}\right)^2 \delta^{+2}\right],$$

где $\Delta = \sigma_{tot}^{pp} - \sigma_{tot}^{pn}$, $\delta = a_{pp} - a_{pn}$, a_{pp}, a_{pn} - отношения реальных к мнимым частям упругих $p-p, p-n$-рассеяний, можно улучшить точность измерения разностей величин $\sigma_{tot}^{pp} - \sigma_{tot}^{pn}$.

Поскольку выражения /3-5/ справедливы и для сечений перезарядки мезонов на дейтронах, как указывалось выше, то для них можно получить аналогичные формулы. При малых, но ненулевых, углах рассеяния, например, дифференциальное сечение процесса $\pi^- d \to \pi^0 (nn)$ с учетом глауберовских поправок запишется следующим образом:

$$\frac{d\sigma^{\pi^- d \to \pi^0 (nn)}}{d\Omega} = \frac{d\sigma^{\pi^- p \to \pi^0 n}}{d\Omega}\left[1 - S(\vec{q})\right] +$$

$$+ \frac{2}{3}\left[d\sigma^{\pi^- p \to \pi^0 n}/d\Omega - |a_c|^2\right] \times$$

$$\times \left\{S(\vec{q}) - \frac{1}{4\pi}\langle r^{-2}\rangle\left(\sigma_{tot}^{\pi^- n} + \sigma_{tot}^{\pi^0 n}\right)\right\}, \qquad /12/$$

где a_c - часть амплитуды перезарядки $\pi^- p \to \pi^0 n$ без переворота спина.

Из выражения /12/ видно, что при $\vec{q} = 0$ дифференциальное сечение перезарядки мезонов на дейтронах, в частности процесса $\pi^- d \to \pi^0 (nn)$, обращается в нуль.

Авторы признательны Л.И.Лапидусу за плодотворные обсуждения и полезные замечания.

Литература

1. *И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 21, 1113 /1951/; ДАН СССР, 78, 249 /1951/; ЖЭТФ, 22, 624 /1952/.*
2. *Л.И.Лапидус. ЖЭТФ, 32, 1437 /1957/.*
3. *В.П.Джелепов, Ю.М.Казаринов, В.Б.Флягин. ДАН СССР, 100, 655 /1955/.*
4. *R.Glauber, V.Franco. Phys.Rev., 156, 1685 (1967).*
5. *А.В.Тарасов, Ч.Церн. ОИЯИ, Р2-4994, Дубна, 1970; ЯФ, 12, 978 /1970/.*
6. *С.М.Биленький, Л.И.Лапидус, Р.М.Рындин. УФН, 84, 243 /1964/.*
7. *Particle Data Group. Lawrence Radiation Laboratory. University of Calif., Berkeley. UCPRL-20000 NN, August, 1970.*
8. *Б.М.Головин, А.М.Розанова. ОИЯИ, Р2-5343, Дубна, 1970.*
9. *G.Manning et al. Nuovo Cim., 41A, 167 (1966).*

Рукопись поступила в издательский отдел 16 июля 1973 года.