

О ЗАВИСИМОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ АНТИНУКЛОНОВ ОТ ХАРАКТЕРИСТИК ЦЕНТРАЛЬНОГО И СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ЯДРОМ

В.П. Заварзина, В.А. Сергеев, А.В. Степанов

В оптическом пределе теории Глаубера – Ситенко получены аналитические выражения для поляризации и функции поворота спина в упругом рассеянии антинуклонов на ядрах. Исследована зависимость углового распределения и величины поляризации от параметров элементарной $\bar{p}N$ -амплитуды.

Успешное описание /1/ в рамках теории многократного дифракционного рассеяния Глаубера – Ситенко (ТГС) данных LEAR о рассеянии антипротонов на ядрах с $A \geq 12$ при энергиях 50 – 200 МэВ, а также микроскопические расчеты /2/ дают основание полагать, что измерения поляризации антипротонов в ядерном рассеянии будут полезны для детального изучения спиновой зависимости $\bar{p}N$ -взаимодействия. Из-за сильного поглощения антипротонов ядрами дифференциальное сечение $\bar{p}A$ -рассеяния по форме близко к сечению рассеяния на сильнопоглощающей сфере с диффузной границей /1, 3/. Рассмотрим в оптическом пределе ТГС специфические черты поляризационных наблюдаемых в $\bar{p}A$ -рассеянии и проанализируем их зависимость от параметров амплитуды элементарного $\bar{p}N$ -рассеяния.

Для общепринятой гауссовой параметризации компонент амплитуды элементарного $\bar{p}N$ -рассеяния /2/

$$A(q) = \frac{k}{4\pi} \sigma(i + a) \exp[-\beta q^2/2], \tag{1}$$

$$C(q) = \frac{k}{4\pi} \sigma_s(i + a_s) \exp[-\beta_s q^2/2], \tag{2}$$

функции $\tilde{\rho}(r)$ и $\tilde{\rho}_s(r)$, определяющие радиальные зависимости центрального и спин-орбитального микроскопических оптических потенциалов ТГС /4/, с хорошей точностью могут быть аппроксимированы формами Вудса – Саксона с параметрами /3/

$$R = R_i(1 - \beta/R_i^2), \quad a = (a_i^2 + 3\beta/\pi^2)^{1/2}, \tag{3}$$

$$R_s = R_i(1 - \beta_s/R_i^2), \quad a_s = (a_i^2 + 3\beta_s/\pi^2)^{1/2}, \tag{4}$$

Здесь R_i и a_i – соответственно радиус половинной плотности и диффузность распределения точечных нуклонов типа Вудса – Саксона.

Аналитический метод вычисления амплитуды антинуклон-ядерного рассеяния /3/ естественным образом обобщается на случай, когда учитывается спин-орбитальное взаимодействие /5/. В условиях сильного поглощения, которые реализуются для антипротонов с энергиями 50 – 200 МэВ, при вычислении амплитуды $\bar{p}A$ -рассеяния $F + G\vec{\sigma}\cdot\vec{n}$ достаточно ограничиться экспоненциальными "хвостами" функций $\tilde{\rho}(r)$ и $\tilde{\rho}_s(r)$ и линейным приближением по спин-орбитальному взаимодействию. В результате бесспиновая инвариантная амплитуда $F(q)$ совпадает с амплитудой рассеяния на сильнопоглощающей сфере с диффузной границей /3/:

$$F(q) = (kb_q/q) (\pi qa / \text{sh } \pi qa)^{1/2} [i J_1(qb_q) + (aqa) J_0(qb_q)], \tag{5}$$

$$b_q = b_m + (1/q) \text{Im} \ln \Gamma(1 - iqa) + (a/2) \ln(1 + a^2), \quad (6)$$

$$b_m \approx R + a(1 + a/2R) \ln [\tilde{\rho}(0) \sigma(\pi Ra/2)^{-1/2}]. \quad (7)$$

Спиновую инвариантную амплитуду находим в виде

$$G(q) = q\mu_s F_s(q) = q\mu_s(q) F(q) \Big|_{b_q \rightarrow b_q + \Delta b_q}, \quad (8)$$

где плавная функция

$$q\mu_s(q) = q \frac{\sigma_s(1 - ia_s)}{\sigma(1 - ia)} \frac{\tilde{\rho}_s(0) \exp[-(b_m - R_s)/a_s]}{\tilde{\rho}(0) \exp[-(b_m - R)/a]} \left(\frac{a}{a_s}\right)^{1/2} \left| \frac{\Gamma(a/a_s + iqa)}{\Gamma(1 + iqa)} \right| \quad (9)$$

почти линейно зависит от переданного импульса q , а осциллирующая функция $F_s(q)$ получается из $F(q)$ (5) путем сдвига эффективного радиуса поглощающей сферы b_q (6) на

$$\Delta b_q = a[(a - a_s)/a_s] [(1/qa) \text{Im} \Psi(1 + iqa) + a/2b_m]. \quad (10)$$

Используя (5) – (10), получаем выражения для поляризации антинуклонов, рассеянных на ядре со спином 0,

$$P(q) = 2q \text{Re} \mu_s [1 + q^2 |\mu_s|^2]^{-1} \left\{ 1 + q\Delta b_q [J_1^2(qb_q) + (aqa)^2 J_0^2(qb_q)]^{-1} \times \right. \\ \left. \times [-J_0(qb_q)J_1(qb_q) + (aqa) (\text{Im} \mu_s / \text{Re} \mu_s) [J_0^2(qb_q) + J_1^2(qb_q)]] \right\}. \quad (11)$$

и для функции поворота спина

$$Q = -2q \text{Im} \mu_s / [1 + q^2 |\mu_s|^2]^{-1} \left\{ 1 - q\Delta b_q [J_1^2(qb_q) + (aqa)^2 J_0^2(qb_q)]^{-1} \times \right. \\ \left. \times [J_0(qb_q)J_1(qb_q) + aqa (\text{Re} \mu_s / \text{Im} \mu_s) [J_0^2(qb_q) + J_1^2(qb_q)]] \right\}.$$

Соотношения (8) – (10) можно рассматривать как обобщение соотношения $G(q) = q\mu F(q)$ Келера – Левинтова [4] на случай разных геометрических параметров a , R и a_s , R_s (3), (4) центрального и спин-орбитального адрон-ядерных оптических потенциалов при сильном поглощении адронов ядром.

Плавная "средняя" поляризация $\bar{P}(q) = 2q \text{Re} \mu_s / (1 + q^2 |\mu_s|^2)$ определяется в основном отношением σ_s/σ ; она близка к величине P_{KL} , получающейся из соотношения Келера – Левинтова, и универсальна для различных ядер-мишеней. Аналогично "средняя" функция поворота спина $\bar{Q} = -2q \text{Im} \mu_s / (1 + q^2 |\mu_s|^2)$ близка к Q_{KL} . Как и следовало ожидать, большая величина полного элементарного $\bar{p}N$ -сечения σ подавляет поляризационные наблюдаемые.

Второе слагаемое в фигурных скобках (11), возникающее из-за разницы a и a_s (β и β_s), дает характерные осцилляции в угловой зависимости поляризации вблизи положений дифракционных минимумов в сечении рассеяния. Максимальный размер осцилляций определяется выражением

$$(P_{\max} - P_{\min}) / |\bar{P}| = (\Delta b_q / |a|) [1 + (\text{Im} \mu_s / \text{Re} \mu_s)^2],$$

которое пропорционально $|\beta - \beta_s|/|a|$ (см. (10)). Член, пропорциональный $\text{Im} \mu_s / \text{Re} \mu_s \approx a/a_s - a_s$, приводит к асимметрии осцилляций относительно $\bar{P}(q)$.

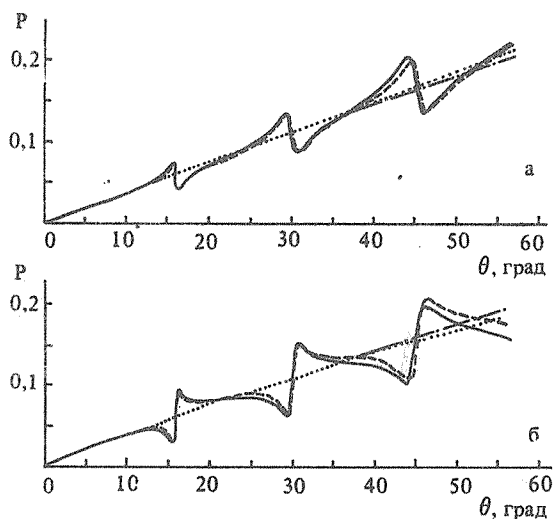


Рис. 1. Поляризация в рассеянии антинуклонов на ^{40}Ca при 150 МэВ, вычисленная в ТГС для $\beta_s < \beta$ (а) и $\beta_s > \beta$ (б).

Были выполнены расчеты поляризации антинуклонов в рассеянии на ^{40}Ca при 150 МэВ, в которых используется экспериментальная информация об $A(q)$ (1) (см. ссылки в /1, 3/) и учтены первые поляризационные измерения в $p^{12}\text{C}$ -рассеянии при этой энергии /6/. Результаты расчетов, представленные на рис. 1, иллюстрируют обсуждавшиеся выше характерные черты угловой зависимости $P(q)$ при разных значениях параметра наклона спиновой компоненты $C(q)$ (2) $\bar{p}N$ -амплитуды $\beta_s = 0,8 \text{ Фм}^2 < \beta$ (а) и $\beta_s = 1,28 \text{ Фм}^2 > \beta$ (б) для $a = a_s = 0,15$. Точечные кривые – "средняя" поляризация \bar{P} , штрихпунктирные – P_{KL} . Из рисунка видно хорошее согласие значений и угловых зависимостей поляризации антинуклонов, полученных с помощью аналитических формул (9) – (11) (штриховые кривые) и численным интегрированием стандартных формул ТГС (сплошные кривые).

Таким образом, получают подтверждение физические представления о важной роли сильного поглощения в спиновых эффектах для антинуклонов, лежащие в основе нашего подхода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Далькаров О. Д., Карманов В. А. ЖЭТФ, 89, 1122 (1985); ЭЧАЯ, 18, 1399 (1987).
2. Mahalanabis J. Z. Phys., A326, 131 (1987).
3. Заварзина В. П., Сергеев В. А. ЯФ, 46, 486 (1987); Czech. J. Phys., B36, 347 (1986).
4. Ситенко А. Г. Теория ядерных реакций, М., Энергоиздат, 1983, гл. 4.
5. Заварзина В. П., Сергеев В. А., Степанов А. В. Труды 5-го Всесоюзного семинара по программе работ на ММФ. М., ИЯИ АН СССР, 1987, с. 325.
6. Birsa R. et al. Phys. Lett., 155B, 437 (1985).

Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию 13 октября 1988 г.