*Краткие сообщения по физике № 6-1986 г.*

УДК 539.17.01

# ВЛИЯНИЕ ПРИНЦИПА ПАУЛИ И АНИЗОТРОПИИ $\bar{p}N$–РАССЕЯНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АНТИПРОТОНОВ С ЯДРАМИ

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

*В модели ферми-газа вычислено сечение $\bar{p}N$-рассеяния в ядерной среде с учетом его анизотропии и получены поправки к мнимой части оптического $\bar{p}A$-потенциала в импульсном приближении. Показано, что сильное поглощение антипротонов с энергией 50 – 200 МэВ ядрами подавляет вклад этих поправок в амплитуду $\bar{p}A$-рассеяния вперед.*

Импульсное приближение для микроскопического оптического потенциала $U^{(1)}_{IA}$ /1/, которое в сочетании с эйкональным приближением эквивалентно оптическому пределу теории Глаубера – Ситенко (ТГС), оказывается неэффективным при рассмотрении взаимодействия налетающего нуклона N с ядром A в области кинетической энергии $T < 400$ МэВ. В то же время ТГС была успешно применена для описания рассеяния антипротонов на ядрах при T в интервале 50 – 200 МэВ /2/. В настоящей работе для этого случая оценивается величина поправок к $\mathrm{Im}\,U^{(1)}_{\bar{p}IA}$, которая в нерелятивистском приближении и при обычном предположении об изотропии элементарного $\bar{p}N$-рассеяния имеет вид:

$$\mathrm{Im}\,U^{(1)}_{\bar{p}IA}(\vec{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m}\,A\,\mathrm{Im}f_{\bar{p}N}(T=0;\ \Theta=0)\,\rho(\vec{r}) = \frac{\sigma_t(T)}{2}\,\rho(\vec{r})\,\hbar v A. \qquad (1)$$

Здесь $f_{\bar{p}N}(T;\ \Theta = 0)$ – амплитуда свободного $\bar{p}N$-рассеяния на нулевой угол; $\rho(\vec{r})$ – плотность ядра, нормированная на единицу; $v = \sqrt{2T/m}$ – скорость налетающей частицы; $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_{ann} + \sigma_{cex}$ – полное сечение взаимодействия; $\sigma_s$, $\sigma_{ann}$, $\sigma_{cex}$ – соответственно сечения рассеяния, аннигилляции и перезарядки. Ограничимся анализом поправок к $\mathrm{Im}\,U^{(1)}_{\bar{p}IA}$, поскольку действительная часть микроскопического оптического потенциала для антипротонов мала /2/.

Рассеяние $\bar{p}N$ существенно анизотропно в СЦМ и для его описания широко используют гауссову параметризацию зависимости амплитуды рассеяния от переданного импульса /2,3/

$$f_{\bar{p}N}(\vec{p}_a, \vec{p}_1) = f_0(p)\exp\left[-\beta(\vec{p}_a - \vec{p}_1)^2/2\right]. \qquad (2)$$

Здесь $\vec{p}_a$ и $\vec{p}_1$ – импульсы антинуклона до и после столкновения; $\vec{p}$ – относительный импульс сталкивающихся частиц; $\beta$ – параметр наклона амплитуды рассеяния. Можно показать, что соотношение (1) сохраняет свой вид и в случае анизотропного рассеяния (2), если, следуя работе /4/, заменить $\rho(\vec{r})$ на $\rho_{эф}(\vec{r})$ – эффективную плотность ядра с параметрами, учитывающими, что в случае анизотропного рассеяния велик радиус области элементарного $\bar{p}N$-взаимодействия.

Поправки к (1) имеют два источника. Во-первых, они возникают в выражении оптического потенциала первого порядка $U^{(1)}$ за счет модификации амплитуды $\bar{p}N$-рассеяния в ядерной среде. Во-вторых, они обусловлены процессами двойного, тройного и т.д. рассеяний налетающей частицы на различных нуклонах ядра (вклад $U^{(2)}$, $U^{(3)}$ и т.д.). Простейший и наиболее существенный вклад дает учет влияния принципа Паули на сечение $\bar{p}N$-рассеяния в ядерной среде. Влияние принципа Паули на сечение аннигилляции $\sigma_{ann}$ мало вследствие большого энерговыделения в этом процессе, а сечение перезарядки мало по сравнению с $\sigma_s$ и $\sigma_{ann}$. Для получения оценок воспользуемся моделью идеального ферми-газа в совокупности с приближением локальной плотности (ПЛП). Вычислим в этой модели $\langle\sigma_s\rangle$ – полное сечение рассеяния налетающей частицы на нуклоне ядра. Это дает возможность с помощью (1) оценить влияние принципа Паули на мнимую часть оптического потенциала первого порядка. Принимая во внимание (2), запишем

$$\langle\sigma_s\rangle = \frac{3}{4\pi p_F^2}\,\frac{4}{p_a}\int d\vec{p}_A\int d\vec{p}_1\,|f_0(p)|^2\,e^{-\beta(\vec{p}_a-\vec{p}_1)^2}\,\delta\left[\frac{p_1^2-p_a^2}{2}+\frac{(\vec{p}_1-\vec{p}_a)^2}{2}-\vec{p}_A(\vec{p}_1-\vec{p}_A)\right], \quad (3)$$

где $\vec{p}_A$ — импульс нуклона ядра до столкновения, $p_F$ — импульс Ферми.

В практически интересном случае $\beta p_a^2 \gg \beta p_F p_a \sim 1 \gg \beta p_F^2$ интегрирование в (3) удается выполнить в аналитической форме:

$$\langle\sigma_s\rangle_k = A_k\left[1-\frac{4}{5}\beta p_F^2+\mu_k\left(\frac{p_F}{p_a}\right)^2 - e^{-\beta p_a^2}\left[\frac{3}{x^3}(x\,\mathrm{ch}\,x-\mathrm{sh}\,x)+\mu_k\left(\frac{p_F}{p_a}\right)^2+(\gamma_k+\xi)\beta p_F^2\right]\right]. \quad (4)$$

Здесь $x = 2\beta p_F p_a$; $\xi = 1$ для налетающего нуклона; $\xi = 1/5$ для налетающего антинуклона. $A_0 = \tilde{\sigma}_0/\beta p_a^2$, $\mu_0 = 0$, $\gamma_0 = -2/5$; $A_1 = (2\sigma_1/p_a)(\beta p_a^2)^{-1}$, $\mu_1 = 1/5$, $\gamma_1 = 0$; $A_2 = (4\tilde{\sigma}_2/p_a^2)(\beta p_a^2)^{-1}$, $\mu_2 = 3/5, \gamma_2 = 2/5$. Индекс к выделяет различные формы зависимости $|f_0^k(p)|^2 = \sigma_k(p)/4\pi$: $k = 0$, $\sigma_0 = \mathrm{const}$; $k = 1$, $\sigma_1 = \tilde{\sigma}_1/p$; $k = 2$, $\sigma_2 = \tilde{\sigma}_2/p^2$. Точность расчета ограничена слагаемыми $\sim \beta p_F^2$. Однако в (4) мы сохранили и те члены более высокого порядка малости, которые обеспечивают правильный предельный переход при $\beta \to 0$ к формулам изотропного рассеяния при $p_a^2 \gg p_F^2$. Особенностью выражения (4) является сохранение поправочного фактора $1 - 4\beta p_F^2/5$ и в области экстремально высоких энергий. Действительно, пренебречь влиянием принципа Паули можно, когда средняя переданная при столкновении энергия $|\langle\Delta E\rangle|$ велика по сравнению с энергией Ферми, что выполняется при $p_a^2 \gg p_F^2$ в случае изотропного рассеяния. В случае анизотропного рассеяния $|\langle\Delta E\rangle| \sim 1/2\beta m$ и не растет с увеличением энергии падающей частицы, если при этом не уменьшается степень анизотропии рассеяния.

Как следует из (1), (4), при значениях параметров $\beta$, $p_a$, отвечающих рассеянию антипротонов с энергией 50–200 МэВ, влияние принципа Паули на сечение $\bar{p}N$-рассеяния в ядерной среде приводит к уменьшению $\mathrm{Im}U_{IA}^{(1)}$ в $1 - (\sigma_s/\sigma_t)(4/5)\beta p_F^2$ раз. Учет наличия корреляций Паули между нуклонами ядра приводит в случае изотропного рассеяния /5/ к выражению

$$U^{(2)}(\vec{r}) = -i\,\frac{\hbar p_a}{m}\left[\frac{2\pi\hbar}{p_a}A\rho(\vec{r})f(T;\Theta=0)\right]^2\int_0^\infty[g(x)-1]dx. \quad (5)$$

В случае идеального ферми-газа интеграл от корреляционной функции $g(x)$ равен $-3\pi\hbar/5p_F$. Учет анизотропии $\bar{p}N$-рассеяния уменьшает выражение (5) в $1 + 4\beta p_F^2/5$ раз /6/. В интересующей нас области энергий антипротонов $\mathrm{Re}f(T;\ \Theta = 0)$ мала и учет поправки (5) сводится к умножению $\mathrm{Im}U^{(1)}$ на $1 + \dfrac{\sigma_t(1-\alpha^2)p_F^2}{20\pi\hbar^2}\left[1+\dfrac{4}{5}\beta p_F^2\right]$, $\alpha = \mathrm{Re}f/\mathrm{Im}f$. Переход к конечному ядру в рамках ПЛП осуществляется заменой $p_F^2$ на $p_F^2(r) = p_F^2[\rho(r)/\rho(v)]^{2/3}$.

В результате мнимая часть микроскопического оптического потенциала принимает вид:

$$\mathrm{Im}U(r) = \mathrm{Im}U_{IA}(r)\left\{1-\frac{4}{5}\beta p_F^2(r)\frac{\sigma_s}{\sigma_t}+\frac{\sigma_t}{20\pi\hbar^2}p_F^2(r)\left[1+\frac{4}{5}\beta p_F^2(r)\right]^{-1}\right\}. \quad (6)$$

В центре ядра $p_F/\hbar = 1{,}38$ Фм$^{-1}$ и $4\beta p_F^2/5 \approx 2$ при $T_{\bar{p}} = 50$ МэВ, так что выражение (6), строго говоря, неприменимо. Можно лишь говорить о значительном уменьшении $\mathrm{Im}U$ по сравнению с $\mathrm{Im}U_{IA}^{(1)}$. В условиях сильного поглощения, которые реализуются при рассеянии антипротонов указанных энергий на ядрах, для вычисления эйкональной амплитуды рассеяния достаточно знать функцию профиля только в периферической области ядра, где $\rho(b_m)/\rho(0) \lesssim 0{,}1$. Характерное прицельное расстояние $b_m$ выражается через параметры распределения плотности Вудса – Саксона R и a и полное сечение $\sigma_t$ свободного $\bar{p}N$-взаимодействия /7/

$$b_m = R + a(1 + a/2R)\ln[A\rho(0)\sigma_t\sqrt{\pi a R/2}].$$

В области больших $r \sim b_m$ обе рассмотренные поправки к импульсному приближению оптического потенциала (1) малы ($\sim 0{,}10$–$0{,}15$) и почти полностью компенсируют друг друга, поскольку $\sigma_s \approx \sigma_t(1+\alpha^2) \times 16\pi\beta$ и $\alpha^2 \ll 1$. Учитывая грубость предположений использованных при выводе (4) – (6), представляется интересным оценить вклад одного слагаемого $\sim (4/5)\beta p_F^2(r)$ в мнимую часть амплитуды рассеяния. Для этого воспользуемся методом разложения $(\rho(0)A\sigma_t\sqrt{\pi b_m a})^{-1}$ по степеням малых параметров $a/b_m$ /7/. Приближенное выражение для относительной поправки имеет вид:

$$\frac{\Delta \operatorname{Im} F(0)}{\operatorname{Im} F(0)} \approx -\frac{a\sigma_s}{b_m\sigma_t}\,\frac{1{,}6}{[A\rho(0)\sigma_t\sqrt{\pi b_m a}]^{2/3}}\,\frac{4}{5}\beta p_F^2(b_m).$$

В случае $\bar{p}\,{}^{40}Ca$-рассеяния при T = 50 МэВ получаем $\Delta \operatorname{Im} F(0)/\operatorname{Im} F(0) \approx -0{,}03$. Принимая во внимание замечание относительно частичной компенсации обеих поправок, можно сделать вывод о высокой точности импульсного приближения $\operatorname{Im} U^{(1)}_{\bar{p}\,IA}$ для мнимой части оптического потенциала, описывающего рассеяние антипротонов с кинетической энергией 50–200 МэВ на ядрах.

## ЛИТЕРАТУРА


1. Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. М., Мир, 1967, с. 707.
2. Далькаров О.Д., Карманов В.А. Письма в ЖЭТФ, **39**, 288 (1984); ЖЭТФ, **89**, 1122 (1985).
3. Кондратюк Л.А. и др. ЯФ, **33**, 795, (1981); Кондратюк Л.А., Шматиков М.Ж. ЯФ, 38, 361 (1983).
4. Fäldt G., Ingemarsson A. Journ. Phys. G. Nucl. Phys. **9**, 261 (1983).
5. Glauber R.J.: in "Lect. in Theor. Phys." Vol. 1, ed. W. Brittin, L. Dunham, Intersci. Publ., N.Y. 1959, p. 315.
6. Harrington D.R., Varma G.K. Nucl. Phys. **A306**, 477 (1978).
7. Заварзина В.П., Сергеев В.А. Czech. Journ. Phys. **B36**, № 3, 347 (1986).


Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию 3 марта 1986 г.