

ТЕНЗОРНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В $p\alpha$ -РАССЕЯНИИ НАЗАД ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Л. Вег, Б.З. Копелиович, Л.И. Лаидус

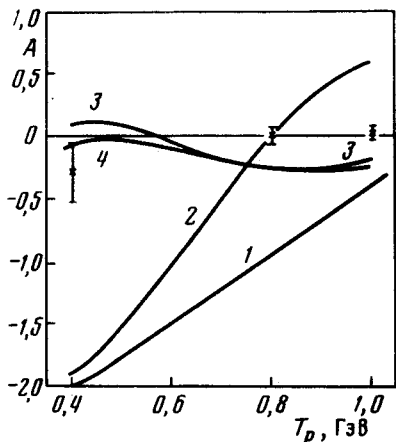
На основе треугольной диаграммы без свободных параметров вычислена тензорная поляризация дейтронов в $p\alpha$ -рассеянии назад. В соответствии с экспериментальными данными тензорная поляризация оказалась малой при энергиях протонов 400 — 1000 МэВ.

Опубликованные недавно результаты измерений тензорной поляризации дейтронов при упругом $p\alpha$ -рассеянии назад показали, что эта величина не меняется с энергией в области энергий протона $T_0 = 400 - 1000$ МэВ и совместима с нулем в пределах ошибок измерений [1]. Этот экспериментальный результат резко противоречит предсказаниям полюсных моделей [2] (см. рисунок).

Приближение треугольной диаграммы [3 — 5] позволяет связать амплитуду $p\alpha$ -рассеяния назад с амплитудой реакции $pp \rightarrow \alpha n$ и объяснить экспериментальные результаты.

Малая величина тензорной поляризации в треугольном приближении предсказывалась ранее [3]. Основанием для этого утверждения качественно явился тот факт, что поляризационный тензор второго ранга

T_{ij} в треугольной диаграмме можно построить только из вектора q_i — относительного импульса нуклонов в дейтроне. В интеграле по q для амплитуды главный вклад дает область малых значений q [4, 5]. Поэтому величина $\langle q_i q_j \rangle$ должна быть малой. Одной этой причины, однако, недостаточно, поскольку импульсный спектр d -волны функции дейтрона, существенный и при вычислении, сдвинут в сторону больших значений q по сравнению с s -волновой компонентой. Основной причиной малости $\langle q_i q_j \rangle$ при энергии около 620 МэВ является то, что эта энергия — пороговая для образования Δ_{33} -изобары в нуклон-нуклонном соударении. Нетрудно, убедиться, что при малой энергии для треугольного механизма $q = 0$, если пренебречь шириной резонанса. Учет ширины, как показано ниже, приводит к небольшим поправкам.



Зависимость тензорной поляризации A в pd -рассеянии назад от энергии налетающего протона T_p . Экспериментальные точки из работы [1]. Теоретические кривые: 1 — полюсная модель, 2 — изобарная модель Кермана и Кис-слинджера (кривые 1 и 2 из работы [2]); 3 — треугольная диаграмма с волновой функцией Райда с "мягким" кором, 4 — треугольная диаграмма с волновой функцией Райда с твердым кором

Для параметра тензорной поляризации дейтронов в pd -рассеянии назад A , определенного в [1, 2], в приближении треугольной диаграммы при использовании нерелятивистской волновой функции дейтрона получаем следующее выражение

$$A = \frac{-(f_2|^2 + 2\sqrt{2} \operatorname{Re}(f_0^* f_2))}{|f_0|^2 + |f_2|^2}, \quad (1)$$

где [5]

$$f_0 = \int_0^{\infty} \phi_0(r) e^{-\gamma r} j_1(\tilde{p}r) (1 + \gamma r) dr. \quad (2)$$

Здесь $\phi_0(r)$ — радиальная часть s -волны функции дейтрона. Параметры γ и \tilde{p} определены в [7].

Обычно при расчете сечения pd -рассеяния амплитуду реакции $pp \rightarrow d\pi$ заменяют ее значением при $q = 0$. В этом приближении для величины f_2 , определяемой d -волной дейтрона, мы приходим к выражению, отличающемуся от (2) заменой $\phi_0(r)$ на $\phi_2(r)$. При этом мы получили, что величина A на зависит от энергии и равна $A = -0,8$: Однако, как отмечалось выше, это приближение для f_2 оказывается слишком грубым. Для более точного вычисления f_2 учтем зависимость амплитуды $F_{pp \rightarrow d\pi}(T_p, q_z)$ от q_z — продольной компоненты фермиевского импуль-

са нуклонов в дейтроне мишени. Для этого разложим амплитуду F в ряд по полиномам Лежандра

$$F^{pp \rightarrow d\pi}(T_0, q_z) = \sum_{l=0}^{\infty} F_l(T_0, q) P_l(\cos \theta). \quad (3)$$

Мы представили зависимость от энергии амплитуды $F^{pp \rightarrow d\pi}$ в виде формулы Брайта – Вигнера

$$F^{pp \rightarrow d\pi}(T_0, q_z) = F^{pp \rightarrow d\pi}(T_0) \frac{T_R - T_0 - \frac{i}{2} \Gamma}{T_R - T_0'(q_z) - \frac{i}{2} \Gamma}. \quad (4)$$

Положение максимума $T_R = 620$ МэВ и ширина $\Gamma = 300$ МэВ определились подгонкой к экспериментальным данным о сечениях реакции $pp \rightarrow d\pi$. С помощью (3) получаем следующее выражение для амплитуды f_2 .

$$f_2 = \sum_{L, l, l_1} B(L, l, l_1) \int_0^{\infty} e^{-\gamma r} (1 + \gamma r) j_{l_1}(pr) \int_0^{\infty} \phi_2(q) j_L(qr) F_l q^2 dq dr. \quad (5)$$

Величина $B(L, l, l_1)$ содержит известные нормировочные множители и коэффициенты угловых моментов. В расчетах учитывались релятивистская кинематика и зависимость вершины $N \rightarrow N\pi$ от q_z . Волновая функция дейтрона использовалась в форме, предложенной Райдом [8], с двумя различными параметризациями. На рисунке видно, что имеется хорошее согласие результатов расчетов с экспериментальными данными. Отметим, что этот результат находится в соответствии с расчетами векторной поляризации дейтронов в pd -рассеянии назад [3, 9], которые показали, что вклад треугольной диаграммы доминирует вблизи порога образования Δ_{33} -изобары. Представляется, что вывод о малости тензорной поляризации на пороге рождения Δ_{33} -изобары справедлив не только для треугольных диаграмм, но и для механизма с перерассеянием изобары [6] (все эти вклады в амплитуду рассеяния назад в значительной степени пересекаются). Должна быть также мала тензорная поляризация в реакции $pp \rightarrow d\pi$.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
29 июля 1980г.

Литература

- [1] G.Igo et al. Phys. Rev. Lett., **43**, 425, 1979.
- [2] S.S.Vasan. Phys. Rev., **D9**, 4092, 1973.
- [3] Б.З.Копелиович. Автореферат диссертации. ОИЯИ 2-6713, Дубна, 1972.
- [4] N.C.Craigie, C.Wilkin. Nucl. Phys., **B14**, 477, 1969; G.W.Barry. Ann. of Phys., **73**, 482, 1972.

- [5] В.М.Колыбасов, Н.Я.Смородинская. ЯФ, 18, 1211, 1973 .
- [6] Л.А.Кондратюк, . Ф.М.Лев. ЯФ, 26, 294, 1977.
- [7] L.Végh. J. Phys. G. Nucl. Phys., 5, 121, 1979.
- [8] R.V.Reid. Ann. of. Phys., 50, 411, 1968.
- [9] R.Z. Kopeliovich, I.K.Potashnikova. Proceedings of Int. Conf. on High Energy Hadron-Nucleus Interactions, Santa Fe, 1975, p.237.
-