

ОБМЕННЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ УПРУГОМ РАССЕЯНИИ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЯДЕР

Ф.И. Далидчик, Ю.С. Саясов

Поляризационные исследования составляют одну из важнейших задач современной ядерной физики и проводятся во все возрастающих масштабах. Наряду с рассеянием поляризованных нуклонов на поляризованных мишенях, все большее значение приобретают эксперименты по определению поляризации продуктов прямых ядерных реакций с целью выяснения конкретного механизма их протекания и определения спектроскопических характеристик ядер.

Однако большинство выполненных к настоящему времени экспериментальных и теоретических работ по поляризационным явлениям относились к быстрым частицам, для которых существенно ядерное взаимодействие. Вместе с тем, определенный интерес представляет рассматриваемая в данной заметке задача об упругом рассеянии поляризованных тождественных частиц, взаимодействующих кулоновским образом.

Амплитуда упругого кулоновского рассеяния двух обладающих спинами I тождественных ядер, очевидно, равна:

$$A_{M_1' M_2'}^{M_1 M_2}(\theta) = \delta_{M_1 M_1'} \delta_{M_2 M_2'} f(\theta) + (-1)^{2I} \delta_{M_2 M_1'} \delta_{M_1 M_2'} f(\pi - \theta), \quad (I)$$

где M_1 и M_2 - проекции спинов ядер пучка и мишени в начальном состоянии, M'_1 и M'_2 - проекции спинов в конечном состоянии; $\delta_{M_1 M'_2}$ - символ Кронекера.

$$f(\theta) = \frac{z^2 e^2}{M v^2} \cdot \frac{e^{-i\eta \ln \sin^2 \theta/2}}{\sin^2 \theta/2} \quad (2)$$

- амплитуда упругого кулоновского рассеяния бесспиновой частицы. Дифференциальное сечение, просуммированное по проекциям спинов конечного состояния

$$\frac{d\sigma_{M_1 M_2}}{d\Omega} = \left(\frac{z^2 e^2}{M v^2} \right)^2 \left[|f(\theta)|^2 + 2(-1)^{2I} \operatorname{Re} f(\theta) f^*(\pi-\theta) \delta_{M_1 M'_2} + |f(\pi-\theta)|^2 \right], \quad (3)$$

следует усреднить по спиновым состояниям пучка и мишени, которые описываются соответственно спиновыми матрицами плотности

$$\rho_{M_1 M'_1}^{(n)} \text{ и } \rho_{M_2 M'_2}^{(m)}$$

Таким образом, имеем:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{z^2 e^2}{M v^2} \right)^2 \left[\frac{1}{\sin^4 \theta/2} + \frac{1}{\cos^4 \theta/2} + 2(-1)^{2I} \sum_{M_1} \rho_{M_1 M_1}^{(n)} \rho_{M_1 M_1}^{(m)} \frac{\cos(2 \ln \tan^2 \theta/2)}{\sin^2 \theta/2 \cos^2 \theta/2} \right]. \quad (4)$$

При рассеянии неполяризованных ядер на неполяризованной мишени

$$\rho_{M_1 M'_1}^{(n)} = (2I+1)^{-1} \delta_{M_1 M'_1} \quad \text{и} \quad \rho_{M_2 M'_2}^{(m)} = (2I+1)^{-1} \delta_{M_2 M'_2}$$

и формула (4) переходит в хорошо известную формулу Мотта.

При рассеянии полностью поляризованного пучка ($M_1 = M_1^0$) на полностью поляризованной мишени ($M_2 = M_2^0$)

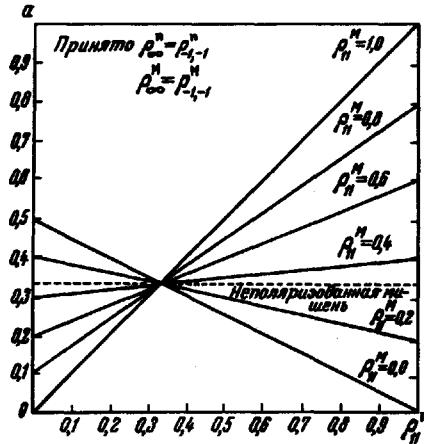
$$\rho_{M_1 M'_1}^{(n)} = \delta_{M_1 M'_1}^0 \quad \text{и} \quad \rho_{M_2 M'_2}^{(m)} = \delta_{M_2 M'_2}^0,$$

т.е. в этом случае интерференция имеет место лишь при совпадении поляризации пучка и мишени, что является квантовым аналогом хорошо известного в оптике факта отсутствия интерференции двух лучей света, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях.

В частном случае столкновения частиц со спином $I/2$ имеем

$$2(-1)^{2I} \sum_M \rho_{MM}^{(n)} \rho_{MM}^{(m)} = -(1 + P^{(n)} P^{(m)}),$$

где $P^{(n)} P^{(m)} = \rho_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{n(m)} - \rho_{-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{n(m)}$ - степень поляризации соответственно пучка и мишени.



Если ядра пучка и мишени полностью поляризованы в направлениях, составляющих между собой угол α , то $P^{(n)} P^{(m)} = \cos \alpha$ и мы приходим к известному результату, приведенному в [1] (стр.608). В этом случае при $\alpha = 0$ интенсивность осцилляций a , равная отношению обменного члена к сумме классических при $\theta = 90^\circ$, вдвое больше величины, даваемой формулой Мотта.

Зависимость интенсивности осцилляций от поляризации пучка при различной поляризации мишени в случае частиц со спином $I = I$ иллюстрируется приведенным рисунком.

Таким образом, в общем случае из формулы (4) следует, что интенсивность осцилляций обменного члена существенно зависит от степени поляризации пучка и мишени. Это обстоятельство можно положить в основу нового метода детектирования поляризации медленных заряженных частиц. Так как методика получения поляризованных мишеней непрерывно совершенствуется и насчитывает уже сейчас около 20 различных способов [2], предлагаемый метод может найти применение в широком круге экспериментов, включающем измерение поляризации медленных протонов [3] и ядер легких и средних

элементов, что особенно важно в связи с все более широким использованием в ядерной физике многозарядных ионов.

Институт химической физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
19 июля 1965 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика, Физматгиз, 1963.
- [2] Progr. Fast. Neutron. Phys. Chicago Univ. Press., 1963, 341.
- [3] Д.Хеберле. Поляризация нуклонов. (Тр.международ. конф. по поляризационным явлениям. Базель, 1960). Госатомиздат, 1962.