

6
Т19



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Ю.В. Таран, Ф.Л. Шапиро

1251

О НЕКОТОРЫХ МЕТОДАХ
ПОЛЯРИЗАЦИИ И АНАЛИЗА
ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕЙТРОНОВ
ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЭНЕРГИИ
МЭЯФ, 1963, т44, 66, с 2185-2187.

Ю.В. Таран, Ф.Л. Шапиро

1251

О НЕКОТОРЫХ МЕТОДАХ
ПОЛЯРИЗАЦИИ И АНАЛИЗА
ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕЙТРОНОВ
ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЭНЕРГИИ

1871/1881

Направлено в ЖЭТФ

Объединение институтов
ядерной физики
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1963 год

Получение информации о спиновых состояниях уровней составного ядра, проявляющихся при захвате нейтронов, является весьма важной задачей с точки зрения изучения структуры ядер. Наиболее универсальный метод определения спинов уровней заключается в использовании пучков поляризованных нейтронов и мишеней, содержащих поляризованные ядра^{/1/}. Этим методом выполнен ряд экспериментов с тепловыми^{/2,3/} и резонансными нейтронами^{/4,5/}. Необходимой составной частью используемых экспериментальных установок является поляризатор нейтронов.

Известные методы поляризации тепловых и резонансных нейтронов основаны на использовании интерференции между магнитным и ядерным рассеянием нейтронов, что в принципе не позволяет продвинуться по энергии нейтронов выше 30-50 эв, а практически выше 10-12 эв из-за резкого падения интенсивности.

В настоящей заметке обсуждаются некоторые возможности поляризации и анализа поляризации нейтронов резонансных и более высоких энергий, основанные на спиновой зависимости ядерного взаимодействия. Эти возможности останутся вполне реальными в связи с успешным развитием динамического метода поляризации протонов^{/6-9/} и метода поляризации ядер He^3 оптической накачкой^{/10/}.

При пропускании неполяризованных нейтронов через мишень, содержащую поляризованные ядра со спином $1/2$, прошедший пучок приобретает поляризацию, равную

$$f_n = th [\frac{1}{4} f_N n (\sigma_s - \sigma_t) d] , \quad (1)$$

где f_N - поляризация ядер, n - число ядер в 1 см^3 , d - толщина мишени, σ_s и σ_t - сечения взаимодействия соответственно для синглетного и триплетного состояний системы нейтрон-ядро.

Для протонов поляризационное сечение $\frac{1}{4}(\sigma_s - \sigma_t)$ равно:

$$\frac{1}{4}(\sigma_s - \sigma_t) \approx \frac{16,7 / 1 - \frac{E}{7000} /}{/ 1 + \frac{E}{134} // 1 + \frac{E}{4000} /} \text{ барн}, \quad (2)$$

где E - энергия нейтронов в Кэв (предполагается, что $1 \text{ эв} < E < 3 \text{ Мэв}$).

Так как поляризационное сечение протонов практически постоянно в области энергий нейтронов до нескольких десятков Кэв, то поляризация нейтронов также будет постоянной в этой области энергий. Достижимая степень поляризации нейтронов достаточна для постановки физических экспериментов. Для примера укажем, что при использовании кристалла $La_2 Mg_3 (NO_3)_{12} \cdot 24 H_2 O$ толщиной $d = 2 \text{ см}$ ^{/9/} при $f_N = 0,5$ ^{/7/} поляризация нейтронов составила бы $f_n = 0,54$; при этом интенсивность прошедшего пучка составит 10% от интенсивности падающего.

В работе^{/11/} показано, что реакция $He^3 (n, p)$ при малых энергиях нейтронов идет преимущественно по каналу со спином 0 и при $E \rightarrow 0$ $\sigma_t / \sigma_s = (2 \pm 2)\%$. Таким образом,

в области энергий до десятка Кэв, в которой можно пренебречь рассеянием, отклонением от закона $1/v$ и захватом p -нейтронов, поляризационное сечение He^3 равно $\frac{1}{4}(\sigma_s - \sigma_t) = 850 E^{-1/2}$ бари, где E - энергия нейтронов в эв.

Возможно наиболее перспективным будет использование поляризованного He^3 в качестве анализатора поляризации нейтронов. Если N_+ и N_- - число взаимодействий, вызываемых нейтронным пучком в тонком слое ядер со спином $1/2$, соответственно для двух направлений ядерной поляризации, то

$$\frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = - f_n f_N \frac{\sigma_s - \sigma_t}{\sigma_s + 3\sigma_t} \quad (3)$$

При небольших энергиях для He^3 $\frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \approx - f_n f_N$. При энергиях $E > 100$ Кэв, когда возможна регистрация протонов отдачи, для протонов отношение $\frac{\sigma_s - \sigma_t}{\sigma_s + 3\sigma_t}$ составляет 0,72 при $E = 100$ Кэв и 0,32 - при $E = 1$ Мэв.

Комбинация "неполяризованный падающий пучок - поляризованная мишень - анализатор поляризации" в принципе эквивалентна при определении спинов уровней используемой в настоящее время комбинации "поляризованный пучок - поляризованная мишень - нечувствительный к поляризации детектор".

Существенно новую возможность дает использование анализатора поляризации для измерения деполаризации при резонансном рассеянии нейтронов в неполяризованной мишени.

Если падающий пучок поляризован ($f_n = f_{нач.}$), то поляризация рассеянных нейтронов равна:

$$f_{кон.} = (1 - 2Q) f_{нач.} \quad (4)$$

где $Q = 2\sigma_{неког.} / 3\sigma_{расс.}$ - вероятность опрокидывания спина в одном акте рассеяния^{/12,13/}

В случае резонансного рассеяния вероятность опрокидывания Q зависит от спина составного ядра J :

$$\begin{aligned} Q_+ &= \frac{2}{3} \frac{I}{2I+1} \quad \text{для } J = I + \frac{1}{2}, \\ Q_- &= \frac{2}{3} \frac{I+1}{2I+1} \quad \text{для } J = I - \frac{1}{2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где I - спин ядра-мишени. Выражение (5) справедливо в предположении, что $\ell = 0$ (s -нейтроны) и что можно пренебречь потенциальным рассеянием и вкладом соседних уровней с другим спином. В таблице приведены значения величины $a_{\pm} = f_{кон.} / f_{нач.} = (1 - 2Q_{\pm})$ для разных I .

Существенная зависимость деполаризации нейтронов от спина составного ядра J позволяет определить J при достаточной точности измерения поляризации рассеянных нейтронов.

В заключение авторы пользуются случаем поблагодарить В.Н.Ефимова за полезные дискуссии.

Т а б л и ц а

l	1/2	1	3/2	2	5/2
a_+	0,66	0,55	0,5	0,47	0,44
a_-	0	0,11	0,17	0,2	0,22

Л и т е р а т у р а

1. M.Rose. Phys. Rev. 75, 213 (1949); Nucleonics, 3, 23 (1948).
2. S.Berstein, C.Roberts, P.Stanford, J.Dabbs. Phys. Rev. 94, 1243 (1954). 95, 105 (1954); 98, 1512 (1955).
3. R.I.Schermer. Bull. Ann. Phys. Soc. 8, 70 (1963).
4. A.Stolovy. Phys. Rev. 118, 211 (1960). Bull. Ann. Phys. Soc. 5, 294 (1960). 6, 275(1961); 8, 70 (1963).
5. V.L.Sailor, H.Marschak, F.J.Shore, C.A.Reynolds, H.Postma, Bull. Ann. Phys. Soc. 6, 275 (1961); 7, 305 (1962); 6, 418 (1961); 6, 502 (1961); Phys. Rev. 126, 979 (1962); 127, 1124 (1962); 128, 1287 (1962).
6. M.Borghini, A.Abragam. Helv. Phys. Acta, Suppl. VI, 143, (1960).
7. T.J.Schmugge, C.D. Jeffries, Phys. Rev. Lett., 9, 268 (1962).
8. В.И. Лушиков, А.А.Маненков, Ю.В.Таран. ФТТ, 5, 233 (1963).
9. O.Chamberlain, C.D.Jeffries, C.Schultz, G.Shapiro, Bull. Am. Phys. Soc., 8, 38 (1963).
10. L.D.Scheerer, F.D.Colegrove, G.K.Walters, Bull. Am. Phys. Soc., 8, 39 (1963).
11. А.А.Бергман, Ф.Л.Шапиро. ЖЭТФ, 40, 1270 (1961).
12. G.C.Wick, Zs. Phys. 38, 403 (1937).
13. O.Halpern, M.H.Johnson, Phys. Rev., 52, 52 (1937); 55, 898 (1939).

Рукопись поступила в издательский отдел
29 марта 1963 года.