

Низкотемпературные камеры данной конструкции были использованы нами в экспериментах по дифракции резонансного γ -излучения с энергией 35,6 кэВ в монокристалле теллура. Исследование углового распределения интенсивности ядерного резонансного γ -излучения было проведено на мессбауэровском дифрактометре [4] в режиме постоянных скоростей при температуре ~ 100 К.

На рис. 3 приведен дифракционный спектр монокристалла теллура, полученный при отражении резонансного γ -излучения с энергией 35,6 кэВ в условиях резонанса, когда скорость источника $V = V_{\text{рез}} = -1,9$ мм/с, т. е. равна резонансной скорости одного из компонентов дублета спектра поглощения теллура. Отражения (0001) и (0002) чисто ядерные квадрупольные максимумы, отсутствующие в рентгеновской дифракции отражение (0003) — смешанной электронно-ядерной природы.

В заключение отметим, что проведенные эксперименты по дифракции резонансного γ -излучения подтвердили пригодность предложенных камер для подобных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бойко А. А. Сб. «Аппаратура и методы рентгеновского анализа», вып. 1, 126, 1967.
2. Войтовецкий В. К., Корсунский И. Л., Новиков А. М., Пажин Ю. Ф. ЖЭТФ, 54, 1361, 1968.
3. Сб. «Экспериментальная техника эффекта Мессбауэра», под ред. И. Грувермана. М., 1967.
4. Засимов В. С., Котельников В. А., Кузьмин Р. Н., Фиров А. И. Сб. «Аппаратура и методы рентгеновского анализа», вып. 5, 81, 1969.

Поступила в редакцию
7.4 1975 г.

Кафедра
физики твердого тела

УДК 539.12.01

Б. К. КЕРИМОВ, М. Я. САФИН

НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ В АНТИНЕЙТРИННОМ РАСЩЕПЛЕНИИ ДЕЙТРОНА

Довольно высокая плотность потока реакторных антинейтрино дает возможность исследовать нейтринно-нуклонное взаимодействие при низких энергиях [1, 2]. При этом неупругое взаимодействие электронных антинейтрино с дейтроном



представляет несомненный интерес, так как наличие всего двух сильновзаимодействующих частиц упрощает описание этих процессов. Кроме того, в низшем порядке реакция (а) может идти лишь за счет взаимодействия нейтрального нейтринного тока ($\bar{\nu}\bar{\nu}$) с нуклонами, а реакция (б) — за счет взаимодействия заряженного нейтринного тока ($\bar{\nu}e$) с нуклонным током. Поэтому исследование их может дать информацию об относительной интенсивности взаимодействия нейтрального и заряженного нейтринных токов со слабым нуклонным током.

Возможность экспериментального исследования этих процессов подробно рассмотрена в [1], а недавно в [2] получен экспериментальный верхний предел для сечения реакции (а) расщепления дейтрона $\sigma_{\text{эксп}}/\sigma_{\text{теор}} < 6$ (плотность потока реакторных антинейтрино $f = 2,4 \cdot 10^{13}$ $\bar{\nu}_e/\text{см}^2 \cdot \text{с}$).

Теоретическое исследование (а) и (б) проводилось в ряде работ в приближении разрешенного перехода ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0$, происходящем от разложения экспоненты в матричном элементе; в [3] реакция (а); в [4, 5] реакции (а) и (б) на основании некоторых модельных представлений о виде взаимодействия. В [3] рассмотрен также запрещенный переход ${}^3S_1 \rightarrow {}^1P_1$.

В данной работе получены точные выражения для матричных элементов переходов ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0$ и ${}^3S_1 \rightarrow {}^3S_1$ в приближении эффективного радиуса [6] и приведены соответствующие дифференциальные сечения. При этом структура нуклонного тока определяется требованиями сохранения векторного тока и отсутствия токов второго рода.

Эффективный гамильтониан взаимодействия для процесса (а) может быть представлен в виде суммы по нуклонам от ток-токowego взаимодействия:

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} J^\alpha j_\alpha. \quad (1)$$

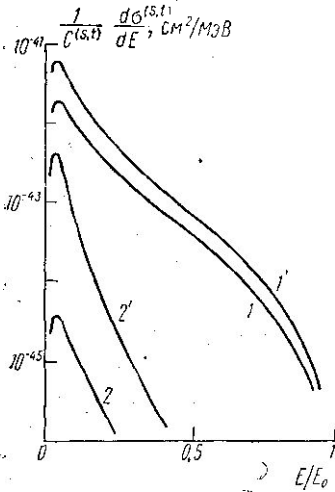
В случае двухкомпонентного нейтрино

$$j_\alpha = \bar{\Psi}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma^5) \Psi_\nu, \quad (2)$$

а нуклонный ток может быть определен в виде

$$\langle N' | J^\alpha | N \rangle = \bar{\Psi}'_N [\gamma^\alpha (g_{VN} + g_{AN} \gamma^5) - f_{VN} (p_N + p'_N)^\alpha + h_{AN} \gamma^5 (p_N - p'_N)^\alpha] \Psi_N, \quad (3)$$

где формфакторы g_{VN} , g_{AN} , f_{VN} и h_{AN} ($N=n, p$), вообще говоря, не связаны какими-либо соотношениями.



Зависимость дифференциальных сечений реакции $\bar{\nu} + d \rightarrow n + p + \bar{\nu}$ от E/E_0 при значениях энергии падающих антинейтрино $E_\nu = 20$ МэВ (1, 2) и $E_\nu = 50$ МэВ (1', 2'); 1 и 1' — сечения $(1/C^{(s)}) \times (d\sigma^{(s)}/dE)$; 2 и 2' — сечения $(1/C^{(t)}) (d\sigma^{(t)}/dE)$

В случае антинейтрино невысоких энергий можно ограничиться большими компонентами спиноров Ψ_N . Тогда амплитуды переходов ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0$ и ${}^3S_1 \rightarrow {}^3S_1$ определяются матричными элементами

$$M^{(s)} = \langle n, p; (s) | e^{i \frac{\mathbf{k}\mathbf{r}}{2}} | d \rangle \text{ и } M^{(t)} = \langle n, p; (t) | (e^{i \frac{\mathbf{k}\mathbf{r}}{2}} - 1) | d \rangle, \quad (4)$$

где \mathbf{k} — суммарный импульс конечных нуклонов, $k = |\mathbf{k}|$.

В приближении эффективного радиуса взаимодействия из (4) получим,

$$\begin{aligned} \langle n, p; (s, t) | e^{i \frac{\mathbf{k}\mathbf{r}}{2}} | d \rangle &= \left(\frac{2\pi\alpha}{1-\alpha\rho} \right)^{1/2} \frac{\sin \delta_{s,t}}{qk} \times \\ &\times \left[\text{ctg } \delta_{s,t} \ln \frac{4\alpha^2 + (2q+k)^2}{4\alpha^2 + (2q-k)^2} + 2 \arctg \frac{4\alpha k}{4\alpha^2 + 4q^2 - k^2} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь q — импульс относительного движения конечных нуклонов; $\alpha = \sqrt{m\varepsilon}$, m — масса нуклона, ε и ρ — энергия связи и эффективный радиус дейтрона; δ_s и δ_t — фазы pp -рассеяния в синглетном и триплетном состояниях.

При энергии падающих антинейтрино E_ν до нескольких десятков МэВ, оставляя в (4) и (5) первые два члена разложения по k , получим

$$\frac{d\sigma^{(s,t)}}{dE} = \frac{2G^2\alpha}{\pi^2(1-\alpha\rho)} C^{(s,t)} \sqrt{\frac{E}{m}} \left(\frac{\Delta}{E_\nu - \Delta} \right)^2 F^{(s,t)}(E), \quad (6)$$

где

$$F^{(s)}(E) = \frac{1}{9} \frac{E_\nu^4 + \Delta^4 + 10E_\nu^2\Delta^2/3}{m^2(E_\nu - \Delta)^2} \frac{[1 + a_{r1}m(E - \varepsilon)/4]^2}{a_{r1}^2mE + (1 - a_{r1}mE/2)^2},$$

$$F^{(s)}(E) = \frac{(aa_s - 1 + a_s r_s m E / 2)^2}{a_s^2 m E + (1 - a_s r_s m E / 2)^2} [1 + D(E)],$$

$$D(E) = \frac{1}{6} \frac{E_v^2 + \Delta^2}{m(E_v - \Delta)^2} \frac{(E - 3\varepsilon)(1 - a_s r_s m E / 2) - aa_s(3E - \varepsilon)}{1 - aa_s - a_s r_s m E / 2},$$

$$C^{(s)} = (g_{Ap} - g_{An})^2, \quad C^{(t)} = \frac{1}{4} [g_{Vp} + g_{Vn} - 2m(f_{Vp} + f_{Vn})]^2 + \frac{1}{2} (g_{Ap} + g_{An})^2,$$

$E = q^2/m$ — энергия относительного движения нуклонов, $\Delta = E_0 - E$, $E_0 = E_v - \varepsilon$, a_s и a_t — длины np -рассеяния, r_s и r_t — соответствующие эффективные радиусы.

Выражения (6) представляют собой дифференциальные сечения образования нуклонов в синглетном ${}^1S_0(d\sigma^{(s)})$ и триплетном ${}^3S_1(d\sigma^{(t)})$ состояниях в реакции (а).

При $D(E) = 0$ сечение $d\sigma^{(s)}$ переходит в результат работы [3], в которой было показано, что сечение перехода ${}^3S_1 \rightarrow {}^1P_1$ при $D(E) = 0$ и $E_v \approx 10$ МэВ составляет 2% от сечения перехода ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0$. Наш расчет показывает, что при этой энергии вклад в сечение (6) члена $\sim D(E)$ составляет примерно 0,5%, а при энергиях $E = 20, 50$ и 100 МэВ соответственно 1, 5 и 15%. Следовательно, наряду с учетом сечения перехода ${}^3S_1 \rightarrow {}^1P_1$ нужно использовать более точное выражение (6) для сечения перехода ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0$.

Считая формфакторы $C^{(s,t)}$ постоянными можно проинтегрировать (6). Тогда при $E_v = 20$ и 50 МэВ получим следующие значения полных сечений ($\sigma^{(s,t)} = \sigma^{(s,t)}/C^{(s,t)}$) реакции (а) для переходов ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0$ и ${}^3S_1 \rightarrow {}^3S_1$: $\sigma^{(s)} = 6,50 \cdot 10^{-42}$ см²; $5,22 \cdot 10^{-41}$ см²; и $\sigma^{(t)} = 6,35 \cdot 10^{-45}$ см²; $2,42 \cdot 10^{-42}$ см². Таким образом, при равных константах ($C^{(s)} = C^{(t)}$) сечение перехода ${}^3S_1 \rightarrow {}^3S_1$ составляет при указанных энергиях примерно 0,1 и 4,6% от сечения перехода ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0$. Быстрый рост с энергией падающих антинейтрино сечения $\sigma^{(t)}$ показывает, что при $E_v \geq 50$ МэВ вклад триплетного состояния конечных нуклонов в сечение реакции (а) становится существенным. При этом для более точных количественных оценок необходим учет в разложении гамильтониана взаимодействия членов $\sim p/m$, где p — импульс нуклона.

На рисунке приведены вычисленные из (6) зависимости сечений $(1/C^{(s)})(d\sigma^{(s)}/dE)$ и $(1/C^{(t)})(d\sigma^{(t)}/dE)$ от отношения энергии относительного движения конечных нуклонов к высвобождаемой в реакции (а) энергии (E/E_0) . Использованы следующие значения параметров [7]: $\varepsilon = 2,226$ МэВ; $\rho = 1,16$; $a_s = -23,71$; $r_s = 2,7$; $a_t = 5,42$; $r_t = 1,76$ фм; $1 \text{ фм} = 10^{-13}$ см.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jenkins T. L., Kinard F. E., Reines F. «Phys. Rev.», 185, 1599, 1969.
2. Gurr H. S., Reines F., Sobel H. W. «Phys. Rev. Lett.», 33, 179, 1974.
3. Гапонов Ю. В., Тютин И. В. ЖЭТФ, 47, 1826, 1964.
4. Frahm C. P. «Phys. Rev.», D3, 663, 1971.
5. Ahrens T., Lang T. P. «Phys. Rev.», C3, 979, 1971.
6. Керимов Б. К., Сафин М. Я. Доклад на научной сессии ОЯФ АН СССР. Ленинград, 1975.
7. Ситенко А. Г., Тартаковский В. К. Лекции по теории ядра. М., 1972.

Поступила в редакцию
15.4 1975 г.

Кафедра
теоретической физики