

Оптимальные параметры оптического потенциала и вычисленные с их использованием полные сечения и сечения упругого рассеяния, а также экспериментальные значения сечений

Изо- топ	$V_c$ , МэВ	$W_c$ , МэВ	$a$ , Фм	$\sigma_t^{в\gammaч}$ , б	$\sigma_t^э$ , б	$\sigma_{el}^{в\gammaч}$ , б	$\sigma_{el}^э$ , б
$E = 6,0$ МэВ							
$^{58}\text{Ni}$	47,92	13,06	0,72	3,62	3,70	1,95	1,78
$^{60}\text{Ni}$	47,72	12,26	0,70	3,66	3,70	2,01	1,88
$^{64}\text{Ni}$	47,32	10,36	0,67	3,77	3,70	2,16	2,07
$E = 7,0$ МэВ							
$^{58}\text{Ni}$	47,69	13,82	0,72	3,54	3,60	1,88	1,90
$^{60}\text{Ni}$	47,29	12,72	0,70	3,59	3,60	1,96	1,99
$^{64}\text{Ni}$	46,79	10,82	0,67	3,71	3,60	2,13	2,17

\*  $1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2$ .

ний через составное ядро учтены как вклады континуума с распределением плотности уровней, определяемым моделью Ферми-газа. В расчетах использованы параметры плотностей уровней  $a$  и  $\Delta$  из работы [8]. В расчетах по статистической теории учитывались только нейтронные выходные каналы. Конкурирующие каналы с вылетом протонов и  $\alpha$ -частиц в расчетах для  $^{58,60}\text{Ni}$  учтены множителем  $(\sigma_a - \sigma_{n,p} - \sigma_{n,\alpha})/\sigma_a$ , где  $\sigma_a$  — сечение поглощения,  $\sigma_{n,p}$  и  $\sigma_{n,\alpha}$  — сечения реакций  $(n, p)$  и  $(n, \alpha)$ .

Вклады прямых процессов в сечения неупругого рассеяния вычислены методом связанных каналов [9] в предположении вибрационной природы уровней и сильной связи только первого возбужденного уровня с основным состоянием [10]. При этом для сохранения того же значения  $\sigma_t$ , что и в сферической оптической модели  $W_c$  уменьшено на 20%. В расчетах использовано значение  $\beta_2$ , равное 0,20 для  $^{58}\text{Ni}$  и  $^{64}\text{Ni}$  и 0,22 для  $^{60}\text{Ni}$ .

Вычисленные полные и дифференциальные сечения упругого рассеяния с использованием оптимальных параметров оптического потенциала хорошо согласуются с экспериментальными, в то время как при использовании в расчетах усредненных параметров потенциала согласие с экспериментом значительно хуже. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов исследуемых значений энергии с возбуждением первых  $2^+$ -уровневой изотопов  $^{58,60,64}\text{Ni}$ , рассчитанные по статистической теории и по методу связанных каналов, с полученными экспериментальными данными согласуются по форме, а по величине несколько ниже. В суммарных сечениях неупругого рассеяния вклады прямых процессов превышают 60%. Для более точного изучения конкуренции между прямым взаимодействием и рассеянием через составное ядро необходимо достичь лучшего количественного описания экспериментальных данных.

В заключение авторы выражают благодарность И. Е. Кашубе и Е. Ш. Суховицкому за помощь в проведении теоретических расчетов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корж И. А. и др. — Ядерная физика, 1980, т. 31, № 1, с. 13.
2. Жук В. В. и др. — В кн.: Нейтронная физика. Материалы 2-й Всесоюз. конф. Обнинск, изд. ФЭИ, 1974, ч. 3, с. 203.
3. Корж И. А., Мищенко В. А., Санжур И. Е. — Укр. физ. журн., 1980, т. 25, № 1, с. 109.
4. Boschung P. e.a. — Nucl. Phys., 1971, v. A161, p. 593.
5. Kinney W., Percy F. — ORNL-4807. Oak-Ridge, 1974.
6. Bjorklund F., Fernbach S. — Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 1295.
7. Пасечник М. В., Корж И. А., Кашуба И. Е. — В кн.: Нейтронная физика. Материалы 1-й Всесоюз. конф. Киев, Наукова думка, 1972, ч. I, с. 253.
8. Dilg W. e.a. — Nucl. Phys., 1973, v. A217, p. 269.
9. Tamura T. — Rev. Mod. Phys., 1965, v. 37, p. 679.
10. Игнатюк А. В., Лунев В. П., Шорин В. С. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1974, вып. 17, с. 59.

УДК 539.173

## Проект нейтринных экспериментов на реакторе \*

ДЕРБИН А. В., ПЕТРОВ Ю. В., ПОПЕКО Л. А.

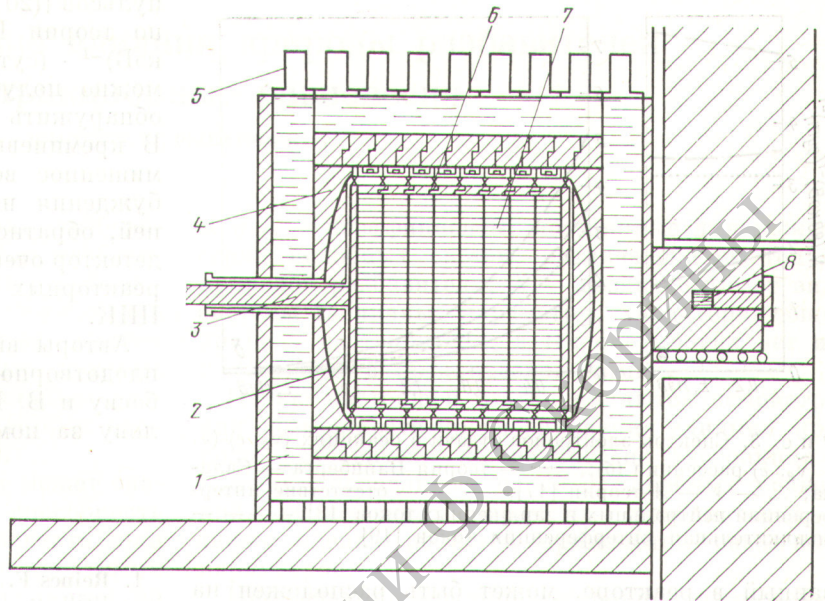
Экспериментальное изучение нейтринных реакций при низкой энергии, начатое с детектирования свободного нейтрино в опытах Ф. Райнеса и др. [1, 2], до сих пор представляет значительный интерес, поскольку некоторые вопросы единой теории слабого и электромагнитного взаимодействий могут быть выяснены только при низкой

энергии. Эксперименты, выполненные группой Ф. Райнеса к настоящему времени, касаются почти всех возможных нейтринных реакций с реакторными антинейтрино. Однако в большинстве из них достигнута погрешность измерения сечений  $\sim 20-50\%$  [3-5]. В различных лабораториях мира планируются нейтринные эксперименты в целях существенного повышения точности и надежности нейтринных данных [6-8].

При низкой энергии нейтрино экспериментально могут быть изучены явления, связанные с

\* Журнальный вариант доклада на 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев, сентябрь 1980 г.).

Р и с. 1. Схема расположения кремниевого мультidetектора: 1 — жидкостный сцинтилляционный бак; 2 — вакуумный криостат; 3 — медный хладопровод; 4 — пассивная защита из обычного свинца; 5 — ФЭУ; 6 — особо чистый свинец; 7 — секция мультidetектора; 8 — высокоактивный источник.



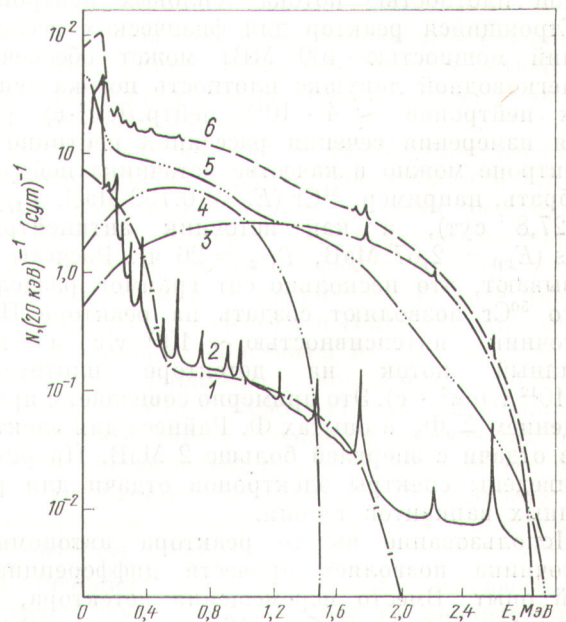
нейтральными токами, в том числе интерференционные эффекты нейтральных и заряженных токов (это касается прежде всего изучения реакции упругого рассеяния нейтрино на электроны) и физические свойства самого нейтрино — осцилляции и другие нестабильности [9]. Решение этих задач нейтринной физики требует увеличения чувствительности методики, по крайней мере, на порядок по сравнению с использованной ранее в опытах Ф. Райнеса. В работах [10—13] для совершенствования методики были рассмотрены некоторые способы, среди которых основными являются уменьшение фона на единицу объема детектора; увеличение размеров детектора; повышение числа критериев отбора нейтринных событий; точное знание спектра нейтрино; работа с моноэнергетическими нейтрино. Эти возможности предполагается реализовать на нейтринном комплексе реактора ПИК, строящемся в Ленинграде.

Для решения наиболее важной задачи — снижения фона — предлагается выбрать исходный очень чистый материал детектора: полупроводниковый кремний, имеющий чистоту по урану и торью лучше чем  $2 \cdot 10^{-14}$  а/а (атом U или Th на атом Si). Мы предлагаем использовать секционированный детектор [14], построенный из элементарных ячеек на основе Si (Li)-детекторов объемом  $100 \text{ см}^3$ . Технология производства таких детекторов допускает создание мультidetектора полным объемом  $1 \text{ м}^3$ , массой 2,5 т, включающего  $\sim 10$  тысяч отдельных детекторов (рис. 1). Применяя полупроводниковый кремний, можно работать в области энергии нейтрино ниже 3 МэВ, где основной вклад в фон обусловлен естественной радиоактивностью материала детектора. На рис. 2 показан вклад основных источников фона при регистрации  $(\nu, e)$ -рассеяния. Расчеты выполнены по методу Монте-Карло для мультidetектора, изображенного на рис. 1. Детектор нейтринных реакций представляет собой мультidetекторную систему, работающую в режиме совпадений и антисовпадений, чувствительную к множественности регистрируемых событий, энергии и координатам взаимодействия.

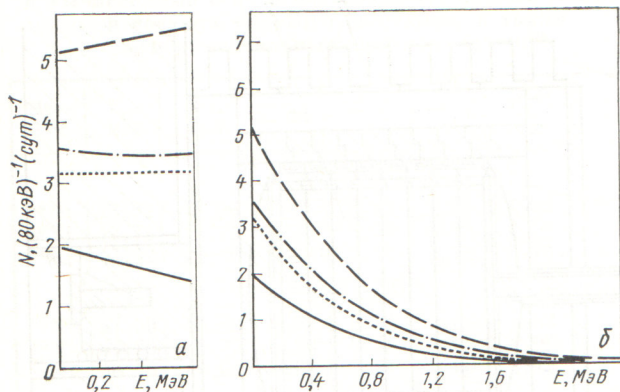
Вторым способом повышения точности эксперимента является переход к интенсивным источ-

никам нейтрино и антинейтрино с хорошо известным спектром\*. Компактный источник, активиро-

\* Создать такие источники предлагал Б. М. Понтерков еще в 1960 г. (Препринт ОИЯИ Д-577. Дубна, 1960, с. 39).



Р и с. 2. Спектр фона кремниевого мультidetектора при регистрации  $(\nu, e)$ -рассеяния: 1 —  $\beta$ -переходы на основное состояние в ториевом семействе; 2 —  $\gamma$ -активность, обусловленная урановым и ториевым семействами и  $^{40}\text{K}$ ; 3 —  $\beta$ -распады ядер  $^{28}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{Al}$  и  $^{30}\text{Al}$ , образующихся при захвате  $\mu$ -мезонов ядрами кремния; 4 —  $\beta$ -распад  $^{31}\text{Si}$ , образующегося в реакции  $^{30}\text{Si} + n \rightarrow ^{31}\text{Si}$ ; 5 —  $\beta$ -переходы на основное состояние в урановом семействе; 6 — суммарный спектр



Р и с. 3. Спектры электронов отдачи в реакциях  $(\nu_e, e)$ - $(\bar{\nu}_e, e)$ -рассеяния (а): — — теория Вайнберга — Салама; ... —  $V-A$ -теория [17]; - - - отсутствие интерференции нейтральных и заряженных токов [18]; - · - · - положительная интерференция токов [19]

ванный в реакторе, может быть расположен на расстоянии от детектора в 10 раз меньшем, чем в опытах с реакторными антинейтрино. Поток нейтрино в детекторе от такого источника будет в 100 раз выше, что может существенно скомпенсировать меньшую по сравнению с реактором абсолютную интенсивность. Для получения высокой удельной активности необходим реактор с высокой плотностью потока тепловых нейтронов.

Строящийся реактор для физических исследований мощностью 100 МВт может обеспечить в легководной ловушке плотность потока тепловых нейтронов  $\sim 4 \cdot 10^{15}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  [15]. Для измерения сечения рассеяния нейтрино на электроне можно в качестве источника нейтрино выбрать, например,  $^{51}\text{Cr}$  ( $E_{\nu} = 0,752$  МэВ,  $T_{1/2} = 27,8$  сут), а как источник антинейтрино  $^{76}\text{As}$  ( $E_{\text{гр}} = 2,67$  МэВ,  $T_{1/2} = 26$  ч). Расчеты показывают, что несколько сот граммов разделенного  $^{50}\text{Cr}$  позволяют создать на реакторе ПИК источник интенсивностью  $\sim 10^{17}$  в/с и нейтринный поток на детекторе плотностью  $\sim 10^{12}$  в/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . Это примерно совпадает с произведением  $\Sigma_e \Phi_{\nu}$  в опытах Ф. Райнеса для электронов отдачи с энергией больше 2 МэВ. На рис. 3 приведены спектры электронов отдачи для различных вариантов теории.

Использование вместо реактора автономного источника позволяет провести дифференциальный опыт. Вместо перемещения детектора, как это предлагалось в работе [16], можно перемещать источник с периодом  $\sim 100$  с. При фоне 15 им-

пульсов  $[(20 \text{ кэВ})^{-1} \cdot (\text{сут})^{-1}]$  (см. рис. 2) и эффекте по теории Вайнберга—Салама [2 импульса  $(20 \text{ кэВ})^{-1} \cdot (\text{сут})^{-1}$ ] за 30 сут в диапазоне  $> 200$  кэВ можно получить погрешность 16 % и уверенно обнаружить различие в сечениях с  $V-A$ -теорией. В кремниевый мультidetектор можно поместить мишенное вещество для изучения реакций возбуждения нейтральными токами ядерных уровней, обратного  $\beta$ -распада и т. п. Конечно, такой детектор очень удобно использовать для измерения реакторных антинейтрино от АЭС или реактора ПИК.

Авторы выражают глубокую благодарность за плодотворное обсуждение и поддержку О. И. Сумбаеву и В. М. Лобашеву, а также А. Н. Ерыкалову за помощь в расчетах.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reines F., Cowan C.— Phys. Rev., 1953, v. 92, p. 830; 1959, v. 113, p. 373.
2. Cowan C. e. a.— Science, 1956, v. 124, p. 103; Reines F., Cowan C.— Phys. Rev., 1960, v. 117, p. 195.
3. Nezzrick F., Reines F.— Phys. Rev., 1966, v. 142, p. 852.
4. Tenkins T., Kinard F., Reines F.— Phys. Rev., 1969, v. 185, p. 1599; Curr H., Reines F., Sobel H.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 179.
5. Reines F., Curr H., Sobel H.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 315.
6. Cavaignac J. In: Fundamental Physics with Reactor Neutrons an Neutrinos. Bristol—London, Inst. of Physics, 1977, p. 135.
7. Микаэлян Л. А., Спивак П. Е., Циноев В. Г.— Ядерная физика, 1964, т. 1, с. 853.
8. Reines F. [6], p. 129.
9. Понтекорво Б. М.— ЖЭТФ, 1967, т. 53, с. 1717; 1958, т. 34, с. 247; 1957, т. 33, с. 549; Gribov V., Pontecorvo B.— Phys. Lett, 1969, v. 288, p. 493; Шехтер В. М.— Успехи физ. наук, 1976, т. 119, с. 593.
10. Бальш А., Микаэлян Л., Франк А.— Ядерная физика, 1968, т. 7, с. 1237.
11. Богатырев В. К.— Там же, с. 1234.
12. Боровой А. А., Микаэлян Л. А. Нейтрино-77, Наука, 1977.
13. Egelman E. Preprint Harvard University, 17 Jan. 1977.
14. Понцеко Л. А., Дербин А. В. Экспериментальные возможности изучения  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  взаимодействий на высокопоточном реакторе ПИК. Препринт ЛИЯФ № 585, Л., 1980.
15. Ерыкалов А. Н. и др. Экспериментальные возможности реактора ПИК. Препринт ЛИЯФ № 376, Л., 1977.
16. Петров Ю. В.— Атомная энергия, 1974, т. 36, вып. 6, с. 520.
17. Bardin D., Bilenky S., Pontecorvo B.— Phys. Lett., 1970, v. 32B, p. 68; Hooft G.— Ibid., 1971, v. 37B, p. 195.
18. Sehgal L.— Phys. Rev., 1975, v. 55B, p. 205.
19. Kayser V. e. a.— Ibid., 1979, v. 20D, p. 87.