

БЕТА-РАСПАД НЕЙТРОНА

Б. Г. Ерозолимский

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	145
2. Эксперименты по бета-распаду нейтрона на неполяризованных лучках	147
а) Бета-спектр электронов распада (147). б) Измерения периода полураспада (148). в) Угловая корреляция между направлениями вылета электрона и антинейтрино (151).	
3. Бета-распад поляризованных нейтронов	152
а) Поляризация тепловых нейтронов (152). б) Выделение направлений вылета антинейтрино (154). в) Поиски тройной корреляции (156). г) Измерения корреляции антинейтрино — спин (157). д) Измерения корреляции электрон-спин (158). е) Сводка экспериментальных результатов (159).	
4. Распад нейтрона и константы слабого взаимодействия	160
а) Анализ данных в рамках $V - A$ -теории (160). б) О возможных вкладах S - и T -взаимодействий (162).	
Цитированная литература	163

1. ВВЕДЕНИЕ

Бета-превращения атомных ядер — процессы, в которых атомный номер изменяется на единицу, — стали известными науке с той самой поры, когда физика ядра делала еще свои первые шаги. С того времени вплоть до наших дней эта область явлений неизменно остается одной из центральных проблем физики элементарных частиц.

Как хорошо известно, в основе бета-распада ядра лежит самопроизвольное превращение одного из нейтронов в протон (или наоборот). Когда же науке стали известны многие десятки новых частиц — мезонов, гиперонов и др., то оказалось, что способность ко взаимному превращению является их универсальным свойством.

В настоящее время можно считать установленным, что значительная часть этих превращений образует единый класс процессов (частным случаем которого и является бета-распад ядер), обусловленных наличием особого, так называемого «слабого взаимодействия».

С развитием этой области науки — физики слабого взаимодействия частиц — связаны такие крупнейшие события, как открытие нейтрино, открытие нарушения пространственной четности, обнаружение нарушения комбинированной (CP) четности, а также успехи в понимании структуры и взаимосвязи всей системы элементарных частиц. И хотя центр тяжести исследований этого рода, несомненно, переместился в настоящее время в область физики частиц высоких энергий, интерес к явлениям бета-распада ядер не ослабевает, так как исследования детальных характеристик бета-распада, таких, как энергетические спектры и взаимная угловая корреляция продуктов распада, их поляризация и др., дают возможность подвергать проверке предсказания различных вариантов современной теории слабого взаимодействия.

В настоящем обзоре, являющемся сокращенным изложением лекции, прочитанной на II международной школе по нейтронной физике в г. Алуште (1974), приведены данные экспериментальных исследований бета-распада свободного нейтрона. Это явление представляет особый интерес ввиду того, что нейтрон — простейшее ядро и потому бета-распад не осложнен сильным взаимодействием нуклонов, а допускает вполне однозначную интерпретацию как практически чистый процесс, обусловленный слабым взаимодействием.

Само явление бета-распада нейтрона заключается в том, что свободный нейтрон самопроизвольно превращается в протон, электрон и антинейтрино, которые разлетаются в разные стороны, унося в сумме полную энергию этого превращения, обусловленную разностью масс нейтрона и образующихся частиц.

Если обозначить единичные векторы направлений вылета электрона и антинейтрино \mathbf{p}_e и \mathbf{p}_ν , а спина распадающегося нейтрона σ , то вероятность распада в единицу времени можно, как известно, в общем виде записать так:

$$W(E, \mathbf{p}_e, \mathbf{p}_\nu) = F(E) \left[1 + a \frac{v}{c} (\mathbf{p}_e \mathbf{p}_\nu) + A \frac{v}{c} (\sigma \mathbf{p}_e) + B (\sigma \mathbf{p}_\nu) + D \frac{v}{c} \sigma [\mathbf{p}_e \mathbf{p}_\nu] \right], \quad (1)$$

где $F(E)$ — функция энергии электрона, т. е. форма бета-спектра, v — скорость электрона, c — скорость света, a , A , B и D — константы соответствующих угловых корреляций³. Корреляции, характеризуемые коэффициентами A и B (между направлениями вылета электрона и соответственно — нейтрино и спином нейтрона), связаны с нарушением пространственной четности в слабом взаимодействии. Отличие от нуля константы тройной корреляции D означало бы нарушение временной четности.

Современная теория в любом из своих вариантов позволяет вычислить все константы, входящие в выражение (1). При этом замечательно то, что результаты такого вычисления зависят не столько от конкретной модели, лежащей в основе того или иного варианта теории, а от весьма общих свойств симметрий тех членов, которые входят в состав гамильтониана слабого взаимодействия. Таким образом, точные исследования количественных характеристик бета-распада нейтрона дают возможность определить относительные вклады членов, принадлежащих к различным классам симметрии.

Начало экспериментальным исследованиям бета-распада свободного нейтрона было положено в конце 40-х годов классическими работами Снелла⁴, Робсона⁵ и Спивака (см. ⁸).

За истекшие 25 лет было опубликовано свыше 15 работ, в которых исследовались различные свойства этого процесса, а именно:

- а) Значение периода полураспада.
- б) Форма бета-спектра электронов.
- в) Угловая корреляция между направлениями вылета электрона и антинейтрино.
- г) Угловые корреляции в распаде поляризованных нейтронов.

К сожалению, достигнутая к настоящему времени точность экспериментальных значений соответствующих констант пока еще недостаточна и оставляет слишком широкие пределы для апробации тех или иных вариантов теории бета-распада. Этим, в частности, и объясняется то, что, несмотря на огромные трудности, которые встают на пути увеличения точности измерений, физики в различных лабораториях мира не оставляют попыток достичь в этом прогресса.

До 1957 г., когда было открыто нарушение пространственной четности, исследования бета-распада нейтрона проводились на неполяризованных пучках, и эта группа работ составляет содержание гл. 2.

В гл. 3 приведены результаты, полученные на поляризованных пучках, дающие существенно более полную информацию о свойствах бета-распада и представляющие особый интерес в свете поисков нарушения временной четности (T -нечетной тройной угловой корреляции).

Краткое обсуждение экспериментальных данных и сравнение их с теорией даны в заключительной гл. 4.

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО БЕТА-РАСПАДУ НЕЙТРОНА НА НЕПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПУЧКАХ

а) Бета-спектр электронов в распада. Точность масс-спектрометрических измерений в настоящее время столь высока, что разность масс нейтрона и протона известна с ошибкой всего ± 50 эв. Соответствующая величина граничной энергии бета-спектра равна, согласно последним данным,

$$E_{\beta\max} = 782,47 \pm 0,05 \text{ кэв (см.}^2\text{)}.$$

Исследования спектра электронов производились в ранней работе Робсона⁷, а также недавно в работе Аргонской группы физиков под руководством Кристенсена¹³.

В установке Робсона был применен бета-спектрометр с магнитной линзой со сцинтилляционным детектором (кристалл антрацена), включенным

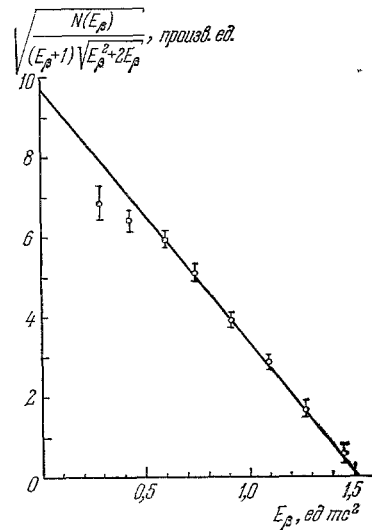


Рис. 1. Бета-спектр распада свободного нейтрона, полученный Робсоном⁷.

Прямая — график Ферми, экспериментальные точки — из работы⁷.

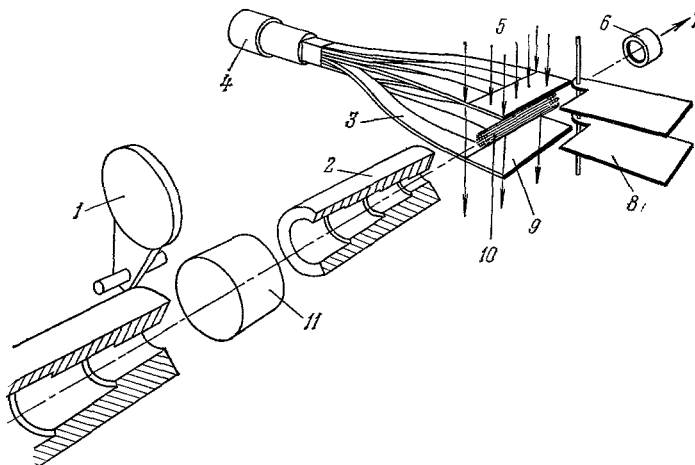


Рис. 2. Схема опыта Кристенсена и др.¹³ по измерению времени жизни нейтрона. 1 — Заслонка из $(^6\text{Li})_2\text{CO}_3$, 2 — конический коллиматор, 3 — световоды из люцита, 4 — ФЭУ, 5 — линии магнитного поля, 6 — пропорциональный счетчик ^3He , 7 — направление пучка нейтронов, 8 — дистанционно управляемые алюминиевые заслонки, 9 — сцинтилляционная пластмасса NE-102A, 10 — эффективный объем источника, 11 — монокристалл Bi, охлажденный жидким N_2 .

на совпадения со счетчиком протонов отдачи. Полученный Робсоном бета-спектр приведен на рис. 1. Соответствующий график Ферми дает значение граничной энергии 782 ± 13 кэв.

В работе Кристенсена энергия электронов измерялась с помощью сцинтилляционного спектрометра (на основе пластмассы), отградуированного по нескольким «опорным» линиям известных бета-излучателей.

Исключительно чистый поток тепловых нейтронов, полученный в касательном канале реактора DR-3 (Ризо, Дания), выделенный системой

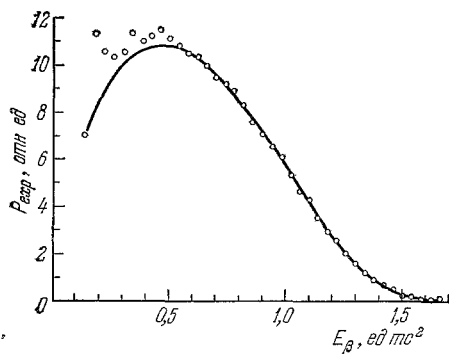


Рис. 3. Бета-спектр распада свободного нейтрона, полученный в работе Кристенсена и др. ¹³.

Кривая соответствует теоретическому спектру, исправленному с учетом энергетического разрешения спектрометра.

коллиматорных диафрагм и дополнительно профильтрованный через охлажденный до температуры жидкого азота монокристаллический висмутовый блок, дал возможность вести регистрацию электронов распада без совпадений с протонами (рис. 2). Полученный бета-спектр показан на рис. 3. Сплошная кривая представляет собой отнормированный теоретический спектр, поправленный на разрешение спектрометра.

Рассмотрение результатов обеих работ указывает на то, что, за исключением области низких энергий (<250 кэв), в целом форма бета-спектра вполне удовлетворительно подтверждает теоретическую зависимость для разрешенных переходов, а граница спектра в пределах точности хорошо совпадает со значением,

получаемым из разности масс нейтрона и протона.

Тем не менее весьма желательно более тщательное исследование мягкой части бета-спектра, тем более, что именно там в принципе можно ожидать отклонений от графика Ферми.

б) Измерения периода полураспада. К настоящему моменту имеется 11 публикаций с данными измерений этой важнейшей константы распада нейтрона. Они сведены в табл. I.

Таблица I

Результаты измерений периода полураспада

Год	Лаборатория	$T_{1/2}$, мин	Литература	Год	Лаборатория	$T_{1/2}$, мин	Литература
1948	Окридж (США)	15—30	4	1951	Чок-Ривер	$12,8 \pm 2,5$	9
1950	Чок-Ривер (Канада)	9—18	5	1955	ИАЭ (СССР)	$12,0 \pm 1,5$	8
1950	Окридж	10—30	6	1958	Там же	$11,7 \pm 0,3$	11
1950	Чок-Ривер	9—25	7	1959	Аргонн (США)	$12,7 \pm 1,9$	10
1950	ИАЭ (СССР)	8—15	8	1967	Ризо (Дания)	$10,78 \pm 0,16$	12
				1970	Там же	$10,61 \pm 0,16$	13

Картина постепенного улучшения точности измерений при сохранении согласия между отдельными результатами омрачена здесь очевидным противоречием между данными двух наиболее точных измерений — Спивака ¹¹ и Кристенсена ^{12, 13}. При указанных авторами погрешностях измерения ± 3 и $\pm 1,5\%$ соответственно разница в результатах достигает 10%. Разрешить это несогласие может, разумеется, лишь новое тщательно проведенное измерение (такое измерение в настоящее время готовится П. Е. Спиваком в ИАЭ).

Точное измерение константы распада нейтрона, проводимое на пучке из атомного реактора, состоит, вообще говоря, из двух независимых экспериментальных задач.

1) Абсолютного измерения плотности нейтронов в пучке (числа нейтронов в $1 \text{ см}^3/\text{пучка}$).

2) Абсолютного измерения числа актов бета-распада нейтронов, происходящих в некоторой определенной (и необходимо уметь точно узнать — в какой) области пучка.

Таким образом, это — два независимых абсолютных измерения.

Что касается первой задачи, то она всеми авторами перечисленных работ решалась, по существу, идентичными методами — в основном путем определения абсолютной активности золота, облученного в исследуемом пучке.

Лишь в последней работе Кристенсена (см. ¹³) в целях измерения плотности нейтронов применен пропорциональный счетчик, заполненный газом ³He особо высокой очистки, тем не менее, несмотря на исключительно трудную работу по прецизионному определению абсолютного числа атомов ³He в объеме счетчика, проведенную авторами, они все-таки для надежности сравнили показания гелиевого счетчика с результатами измерения плотности нейтронов с помощью золота.

Вторая задача решалась авторами перечисленных работ по-разному. В установке Снелла ^{4, 6} регистрировались совпадения между сигналами от детектора протонов — умножителя с электродом вторичной эмиссии и детектора электронов, состоявшего из двух пропорциональных счетчиков; в работах Робсона ⁹ и Сливака (см. ¹¹) детектировались протоны распада с помощью электронного умножителя с вторичной эмиссией ⁹ и с помощью специально сконструированного пропорционального счетчика ¹¹; Д'Анжело ¹⁰ разместил на пучке камеру Вильсона, в которой фотографировались треки событий распада нейтронов; наконец, в последних работах группы Кристенсена ^{12, 13} число событий распада нейтронов определялось путем счета бета-электронов с помощью сцинтилляционного счетчика.

Необходимо отметить, что во всех установках, в которых регистрировались протоны распада, существенным камнем преткновения, затруднявшим получение точных данных, являлось то, что во всех системах, в которых протоны отдачи вытягиваются непосредственно из области распада, эффективность сбора протонов на окно детектора зависит от их энергетического спектра, который в то время был совершенно неизвестен, так как он сам в свою очередь зависит от варианта теории бета-распада. Тем более это относилось к установке Снелла, где регистрировались совпадения.

Решающий шаг к устранению этой неопределенности был сделан Сливаком и Сосновским (см. ¹¹): регистрируемые протоны летят с исходными скоростями в бесполовом пространстве до диафрагмы, которая выделяет небольшой телесный угол, а система ускорения и фокусировки, расположенная после этой диафрагмы, обеспечивает полное собирание *всех* протонов на окно счетчика независимо от их начальной энергии (рис. 4). Такой способ определения абсолютной бета-активности нейтронного пучка является, на наш взгляд, наиболее чистым и безупречным. Определение эффективного телесного угла регистрации, выделяемого диафрагмами, производится путем геометрического расчета; сбор и регистрация протонов, прошедших через последнюю диафрагму, осуществляется путем ускорения их до энергии 20—25 *кэв* (использование более высоких ускоряющих напряжений оказалось затруднительным из-за возникновения в вакуумном ускоряющем промежутке ионов) и при этом можно достичь

весьма высоких значений полного коэффициента регистрации (свыше 95 %); весьма важным обстоятельством является также то, что протоны — частицы тяжелые, и их рассеяние на стенках камеры, краях диафрагм и прочих элементах измерительной системы не может привести к значительным изменениям эффективности регистрации.

В этом смысле вариант регистрации электронов, избранный в работе группы Кристенсена¹³, в принципе чреват многими неприятностями, протекающими из того, что, во-первых, все эффекты, связанные с рассеянием электронов, чрезвычайно сильны и поэтому всегда приводят к серьезным изменениям геометрической эффективности систем регистрации,

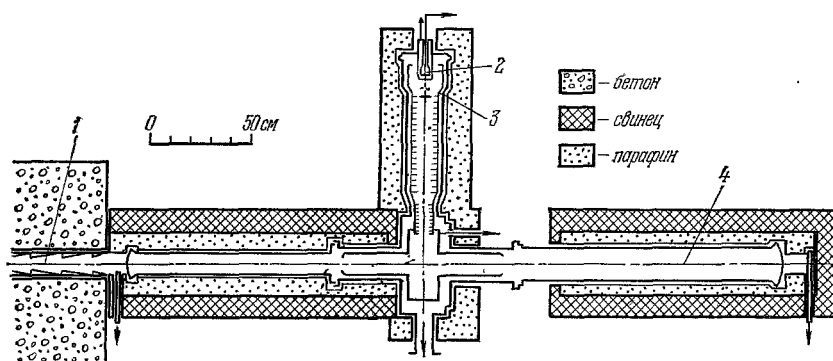


Рис. 4. Схема опыта Спивака и др.¹¹ по измерению времени жизни нейтрона.
1 — выходной коллиматор пучка нейтронов из реактора, 2 — сферический пропорциональный счетчик протонов, 3 — ускоряющий и фокусирующий электрод, 4 — ловушка пучка.

а во-вторых, наличие широкого энергетического бета-спектра делает невозможным осуществление регистрации с высокой эффективностью по энергии. Так, в работе группы Кристенсена регистрируется, например, менее 70% электронов по спектру, а определение этого коэффициента регистрации выливается в отдельную и весьма сложную работу.

Геометрическая эффективность регистрации в работе группы Кристенсена весьма высока (она близка к 4π), что достигается с помощью магнитного поля, наложенного поперек пучка и заставляющего электроны двигаться в направлении сцинтилляционных пластин (см. рис. 2). Однако и здесь возникает ряд эффектов, связанных, в частности, с рассеянием электронов, которые приводят к уменьшению реального телесного угла 4π-регистрации (многие из этих эффектов подробно рассматриваются в самой работе).

Кроме сказанного, измерение абсолютной бета-активности путем регистрации электронов приводит еще к значительным трудностям правильного учета фона детектора, так как все виды излучений вблизи пучка нейтронов (тепловые и быстрые нейтроны, гамма-лучи) могут являться источником возникновения «фоновых» электронов, не связанных с распадом нейтронов. А фон в опытах группы Кристенсена составлял немалую величину (он был равен эффекту или даже превышал его). Для его учета авторы использовали две независимые заслонки: одна из Li^6 могла перекрывать тепловые нейтроны пучка, а другая из тонкого алюминия могла преграждать путь электронам к сцинтилляционной пластмассе. Авторы тщательно анализируют роль различных компонент фона, но тем не менее к их оценкам следует относиться весьма осторожно.

Регистрация протонов отдачи в этом смысле значительно облегчает дело, так как медленные протоны (с энергиями до ~ 800 эв) могут возникать только за счет бета-распада. Достаточно убрать ускоряющий потенциал в системе фокусировки протонов, и остается практически нетронутым чистый фон. (Небольшой эффект от ионов, возникающих при подаче высокого напряжения в вакууме, может быть легко и надежно определен в отдельном опыте без нейтронного пучка.)

В свете всего сказанного, несмотря на то, что работа группы Кристиенсена является исследованием весьма тщательным и фундаментальным (хотя в нем и использована не самая оптимальная методика), проблему измерения времени жизни нейтрона не следует считать исчерпанной.

Очень важными будут результаты новых измерений, которые предпринимаются как методом счета протонов, так и путем использования накопления ультрахолодных нейтронов в ловушке.

в) Угловая корреляция между направлениями вылета электрона и антинейтрино. Попытки измерения угловой (ev)-корреляции были сделаны еще в ранних работах Спивака с сотрудниками⁸ и Робсона¹⁴, однако точность этих измерений была очень небольшой.

Предпринятые в ИТЭФ (СССР) в середине 50-х годов исследования этой корреляции вылились в многолетний цикл работ, результаты которых публиковались в течение 1959—1967 гг.¹⁵⁻¹⁷, и полученное в этих работах значение коэффициента угловой корреляции является в настоящее время единственным надежным результатом.

Главная трудность такого рода измерений состоит в том, что нейтрино в опыте непосредственно не регистрируется, о направлении вылета его можно судить, лишь зная точно направления и энергию электрона и протона отдачи.

Таким образом, эксперимент неизбежно упирается в проблему двойной прецизионной спектроскопии в чрезвычайно сложных самих по себе условиях исследования бета-распада нейтрона (при весьма ограниченной интенсивности «источника» — нейтронного пучка и большом радиационном фоне детекторов).

Схема последнего варианта опыта, проведенного в ИТЭФ, изображена на рис. 5. Электроны распада выделялись по энергии с помощью двойного магнитного спектрометра, а энергия протонов отдачи — по времени их пролета от места распада до ускоряющего промежутка, в котором они приобретали энергию, достаточную для их регистрации счетчиком со вторичной эмиссией. Пролетный путь протонов шел через отражение от электростатического зеркала эллипсоидальной формы, что позволило авторам работы достичь значительного увеличения светосилы прибора без нарушения условия таутохронизма протонных траекторий.

Регистрирующая система управлялась тройными совпадениями сигналов от счетчика протонов, оконечного бета-детектора и тонкого пролетного

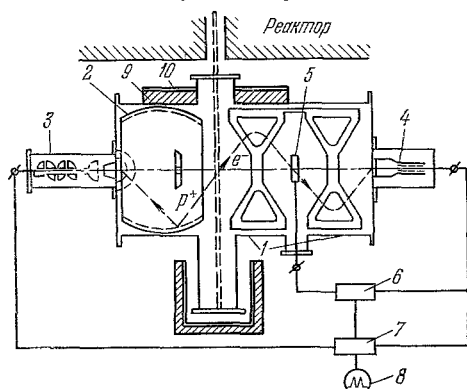


Рис. 5. Схема опыта по измерению антинейтрино-электронной корреляции¹⁷.

1 — спектрометр электронов, 2 — спектрометр протонов, 3 — электронный умножитель, 4 — фотоумножитель, 5 — счетчик Гейгера, 6 — схема двойных совпадений, 7 — управляющая схема, 8 — осциллограф, 9 — защита из В₄С, 10 — свинец.

счетчика, установленного в фокусе траекторий электронов между секциями спектрометра, что позволило значительно снизить фон.

В работе было зарегистрировано всего около 25 000 событий распада, с помощью которых был получен энергетический спектр протонов в условиях эксперимента. Он изображен на рис. 6. Как можно показать, наклон

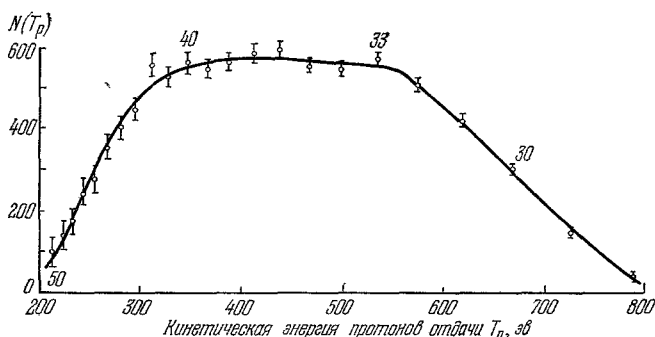


Рис 6. Спектр $N(T_p)$, полученный в работе 17.

горизонтального участка спектра и дает значение константы угловой (ev)-корреляции.

Результаты этих многолетних измерений таковы:

$$a = -0,091 \pm 0,039.$$

С тех пор прошло уже без малого около 10 лет, и до сих пор не было сделано нигде ни одной попытки улучшить этот результат.

Думается, что более точное измерение константы a мыслимо лишь путем использования новых возможностей, которые открывает изучение угловых корреляций поляризованных нейтронов.

3. БЕТА-РАСПАД ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

С момента открытия несохранения четности в бета-распаде исследованию угловых корреляций в распаде поляризованных нейтронов посвящено уже довольно много работ, и интерес к этим измерениям не ослабевает. Целью этих исследований являются точные измерения констант A и B (см. выражение (1) в гл. 1), а также поиск T -нечетной тройной корреляции, характеризуемой константой D .

Не имея возможности подробно рассматривать все эти работы, ограничимся лишь обсуждением основных экспериментальных проблем и путей их решения, использованных различными авторами.

а) Поляризация тепловых нейтронов. Для получения пучков поляризованных тепловых нейтронов наибольшее распространение имеет метод отражения от намагниченных зеркал из железа, кобальта или сплава $\text{Co} - \text{Fe}$. Он сочетает в себе и простоту и надежность в эксплуатации, и удовлетворительную степень поляризации (75—80%), и значительную светосилу, и хорошую степень очистки пучка от быстрых нейтронов и гамма-лучей.

Длина зеркала, на первый взгляд, должна быть выбрана как можно большей, однако, как показано в работах ²⁶, ³⁵, при заданном общем расстоянии от активной зоны реактора («довышка» канала) до места расположения измерительной системы и заданном вертикальном размере пучка

существует оптимальное значение длины зеркала и среднего угла отражения, при которых результирующий поток поляризованных нейтронов максимален. Для увеличения интенсивности потока можно применять двоянный поляризатор с зеркалами, расположенными друг против друга³⁵, или стопку из многих зеркал³².

Несколько лет назад в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова был создан новый пучок поляризованных нейтронов на специально

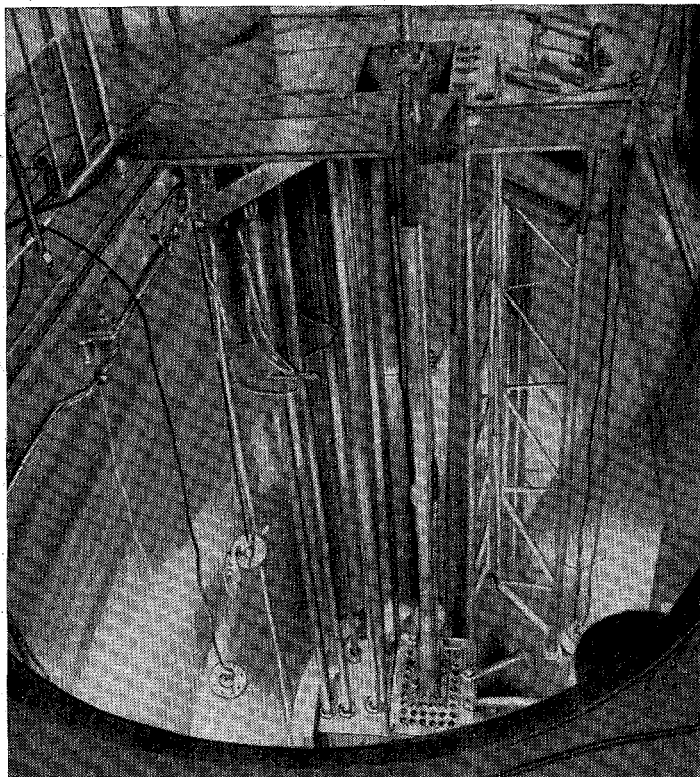


Рис. 7. Вертикальный канал ИРТ-М.

сконструированном вертикальном канале реактора ИРТ-М. Вертикальная колонна канала опущена через водяную защиту в центр активной зоны, где с помощью бериллиево-водной ловушки создан значительный всплеск плотности тепловых нейтронов. Зеркальный поляризатор двоянного типа (с общей площадью кобальта 2200 см^2) помещен внутри канала на уровне $\sim 3,5 \text{ м}$ под водой, а соленоид, намотанный поверх канала и охлаждаемый непосредственно водой бассейна реактора, обеспечивает аксиальное (вдоль пучка) магнитное поле 400 э . На выходе этого канала при мощности реактора всего 7 Мвт был получен поток поляризованных нейтронов $1,5 \cdot 10^9 \text{ нейтрон/сек}$ с поляризацией $\sim 75\%$. Фото этого канала дано на рис. 7. В табл. II приведены данные пучков поляризованных нейтронов в нескольких лабораториях мира.

Немаловажной проблемой является также точное измерение коэффициента поляризации нейтронов. Традиционный метод измерения, основанный на использовании второго отражения нейтронов от зеркала-анализатора, как показано в ряде работ, обладает многими принципиальными

Таблица II

Лаборатория	Мощность реактора, Мвт	Тип поляризации	Поток поляризованных нейтронов, нейтрон/сек
Чок-Ривер (Канада)	200	Монокристалл Co—Fe	$3,8 \cdot 10^7$
Аргонн (США)	5	Сдвоенная сборка зеркал Co—Fe	$2 \cdot 10^8$
ИТЭФ (СССР)	2,5	Сборка зеркал Co	$(3-4) \cdot 10^7$
Ризо (Дания)	10	Стопка зеркал	$6 \cdot 10^8$
Гренобль (Франция)	55	Зеркальный нейтроновод	$1 \cdot 10^9$
ИАЭ (СССР)	7	Сдвоенная сборка зеркал Co	$5 \cdot 10^7$
ИАЭ (СССР)	7	Сдвоенная сборка зеркал (на вертикальном канале)	$1,5 \cdot 10^9$

неопределенностями, препятствующими достижению точности выше 5—10% ³⁴.

В ИАЭ им. И. В. Курчатова был предложен метод измерения поляризации нейтронов, основанный на отклонении нейтронов в сильно неоднородном магнитном поле (эффект Штерна—Герлаха) ³³. Исследуемый пучок пропускается через длинный магнитный зазор с значительным поперечным градиентом поля, и обе компоненты пучка расходятся в разные стороны, так что на некотором достаточно большом расстоянии можно просто измерить интенсивности обеих разделившихся компонент и тем самым определить поляризацию пучка.

Было показано, что методические погрешности в таком измерении могут быть доведены до уровня лучше 1%. На рис. 8 показаны кривые распределения пучка нейтронов, прошедшего через магнитный зазор с градиентом поля $\sim 10^5$ э/см. Кривые сняты с помощью счетчика с тонкой щелью, расположенного на расстоянии 3 м от магнита и перемещаемого поперек пучка.

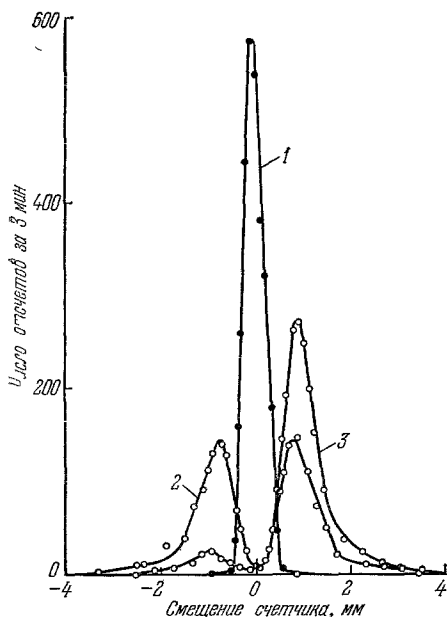


Рис. 8 Разделение пучка нейтронов по спиновым компонентам в сильном неоднородном магнитном поле.

1 — неразделенный пучок без магнитного поля, 2 — разделенный неполяризованный пучок, 3 — поляризованный пучок.

та антинейтрино, однако следует отметить, что в исследованиях с поляризованными нейтронами сравниваются друг с другом вероятности распада (счет детекторов) при противоположных направлениях спина нейтронов, т. е. при неизменных условиях эффективности регистрации, что существенно снижает требования к спектрометрическим характеристикам аппаратуры. В ранних работах эта проблема в значительной мере решалась «в лоб», путем такого расположения детекторов электронов и протонов отдачи или

б) Выделение направлений вылета антинейтрино. Главной проблемой, как и в измерениях (ev)-корреляции, здесь является также необходимость определения или учета направлений вылета

(как в работе Аргоннской группы ¹⁸) соответствующих дюз, при котором создается преимущественное направление вылета нейтрино. При этом соответствующий аппаратный коэффициент, учитывающий средние значения углов между вектором p_ν и векторами p_e и σ , рассчитывался с помощью ЭВМ методом Монте-Карло.

Во второй работе Аргоннской группы ²⁸ детекторы протонов и электронов были расположены друг против друга (рис. 9), а область распада была заключена в бесполовое пространство между сетками, в котором протоны движутся со своими начальными скоростями. Если нейтрино летит в сторону электронного счетчика, то скорости протонов отдачи в среднем больше,

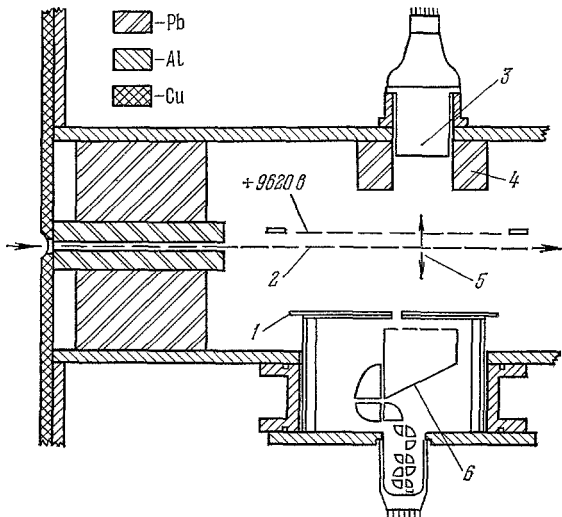


Рис. 9. Схема опыта Кристиансена и др ^{27,28} по измерению электрон-спиновой и антинейтрино-спиновой корреляции.

1 — бериллиевый анод (0 е), 2 — пучок нейтронов, 3 — бета-детектор (сцинтилляционная пластмасса), 4 — полиэтилен, 5 — два варианта направления магнитного поля, 6 — протонный детектор, катод (—1135 е).

чем в случае, если нейтрино полетит по направлению счетчика протонов. Поэтому возникает связь между направлением вылета нейтрино и значением времени пролета протонов отдачи в бесполом промежутке. Количеством эта связь была определена авторами путем расчета на ЭВМ.

Таким образом, в этой работе направления вылета антинейтрино были любыми, а об угловой корреляции антинейтрино — спин можно было судить по изменению (сдвигу) суммарных временных распределений протонов при противоположных значениях спина (см. рис. 13).

В работах, проведенных в ИАЭ ^{21, 22, 24, 26}, был применен другой метод, позволивший выделять акты распада, в которых нейтрино летят в фиксированном конусе углов. Основан этот метод на использовании спектрометрии протонов по времени пролета ими бесполового промежутка в направлении, перпендикулярном оси регистрации бета-электронов.

Диаграмма импульсов, иллюстрирующая идею метода, изображена на рис. 10. Если электрон летит вдоль оси Oy , то x -компоненты импульсов антинейтрино $p_{\nu x}$ и протона отдачи p_{px} равны по абсолютной величине. Для того чтобы в регистрируемых актах распада импульс антинейтрино лежал внутри конуса с углом θ_{\max} , нужно обеспечить регистрацию протонов, у которых]

$$p_{px} > p_{\min} = p_\nu \cos \theta_{\max}.$$

Это достигается путем устройства бесполевого пролетного участка и схемы сдвинутых совпадений, так что сосчитываются лишь такие случаи распада, когда протон пролетел бесполовой промежутком длиной l в направлении x за время, меньшее $\Delta t_{\max} = (m_p/p_{\min}) l$. Практическая схема реализации этой идеи изображена на рис. 11. Область распада (пучок поляризованных нейтронов) проходит перпендикулярно плоскости чертежа, заключена в сетчатый цилиндр с осью, перпендикулярной оси регистрации электронов (счетчики β_1 и β_2). За торцевыми сетками цилиндра протоны

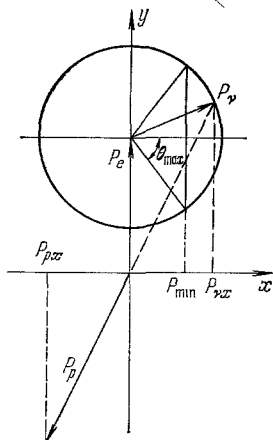


Рис. 10. Импульсная диаграмма распада свободного нейтрона.

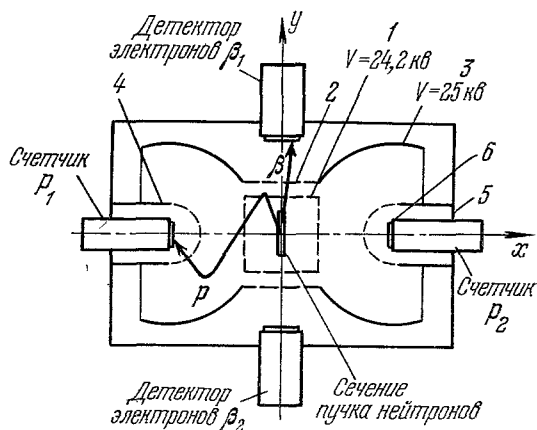


Рис. 11. Схема опыта по измерению трехвекторной (D) 1968 г. и антинейтринно-спиновой (B) (1970 г.) корреляций²⁶.

1 — внутренний сетчатый цилиндр, 2 — наружная цилиндр-сетка, 3 — внешняя полусфера, 4 — сетчатая полусфера, 5 — камера, 6 — кристаллы CsI.

попадают в сферическое ускоряющее поле (25 кВ), которое фокусирует их на детекторы протонов P_1 и P_2 . Бесполовой цилиндр окружен еще одной цилиндрической сеткой, находящейся под потенциалом на 1 кВ выше, чем цилиндр, так что промежуток между ними служит в качестве зеркала, отражающего попавшие туда протоны без изменения их осевой компоненты импульса.

в) **Поиски тройной корреляции.** Изложенная выше схема была впервые применена в работе²², в которой была сделана попытка обнаружить нарушающую T -четность корреляцию между $[p_e p_p]$ и σ . Для этого в установке, схема которой изображена на рис. 11, спин нейтрона ориентировался вдоль оси пучка, так что средние направления p_e , p_p и σ образовывали тройку ортогональных векторов. Электроны регистрировались так же, как в работах Аргоннской лаборатории, сцинтилляционными счетчиками (ФЭУ-43 с пластмассой на основе поливинил-ксилола); для регистрации же протонов был разработан, в отличие от счетчика со вторичной эмиссией, использованного в исследованиях в Аргонне, сцинтилляционный счетчик с тонким слоем CsI(Tl) (толщиной до $\sim 0,5$ мм)^{30, 31}. Установка регистрировала все четыре группы сдвинутых совпадений при двух противоположных направлениях спина (реверс спина осуществлялся каждые 10^3 сек). Временные спектры групп совпадений имели вид, аналогичный изображенный сплошной кривой на рис. 12 (из работы²⁴). При интервале регистрации Δt от 0,4 до 1,2 мксек макси-

мальный угол при вершине конуса углов антинейтрино составляет $\sim 70^\circ$. Пик в районе $t \approx 0$ не связан с протонами распада и является коррелированным фоном, имеющим постороннее происхождение. Он достаточно хорошо отделен от основного распределения. Суммируя соответствующие комбинации сдвинутых совпадений, можно было получить полные числа актов распада с противоположными знаками произведения $\sigma [p_e, p_\nu]$.

Всего в этой работе было сосчитано 80 000 событий распада и результат поиска асимметрии, как и в более ранних работах^{18, 19}, оказался отрицательным.

Очень важной особенностью измерительной системы (см. рис. 11) является ее симметрия (две пары идентичных детекторов). Как легко показать, это приводит к компенсации в измерении константы D всякого рода перекосов (например, неперпендикулярности ведущего магнитного поля (спин нейтронов) к плоскости регистрации), которые могли бы создать ложный эффект за счет влияния корреляций (σp_e) и (σp_ν). Более того, используя другие комбинации групп совпадений, сосчитанных в эксперименте, можно непосредственно во время опыта получать важную информацию о практически реализованной степени симметрии самой установки.

В настоящее время в ИАЭ работа по поиску трехвекторной корреляции продолжена на новой измерительной установке на мощном вертикальном пучке ИРТ-М.

Проведенные к настоящему моменту исследования показали, однако, что повышение точности измерения трехвекторной корреляции до долей процента сопряжено с необходимостью тщательного пересмотра методических погрешностей, так как есть ряд эффектов, связанных с изменениями траекторий протонов отдачи при реверсе спина, которые могут имитировать или маскировать искомый эффект³⁷.

г) Измерения корреляции антинейтрино — спин. Та же установка, что и в измерениях²², была использована в работе²⁴ для исследования корреляции (σp_ν). Изменено было лишь направление поляризации нейтронов так, чтобы оно совпало с осью конусов вылета антинейтрино (по оси протонных детекторов). Распределения актов регистрации протонов по времени их прихода t относительно момента регистрации электронов при обоих направлениях спина приведены на рис. 12. В этой работе очень важно было определить точное значение аппаратного коэффициента KP , где K — средний косинус угла вылета антинейтрино по отношению к спину, а P — коэффициент поляризации пучка. Значение P было измерено методом, описанным в работе³³, с точностью 0,8%, а значения K были вычислены на ЭВМ для ряда значений t_{\max} (максимального времени задержки протонов). Было показано, что в пределах погрешностей результаты измерения B , полученные из экспериментальных данных при разных значениях t_{\max} , совпали друг с другом. Суммарная

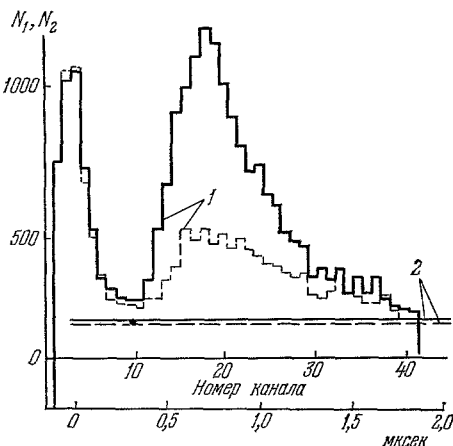


Рис. 12. Спектр протонов по времени пролета бесполевого пространства из работы²⁴ по измерению антинейтринно-спиновой корреляции.

1 — спектры при противоположных направлениях спина, 2 — фон случайных совпадений.

методическая погрешность вместе с ошибкой в определении поляризации составила $\pm 2,5\%$, что привело к полной погрешности измерения $\pm 3,5\%$.

В последней работе Аргоннской лаборатории ²⁸, как уже говорилось выше, регистрировались события при любых направлениях вылета антинейтрино и снималось распределение задержек сигналов протонного

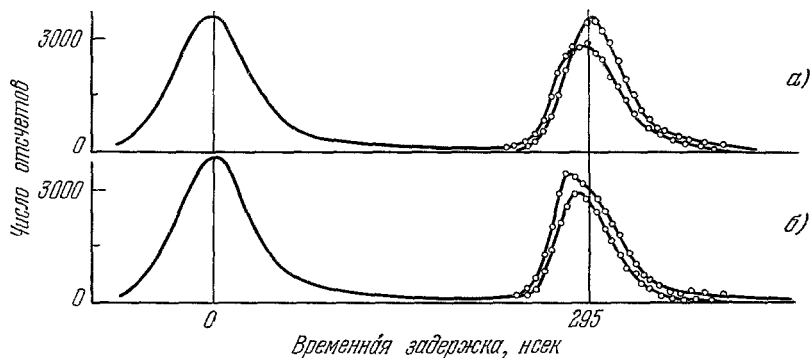


Рис. 13. Спектр протонов по времени пролета в опыте Кристенсена ²⁸.

а) Спин ориентирован по направлению протонного счетчика (1 — поляризованный пучок нейтронов, 2 — деполаризованный), б) спин ориентирован по направлению бета-счетчика.

детектора по отношению к импульсам регистрируемых электронов. На рис. 13 показаны эти распределения при противоположных направлениях спина, по относительному сдвигу которых и вычислялось значение B_0 .

д) Измерения корреляции электрон-спин. Угловая корреляция (σ_{pe}) не содержит направления вылета антинейтрино,

и в принципе для ее измерения нужен только детектор электронов, однако проблема подавления фона приводит к необходимости включать детектор электронов на совпадения с протонным счетчиком, что снова возвращает все трудности, связанные с учетом направлений вылета антинейтрино.

Поскольку изменение направления спина ведет к изменению углового и энергетического распределения протонов из-за того, что при этом изменяется преимущественное направление вылета нейтрино, то изменение счета совпадений при реверсе спина зависит не только от коэффициента A , но и от сильной корреляции антинейтрино — спин (B). Этот эффект в измерениях, проведенных в Аргоннской лаборатории, учитывался с помощью машинного расчета как в ранней ¹⁸, так и в последней работе ²⁸ (см. рис. 9 и 13). Представляется весьма плодотворной, однако, такая постановка опыта, в которой вероят-

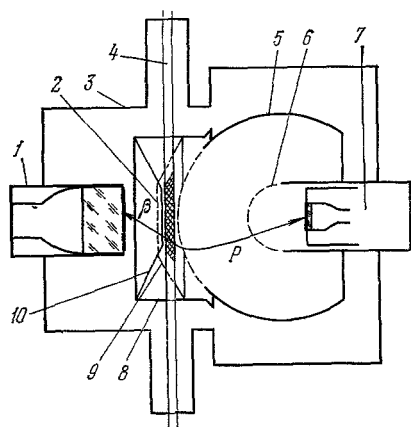


Рис. 14. Схема опыта по измерению электрон-спиновой корреляции (A) ²⁵.

1 — бета-детектор (сцинтилляционная пластмасса и ФЭУ), 2 — сетка, 3 — вакуумная камера, 4 — пучок нейтронов, 5 — сферический электрод с сеткой, 6 — малая сферическая сетка, 7 — детектор протонов, 8 — экранирующий электрод, 9 — коническая сетка, 10 — диафрагма, выделяющая рабочую область пучка.

ность регистрации совпадений принципиально не зависела бы от направления вылета антинейтрино.

Как показано в работе, проведенной в 1970 г. в ИАЭ ^{25, 26}, этого можно добиться, если ограничить диафрагмой область пучка, из которой регистрируются электроны распада, а систему сбора протонов сделать такой, чтобы из любой точки этой области все протоны отдачи регистрировались независимо от направления вылета антинейтрино. Схема измерительной установки приведена на рис. 14. В качестве детектора электронов был использован сцинтилляционный счетчик с пластмассой диаметром 155 мм. Счетчик протонов, как и в предыдущих работах, был осуществлен на основе тонкого слоя CsI(Tl) диаметром 65 мм. Были проведены контрольные опыты, подтвердившие выполнение условия полного собирания протонов из области пучка, которую «видит» бета-детектор.

В работе 1970 г. было зарегистрировано всего 60 000 событий распада (интенсивность счета составляла 250 *штук/час* при уровне фона случайных совпадений ~ 30 *штук/час*). Погрешность измерения угловой корреляции $\pm 0,01$ в основном была статистической.

Дальнейшее уточнение величины A требует еще более тщательного контроля полноты собирания протонов отдачи, и в этом направлении в ИАЭ в настоящее время ведется подготовительная работа.

е) Сводка экспериментальных результатов. Общая сводка экспериментальных данных, полученных в различных лабораториях при исследовании угловых корреляций в распаде поляризованных нейтронов, приведена в табл. III.

Таблица III

Тип корреляции	Коэффициент	Результат	Лаборатория	Год	Литература
(σ_P)	A	$-0,114 \pm 0,019$ $-0,09 \pm 0,05$ $-0,115 \pm 0,009$ $-0,118 \pm 0,010$	Аргонн Чок-Ривер Аргонн ИАЭ	1960 1961 1969, 1970 1970, 1971	18 20 27, 28 25, 26
(σ_{PV})	B	$0,88 \pm 0,15$ $0,96 \pm 0,40$ $1,01 \pm 0,05$ $0,995 \pm 0,035$	Аргонн Чок-Ривер Аргонн ИАЭ	1960 1960 1969, 1970 1970	18 19 27, 28 24, 26
$(\sigma[P_P P_V])$	D	$0,04 \pm 0,05$ $-0,14 \pm 0,20$ $-0,01 \pm 0,01$	Аргонн Чок-Ривер ИАЭ	1960 1960 1968	18 19, 23 21, 22, 26

Данные, полученные в различных лабораториях мира, неплохо согласуются друг с другом. Главным результатом этих исследований является подтверждение теории в так называемом $V - A$ -варианте (об этом подробнее в последней главе обзора), а также отсутствие эффекта, нарушающего временную четкость (константа $D \approx 0$ в пределах погрешностей измерения *).

*) Во время подготовки к печати настоящей статьи появилось еще две работы по поиску T -нечетной корреляции:

1) работа Гренобльской группы, давшая результат

$$D = (-1,1 \pm 1,7) \cdot 10^{-3} \text{ (см. } ^{36}\text{)},$$

2) работа, проведенная в ИАЭ, с результатом

$$D = (-2,7 \pm 3,3) \cdot 10^{-3} \text{ (см. } ^{37}\text{)}.$$

4. РАСПАД НЕЙТРОНА И КОНСТАНТЫ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Обзор современного положения в теории бета-распада не входил в задачу лекции, на основе которой написана настоящая статья. Ограничимся поэтому лишь напоминанием хорошо известных положений, необходимых для понимания того, какая реальная информация может быть извлечена из всей совокупности экспериментальных данных о бета-распаде нейтрона.

Как уже упоминалось в гл. 1, независимо от конкретных моделей теории, исходя из весьма общих соображений, связанных с требованиями релятивистской инвариантности, можно показать, что в гамильтониане слабого взаимодействия могут присутствовать члены, обладающие только определенными свойствами симметрии, а именно свойствами скаляра, вектора, аксиального вектора, тензора и псевдоскаляра. Коэффициенты, характеризующие вклады этих членов, обозначают соответственно G_S , G_V , G_A , G_T и G_P . В бета-распаде нейтрона по причинам, на которых здесь нет смысла останавливаться, псевдоскалярный член заведомо не может играть какую-либо существенную роль, и о нем далее речи не будет. Открытие нарушения пространственной четности привело к необходимости ввести в гамильтониан аналогичные члены, ответственные за нарушение четности и характеризующие соответствующими коэффициентами G'_S , G'_V , G'_A и G'_T . Принципиальная же возможность несохранения временной четности приводит к допущению комплексности всех этих коэффициентов, так что число независимых параметров, характеризующих гамильтониан, становится равным 16. В принципе, необходимо наличие 16 независимых экспериментальных величин, для того чтобы можно было определить все эти фундаментальные константы теории. Пока такого «полного набора данных» не существует, да и имеющиеся экспериментальные величины известны с некоторыми погрешностями, что ограничивает возможности определения значений этих констант даже с учетом определенных предположений, суживающих число свободных параметров.

Так, во-первых, все экспериментальные данные свидетельствуют о том, что эффекты нарушения T -четности либо очень малы, либо вовсе отсутствуют, что позволяет в первом приближении считать все константы в гамильтониане вещественными.

Далее, поскольку, судя по многим результатам исследований бета-распада ядер, нарушение пространственной четности в слабом взаимодействии можно считать полным, то константы со штрихом должны быть равными по модулю соответствующим константам без штриха, причем установлено, что $G'_V = G_V$ и $G'_A = G_A$.

Наиболее употребительными в настоящее время являются такие теоретические модели, в которых гамильтониан слабого взаимодействия представлен в основном всего двумя членами — векторным и аксиально-векторным. Можно рассмотреть имеющиеся экспериментальные данные под углом зрения совместимости с этим наиболее простым вариантом, а можно попытаться сделать какие-нибудь суждения и о возможном вкладе S - и T -членов.

а) Анализ данных в рамках $V - A$ -теории. Величина константы G_V векторного варианта, к которому сводятся в $V - A$ -теории фермиевские переходы, определяется из $0^+ - 0^+$ -переходов, для которых точно известен матричный элемент $|M_F|^2 = 2$. За последние 10 лет было проделано много работ как по измерению $(F\tau)^*$ этих перехо-

*) F — общепринятое обозначение для определенной, введенной Ферми функции от граничной энергии β -спектра, τ — среднее время жизни данного ядра.

дов, так и по вычислению различного рода поправок (вплоть до радиационных второго порядка).

К настоящему времени имеются данные по 15 $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходам. Значения $(F\tau)$, которые давали различные исследователи, несколько отличаются друг от друга и меняются от года к году, но это всего лишь незначительные вариации, лежащие в основном внутри 0,5%. Последние данные по этим переходам опубликованы в работе ²⁹ и сведены в табл. IV.

Т а б л и ц а IV

Значения $(F\tau)$ для $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходов

Ядро	$(F\tau)$	Ядро	$(F\tau)$	Ядро	$(F\tau)$
C ¹⁰	3138±42	Al ^{26m}	3079±3	Ti ⁴²	3195±1017
O ¹⁴	3084±3	S ³⁰	3111±80	Sc ⁴²	3116±7
Ne ¹⁸	2982±106	Cl ³⁴	3082±9	V ⁴⁶	3123±7
Mg ²²	3027±63	Ar ³⁴	3019±51	Mn ⁵⁰	3112±8
Si ²⁶	3049±49	K ^{38m}	3119±31	Co ⁵⁴	3108±12

Сейчас можно с уверенностью сказать, что в пределах погрешностей у всех 15 исследованных ядер значения $(F\tau)$ совпадают ²⁹. Наиболее точные значения получены для β^+ -переходов $O^{14} \rightarrow N^{14}$ и $Al^{26m} \rightarrow Mg^{26}$ и среднее значение для $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходов со всеми мыслимыми поправками, согласно последним данным, принимается равным

$$(F\tau)_{0^+ \rightarrow 0^+} = 3089,8 \pm 3,0 \text{ сек}, \quad (2)$$

что соответствует значению

$$G_V = (1,407 \pm 0,004) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3.$$

К сожалению, для чистых переходов гамов-теллеровского типа нет возможности аналогичного определения константы G_A из-за неопределенностей в ядерных матричных элементах. Уникальную возможность в этом отношении предоставляет распад нейтрона, в котором играют роль оба варианта переходов и точно известны матричные элементы

$$|M_F|^2 = 1 \text{ и } |M_{GT}|^2 = 3.$$

Сопоставляя $(F\tau)_n$ с $(F\tau)_{0^+ \rightarrow 0^+}$ -переходов, можно получить значение фундаментальной константы теории

$$|\lambda| = \frac{G_A}{G_V} = \sqrt{\frac{2(F\tau)_{0^+ \rightarrow 0^+} - (F\tau)_n}{3(F\tau)_n}}. \quad (3)$$

Подстановка сюда экспериментальных данных приводит к двум значениям:

$$\begin{aligned} |\lambda|_1 &= 1,18 \pm 0,025 \quad (\text{по данным для распада нейтрона} \\ &\quad \text{из работы группы Спивака}^{11}), \\ |\lambda|_2 &= 1,245 \pm 0,012 \quad (\text{по данным для распада нейтрона} \\ &\quad \text{из работы группы Кристенсена}^{13}). \end{aligned}$$

В рамках $V - A$ -теории каждая из корреляционных констант в распаде нейтрона a , A , B и D однозначно связана с величиной λ . В самом деле, для этого случая

$$\begin{aligned} a &= -\frac{1+|\lambda|^2}{1+3|\lambda|^2}, & A &= -2\frac{|\lambda|^2 + \text{Re } \lambda}{1+3|\lambda|^2}, \\ B &= 2\frac{|\lambda|^2 - \text{Re } \lambda}{1+3|\lambda|^2}, & D &= \text{Im} \frac{2\lambda}{1+3|\lambda|^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

В недавней работе Кропфа и Пауля ² была проделана машинная «подгонка» наилучших значений константы λ по всем экспериментальным данным для корреляционных коэффициентов a , A , B и D , приведенным в настоящей статье на стр. 152 и в табл. III по специально разработанной программе. Их результат таков:

$$|\lambda| = 1,263 \pm 0,016, \\ \varphi = 181,0^\circ \pm 1,29^\circ$$

(здесь полагается, что $\lambda = |\lambda| e^{i\varphi}$), откуда следует, что имеется вполне удовлетворительное согласие с величиной $|\lambda|_2$, полученной из периода полураспада нейтронов по данным ¹³ и явное расхождение с $|\lambda|_1$, которое следует из более старых измерений ¹¹.

б) О возможных вкладах S -и T -взаимодействий. Имеющиеся экспериментальные данные, таким образом, вполне согласуются с $V-A$ -теорией, и проведенный в работе ² количественный анализ совместимости приводит к значению «фактора совместимости» $S = \sqrt{\chi^2/(n-m)}$, где $(n-m)$ — число степеней свободы при совместной подгонке данных; $S = 0,65$. (Это означает, что согласие экспериментальных данных даже несколько лучше, чем этого следовало ожидать при указанных авторами погрешностях.) Однако обратного утверждения сделать, оказывается, нельзя, т. е. нельзя исключить возможного вклада других вариантов теории. Много зависит от того, какое предположение сделать о связи между G_i и G'_i для рассматриваемых дополнительных членов G_S и G_T .

Можно показать, что если G_S или G_T отлично от нуля, причем соответствующие коэффициенты $G'_i = G_i$, то это сказалось бы на величине продольной поляризации электронов бета-распада, которая согласно общепринятой теории должна быть равной v/c . Данные на этот счет, полученные в бета-распаде ядер, пока ненадежны, а измерения продольной поляризации в распаде нейтрона никто не осуществил.

Интересные результаты могут быть получены из анализа бета-спектров различных бета-активных ядер. Теория предсказывает возможность наличия отклонений от нормальной формы спектра, которые могут быть описаны дополнительным так называемым фирцевским членом, имеющим вид b/E , где E — энергия электрона, а коэффициент

$$b = (G_S G_V + G'_S G'_V) |M_F|^2 + (G_T G_A + G'_T G'_A) |M_{GT}|^2. \quad (5)$$

Обильный экспериментальный материал указывает на отсутствие фирцевского члена, из чего, как показано в работе ¹, следуют весьма жесткие оценки на величины примесей скалярного и тензорного взаимодействия:

$$\frac{G_S}{G_V} = -0,001 \pm 0,006, \\ \frac{G_T}{G_A} = -0,0004 \pm 0,0003.$$

Однако, как нетрудно видеть из выражения (5), если $G'_S = -G_S$ и $G'_T = -G_T$, то фирцевский член тождественно обращается в нуль и никакой информации о вкладах G_S и G_T из формы β -спектров получить нельзя.

Оценки, которые можно получить из других данных в бета-распаде, значительно менее определены. Лучшая оценка для G_T/G_A получается из $(\nu\nu)$ -корреляции в чистом гамов-теллеровском переходе ${}^6\text{He}$ $G_T/G_A = 0,014 \pm 0,14$ ¹. Для скалярного же коэффициента аналогичных экспериментов нет.

Данные по распаду нейтрона в принципе дают полную возможность оценить вклады S - и T -вариантов, поскольку выражения для коэффициентов a , A и B предоставляют нам три независимых уравнения для величин G_A/G_V , G_S/G_V и G_T/G_A , а именно

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{-G_S^2 + G_V^2 - G_T^2 - G_A^2}{G_V^2 + G_S^2 + 3G_T^2 + 3G_A^2}, \\ A &= -2 \frac{G_A G_V + G_S G_T + G_T^2 + G_A^2}{G_V^2 + G_S^2 + 3G_T^2 + 3G_A^2}, \\ B &= 2 \frac{G_A^2 - G_V G_A - G_T^2 + G_S G_T}{G_V^2 + G_S^2 + 3G_T^2 + 3G_A^2}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Эти уравнения можно разрешить относительно искомых отношений и проанализировать возможные интервалы значений этих величин при различных измерениях значений a , A и B в пределах экспериментальных ошибок. Такие процедуры были проделаны разными авторами в работах ^{1, 26}, однако общий вывод неутешителен: возможные интервалы для вкладов S - и T -вариантов, совместимые в пределах ошибок с современными экспериментальными данными, равны

$$\begin{aligned} \text{для } \frac{G_S}{G_V} : & \quad +0,28 \\ & \quad -0,45, \\ \text{для } \frac{G_T}{G_A} : & \quad +0,14 \\ & \quad -0,14. \end{aligned}$$

Таким образом, очевидно, что существующие в настоящее время экспериментальные данные не достаточно точны, чтобы можно было исключить возможность наличия значительных вкладов S - и T -вариантов теории. Анализ показывает, что для снижения возможных пределов для величин G_S и G_T до уровня масштаба 5%, необходимо измерение констант нейтронных корреляций a и B с точностью $\pm 0,01$, а константы A — с ошибкой не хуже $\pm 0,003$. При этом существенно была бы улучшена и точность в значении отношения фундаментальных констант теории G_A/G_V . Такая программа исследований бета-распада выполнима и является весьма актуальной. Весьма важным является также уточнение периода полураспада нейтрона. И, наконец, представляет большой интерес измерение продольной поляризации электронов в бета-распаде нейтрона, что пока, к сожалению, находится за пределами экспериментальных возможностей.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. Paul, Nucl. Phys. A154, 160 (1970).
2. A. Kropf, H. Paul, Zs. Phys. 267, 129 (1974).
3. П. С. Ву, С. А. Мошковский, Бета-распад, М., Атомиздат, 1970.
4. A. Snell, L. Miller, Phys. Rev. 74, 1217 (1948).
5. J. Robson, ibid. 77, 747 (1950).
6. A. Snell, F. Pleasonton, R. McCord, ibid. 78, 310.
7. J. Robson, ibid., p. 311.
8. П. Е. Спивак, А. Н. Сосновский, Ю. А. Прокофьев, В. С. Соколов, сборник «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, август 1955 г.)», т. 2, М., Физматгиз, 1958, стр. 45.
9. J. Robson, Phys. Rev. 83, 349 (1951).
10. D'Angelo, ibid. 114, 285 (1959).
11. А. Н. Сосновский, П. Е. Спивак, Ю. А. Прокофьев, И. Е. Кутиков, Ю. П. Добрынин, ЖЭТФ 35, 10 (1958).

12. C. Christensen, A. Nielsen, A. Bahnsen, W. Brown, B. Rustad, Phys. Lett. **B26**, 44 (1967).
 13. C. Christensen, A. Nielsen, A. Bahnsen, W. Brown, B. Rustad, Phys. Rev. **D5**, 1628 (1972).
 14. J. Robson, Can. J. Phys. **36**, 1450 (1958).
 15. В. В. Владимирский, В. К. Григорьев, Ю. В. Требуховский, В. А. Ергаков, ЖЭТФ **36**, 1314 (1959).
 16. В. В. Владимирский, В. К. Григорьев, В. А. Ергаков, Д. В. Жарков, Ю. В. Требуховский, Изв. АН СССР, сер. физ. **25**, 1121 (1961).
 17. В. К. Григорьев, А. П. Гришин, В. В. Владимирский, Е. С. Николаевский, Д. В. Жарков, ЯФ **6**, 329 (1967).
 18. M. Burgu, V. Krohn, T. Novcu, G. Ringo, V. Telegdi, Phys. Rev. **120**, 1829 (1960).
 19. M. Clark, J. Robson, Can. J. Phys. **38**, 693 (1960).
 20. M. Clark, J. Robson, *ibid.* **39**, 13 (1961).
 21. Б. Г. Ерозолимский, Л. Н. Бондаренко, Ю. А. Мостовой, Б. А. Обиняков, В. П. Захарова, В. А. Титов, ЯФ **11**, 1049 (1970).
 22. Б. Г. Ерозолимский, Л. Н. Бондаренко, Ю. А. Мостовой, Б. А. Обиняков, В. П. Захарова, В. А. Титов, ЯФ **8**, 176 (1968); Phys. Lett. **B27**, 557 (1968).
 23. M. A. Clark, M. Robson, K. Nathans, Phys. Rev. Lett. **1**, 100 (1958).
 24. Б. Г. Ерозолимский, Л. Н. Бондаренко, Ю. А. Мостовой, Б. А. Обиняков, В. А. Титов, В. П. Захарова, А. И. Франк, ЯФ **12**, 323 (1970).
 25. Б. Г. Ерозолимский, Л. Н. Бондаренко, Ю. А. Мостовой, Б. А. Обиняков, В. П. Федунин, А. И. Франк, Письма ЖЭТФ **13**, 356 (1971).
 26. Б. Г. Ерозолимский, Л. Н. Бондаренко, Ю. А. Мостовой, Б. А. Обиняков, Угловые корреляции в распаде нейтрона (доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий (Киев, (1970)). Препринт ИАЭ № 2071, Москва, 1971).
 27. C. Christensen, V. Krohn, G. Ringo, Phys. Lett. **B28**, 441 (1969).
 28. C. Christensen, V. Krohn, G. Ringo, Phys. Rev. **C1**, 1693 (1970).
 29. I. S. Towner, J. C. Hardy, Nucl. Phys. **A205**, 33 (1973).
 30. Л. Н. Бондаренко, Б. Г. Ерозолимский, В. П. Захарова, ПТЭ, № 2, 61 (1969).
 31. А. И. Афонин, Л. Н. Бондаренко, ПТЭ, № 6, 75 (1971).
 32. Ю. Г. Абов, А. Д. Гулько, П. А. Крупичицкий, Поляризованные медленные нейтроны, М., Атомиздат, 1966.
 33. Б. Г. Ерозолимский, Ю. А. Мостовой, Б. А. Обиняков, ПТЭ, № 1, 50 (1965).
 34. Б. Г. Ерозолимский, Ю. А. Мостовой, Б. А. Обиняков, ПТЭ, № 2, 39 (1964).
 35. Б. А. Обиняков, Ю. А. Мостовой, ПТЭ, № 3, 87 (1970).
 36. R. J. Steinberg, P. Liand, B. Vignon, V. W. Hughes, Phys. Rev. Lett. **33**, 41 (1974).
 37. Б. Г. Ерозолимский, Ю. А. Мостовой, В. П. Федунин, А. И. Франк, О. В. Хахан, Письма ЖЭТФ **20**, 745 (1974).
-