

K-245



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

6 - 7845

КАРНАУХОВ Виктор Александрович

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИИ
ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПРОТОНОВ

Специальность 01.04.16 -
- физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований.

Научный консультант
академик

Г.Н.ФЛЕРОВ.

6 - 7845

Официальные оппоненты
член-корреспондент АН СССР

В.М.ЛОБАШОВ,

доктор-физико-математических наук

А.И.БАЗЬ,

доктор физико-математических наук

К.Я.ГРОМОВ.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт ядерных исследований АН УССР
(г.Киев)

Автореферат разослан "15" *мая* 1974 года

Защита состоится "25" *мая* 1974 года

в "11" час на заседании Объединенного Ученого Совета Лаборатории Нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ (г.Дубна, Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ. Отзывы и замечания отправлять по адресу: г.Дубна, Московской области, Объединенный институт ядерных исследований. Ученому секретарю Объединенного Ученого Совета ЛНФ и ЛЯР.

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ СОВЕТА

В.Н. Каржавина
В.Н.КАРЖАВИНА

" " 1974 года

КАРНАУХОВ Виктор Александрович

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИИ
ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПРОТОНОВ

Специальность 01.04.16 -

- физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

І. ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств ядер, удаленных от долины стабильности, является важнейшей задачей современного этапа исследования радиоактивности. Продвижение в область короткоживущих изотопов значительно расширяет набор ядер, доступных для изучения. Однако, не это главное. Важно, что здесь появляется возможность получать новую информацию, недоступную в традиционных областях. Проблематика исследований свойств ядер, удаленных от долины стабильности, обсуждалась на ряде международных конференций. Упомянем здесь изучение новых разновидностей радиоактивного распада, β -распада с большой энергией, новых областей деформации и дважды магических ядер, высоковозбужденных состояний, сверхтяжелых элементов и т.д.

Настоящая работа посвящена исследованию эмиссии запаздывающих протонов - процесса, характерного для изотопов с большим недостатком нейтронов. Возможность испускания протонов радиоактивными ядрами была предположена около 60 лет назад Э.Марсденом ^{/1/}. Первая попытка обнаружить излучатели запаздывающих протонов была предпринята в 1949 году Л.Альваресом ^{/2/}. Примерно в то же время А.Б.Мигдалом, Б.Т.Гейликманом ^{/3/} и Б.С.Джелеповым ^{/4/} были рассмотрены некоторые свойства протонных излучателей и пути их обнаружения. Последующие расчетные работы В.А.Карнаухова, Н.И.Тарантина ^{/6/} и В.И.Гольданского ^{/5/} посвящены уточнению предполагаемых характеристик протонных излучателей, детальному рассмотрению области их распространности.

Явление испускания запаздывающих протонов было открыто автором с сотрудниками в 1962 году /7,26/ при облучении никелевой фольги пучком ^{20}Ne . В 1963 году с сообщением о наблюдении протонных эмиттеров для легких элементов выступила также группа Р.Белла /9/. В последующем в исследованиях эмиссии запаздывающих протонов активно участвовали следующие группы зарубежных ученых: А.Посканзера (Брукхевен, США), И.Черни (Беркли, США), Р.Макфарлана (Техас, США), П.Г.Хансена (ЦЕРН), Р.Белла (Монреаль, Канада). Подробный обзор работ, сделанных за десять лет, дан Д.Харди /28,29/ и автором /16/.

Десять лет назад испускание запаздывающих протонов рассматривалось как экзотическое явление. Однако к настоящему времени ситуация изменилась: накоплен значительный экспериментальный материал, развиты различные подходы для извлечения интересной ядерной информации с помощью протонных излучателей. Специфичность ее в том, что зачастую она не может быть получена другими способами; кроме того, она относится к изотопам вблизи границы нуклонной стабильности ядер.

Так, исследования с "легкими" излучателями запаздывающих протонов ($Z < 30$) дали ценные сведения об изобарных аналогах с $T = 3/2$, в частности, об изотопической чистоте этих состояний и распределений матричных элементов β^+ -распада по энергии возбуждения дочернего ядра /28/.

Для описания процесса испускания запаздывающих протонов в области более тяжелых ядер в наших работах предложена статистическая модель, применение которой позволяет извлекать информацию о силовой функции β^+ -распада /10,11/.

Тонкая структура спектров запаздывающих протонов несет сведения о плотности уровней в функции энергии возбуждения в диапазоне от 3 до 9 Мэв. Статистические методы анализа тонкой структуры протонных спектров были развиты в наших работах /11,12/.

Измерение протонных спектров в совпадении с позитронами и γ -квантами позволяет установить разность масс исходного и конечного ядер. Широкое проведение таких измерений безусловно многое прояснит в проблеме корректного описания атомных масс. Этот метод определения дефектов масс также впервые был предложен и осуществлен в наших работах /13,14/.

Эмиссия запаздывающих протонов является наиболее изученной, но не единственной разновидностью радиоактивного распада, сопровождающегося вылетом протонов /26/. Другими являются следующие: а) протонный распад из основного состояния; б) протонный распад изомеров; в) двупротонный распад, предсказанный В.И.Гольданским /30/. Из них достоверно обнаружен только вариант "б" на примере $^{53}\text{mCo}/^{31}/$.

В диссертации приведены результаты исследований эмиссии запаздывающих протонов, которые в течение ряда лет проводились автором с сотрудниками в ЛЯР ОИЯИ на пучках тяжелых ионов. Расположение материала следующее. В главе II дается общая картина области распространенности явления, приведены сведения об известных излучателях запаздывающих протонов. В главе III рассмотрены методы получения и исследования протонных эмиттеров, дан краткий обзор методик, применявшихся в настоящей работе. Подробно описывается БЭМС-2 - масс-сепаратор на пучке тяжелых ионов, созданный для изучения короткоживущих изотопов. Глава IV со-

держит материал по идентификации и определению основных характеристик распада протонных излучателей, открытых в Дубне.

Глава У посвящена использованию эмиссии запаздывающих протонов для определения разности масс изотопов, участвующих в распаде.

В главе VI излагается статистическая модель процесса, которая применяется для анализа гросс-структуры протонных спектров.

Глава VII посвящена рассмотрению тонкой структуры протонных спектров.

Работы, вошедшие в диссертацию, опубликованы /6-25/. Они неоднократно докладывались на всесоюзных совещаниях по ядерной спектроскопии и на следующих международных конференциях: в 1963 году - на конференции по взаимодействию сложных ядер (США), в 1964 году - на конгрессе по ядерной физике (Франция), в 1966 году - на симпозиуме по свойствам ядер, удаленных от долины стабильности (Швеция), в 1966, 1971 годах - на конференциях по физике тяжелых ионов (Дубна), в 1970 году - на конференции по свойствам изотопов вдали от долины стабильности (Швейцария), в 1973 году - на школе по ядерной физике (Польша).

II. ОБЛАСТЬ РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПРОТОНОВ.

Теоретический анализ условий появления протонных излучателей, проведенный в наших работах /6,17/, показал, что эмиссия протонов является весьма распространенным видом распада. Практически для всех элементов с $Z < 83$ при достаточном обеднении нейтронами должны существовать излучатели запаздывающих протонов. Для этого необходима реализация следующего соотношения:

$Q_0 > V_p + E_{p0}$, где Q_0 - полная энергия К-захвата, V_p - энергия связи протона в дочернем ядре, E_{p0} - энергия протона, отвеча-

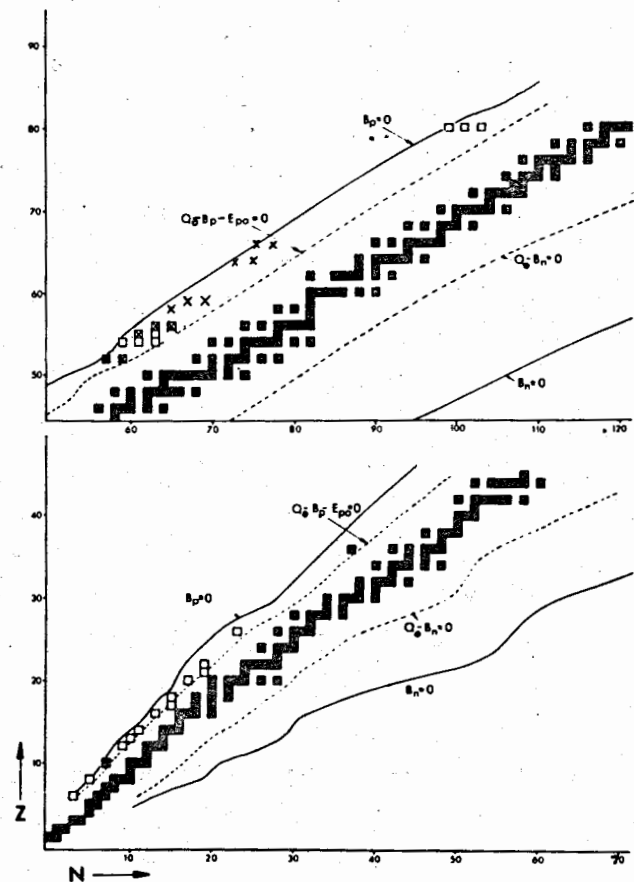


Рис. I. Область распространности излучателей запаздывающих протонов (ограничена линиями $Q_0 - V_p - E_{p0} = 0$ и $V_p = 0$ (Z - неч.)). Излучатели, открытые в Дубне: \blacksquare - однозначная, \times - приблизительная идентификация по Z и A . Излучатели, полученные в других работах - \square .

ющая равенству протонной (Γ_p) и радиационной (Γ_γ) ширин. При изменении Z от 20 до 80 величина E_p меняется от $\sim 0,7$ до $\sim 4,2$ Мэв.

Вывод о широкой распространенности явления подтвержден экспериментально (см. рис.1). К настоящему времени уже известно 26 излучателей запаздывающих протонов с достоверной идентификацией Z и A . Самый легкий из них ^9C , самый тяжелый ^{183}Hg ; самый короткоживущий излучатель ^{13}O ($T_{1/2} = 0,0089$ сек.), самый долгоживущий - ^{117}Xe ($T_{1/2} = 65$ сек.). Для элементов тяжелее свинца наблюдение запаздывающих протонов становится проблематичным из-за α -распада.

В этой главе приводится сводная таблица свойств известных излучателей запаздывающих протонов.

III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

I. Известны два наиболее эффективных способа получения ядер с избытком протонов: а) реакции с испарением нуклонов, вызываемые заряженными частицами; б) реакции глубокого расщепления под действием частиц высокой энергии. По мере удаления от долины стабильности преимущества реакций, вызываемых тяжелыми ионами, становятся все более очевидными. При использовании тяжелых ионов идентификация новых изотопов по Z и A возможна по виду функций возбуждения реакций. Вместе с тем, весьма перспективно применение масс-сепараторов в режиме "on-line", особенно тогда, когда сечения реакций малы.

2. В ряде работ, вошедших в диссертацию, идентификация изотопов проводилась по функциям возбуждения. Для выделения

активности использовался эффект ядер отдачи. В первых экспериментах по обнаружению запаздывающего протонного излучения регистрация осуществлялась телескопом из двух пропорциональных счетчиков ($\frac{dE}{dx} \cdot E$), которые на специальном пробнике с мишенью помещались на внутренний пучок циклотрона. Затем применялась система из пропорционального ΔE -счетчика и полупроводникового E -детектора. Для экспериментов на выведенном пучке использовалась установка, в которой собирание активности осуществлялось методом газовой струи, а регистрация излучения проводилась с помощью телескопа из газового и полупроводникового счетчиков. Эта последняя установка позволяла измерять также и β^+p -совпадения.

3. Наиболее совершенной методикой, разработанной нами, является БЭС-2 - масс-сепаратор на пучке циклотрона У-300. Общий вид установки показан на рис.2. Магнитная система изготовлена на базе типового магнита СП-57А. Это секторный спектрометр с однородным полем с двойной фокусировкой, которая осуществляется с помощью рассеянного поля на границах магнитного сектора. В фокальной плоскости сепаратора располагается экран со щелью, пропускающий изобары с данной массой на сборник детектирующего устройства.

Центральным узлом масс-сепаратора является ионный источник. Использовался специально разработанный вариант высокотемпературного источника с поверхностной ионизацией. Мишень расположена вне полости ионизатора. Активность доставляется в ионизатор через тонкое входное окно за счет импульса отдачи. Иони-

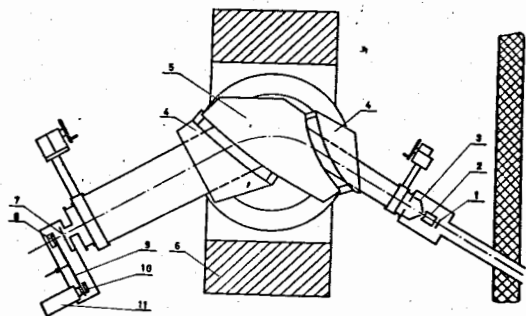


Рис. 2. Схематический вид масс-сепаратора БЭМС-2:

1 - мишень, 2 - ионный источник; 3 - вытягивающий электрод; 4 - магнитный экран; 5 - магнитный сектор; 6 - магнит; 7 - экран со целью; 8, 10 - Si(Au)-детектор; 9 - диск-сборник; 11 - сцинтилляционный β -счетчик.

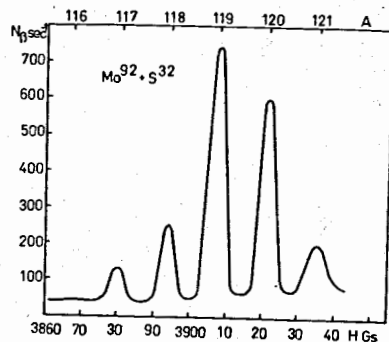


Рис. 3. Зависимость интенсивности β -счета в фокальной плоскости БЭМС-2 от напряженности магнитного поля (массовое распределение изотопов Cs), $E_S = 180$ Мэв.

затвор представляет собой вольфрамовый стакан, разогреваемый электронной бомбардировкой ($T = 2200-2500^\circ\text{C}$).

Подробно исследованы характеристики прибора для цезия и бария. Найдено, что зависимость эффективности от температуры для этих элементов имеет вид кривой с насыщением. Различие в температурном пороге может быть использовано для отделения Ba от Cs. Полная эффективность сепаратора для Cs и Ba равна 40 и 25% соответственно. Измерена зависимость времени удержания цезия в источнике τ от температуры. Для $T = 2500^\circ\text{C}$ получено $\tau = 1,0$ сек.

На рис. 3 для иллюстрации показана зависимость β -счета в фокальной плоскости от величины магнитного поля сепаратора при облучении ^{92}Mo пучком ^{32}S . Это, по существу, спектр масс изотопов цезия, образующихся в реакции $^{92}\text{Mo} + ^{32}\text{S}$.

Проведен анализ механизма работы ионного источника, который послужит базой для улучшения его параметров в будущем. Масс-сепаратор БЭМС-2 выгодно отличается от зарубежных приборов такого типа на пучках тяжелых ионов.

В заключение главы дается прямое сравнение тяжелых ионов и энергичных протонов как средства получения протонно-избыточных ядер. Оно сделано для однотипных методик - БЭМС-2 и масс-сепаратора "Изольда" (ЦЕРН). На рис. 4 показано отношение выходов изотопов цезия, получаемых на этих сепараторах. Для $A < 118$ выходы на БЭМС-2 существенно выше (в 100 раз для $A = 116$).

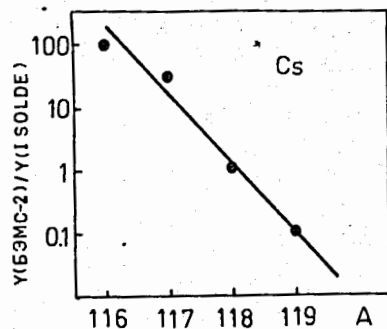


Рис.4. Отношение выходов изотопов цезия на БЭМС-2 и на масс-сепараторе "Изоolda" (ЦЕРН).

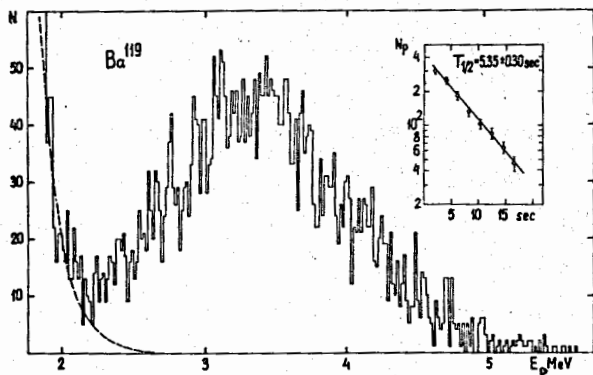


Рис.5. Спектр протонов и кривая распада для ^{119}Ba . Получен в реакции $^{92}\text{Mo} (^{32}\text{S}, 2p3n)$, выделен с помощью БЭМС-2.

• ~~_____~~ H.L.Ravn, S.Sundell, L.Westgaard. Phys.Lett., 39B, 337 (1972).

IV. ПРОТОННЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ, ОТКРЫТЫЕ В ДУЕНЕ.

Из 26 излучателей с надежно установленными Z и A семь впервые наблюдались в наших работах. Для них измерены периоды полураспада, протонные спектры, в некоторых случаях - спектры в совпадении с позитронами и протон-позитронные вилки.

^{17}Ne . $T_{1/2} = (0,085 \pm 0,015)$ сек, впервые был получен в реакции передачи 3-х нейтронов из ^{20}Ne . /7-9, 24/.

^{73}Kr . $T_{1/2} = (23 \pm 4)$ сек, получен при облучении Ni ионами ^{20}Ne и ^{16}O . Изотопы ^{17}Ne и ^{73}Kr - первые протонные излучатели, наблюдавшиеся в 1962-63 гг. /7-9, 24/.

^{109}Te . $T_{1/2} = (4,2 \pm 0,2)$ сек, идентифицирован по функции возбуждения реакции $^{92}\text{Mo} (^{20}\text{Ne}, 3n)$. Максимальная энергия протонного спектра $(7,14 \pm 0,1)$ Мэв. Протон - позитронная вилка P_p по оценке равна $3 \cdot 10^{-2}$. /14, 18, 24/.

^{111}Te . $T_{1/2} = (19,5 \pm 0,5)$ сек, идентифицирован по функции возбуждения в реакции $^{94}\text{Mo} (^{20}\text{Ne}, 3n)$; $E_{p \text{ max}} = (5,07 \pm 0,07)$ Мэв, $P_p = 1,5 \cdot 10^{-3}$ (оценка). /13, 18, 24/.

^{116}Cs . $T_{1/2} = (3,9 \pm 0,4)$ сек, получен в реакции $^{90}\text{Zr} (^{32}\text{S}, p5n)$, идентифицирован на масс-сепараторе БЭМС-2; $E_{p \text{ max}} = 6,8$ Мэв (оценка); из сравнения протонной активности и выхода дочернего ^{116}Te найдено $P_p = (3 \pm 1) \cdot 10^{-3}$. /21, 23/.

^{119}Ba . $T_{1/2} = (5,3 \pm 0,3)$ сек. Впервые идентифицирован по функции возбуждения реакции $^{106}\text{Cd} (^{16}\text{O}, 3n)$, затем на масс-сепараторе БЭМС-2; $E_{p \text{ max}} = 6,5$ Мэв, $P_p = 4 \cdot 10^{-3}$ (оценка). /20, 21/.

^{121}Ba , $T_{1/2} = (29,7 \pm 1,5)$ сек, получен в реакции $^{93}\text{Nb} (^{32}\text{S}, p3n)$ и идентифицирован на БЭМС-2; $E_{p\text{max}} \approx 4,2$ Мэв, $P_p = (2 \pm 1) \cdot 10^{-4} / 21,23!$

Помимо этих изотопов нами наблюдались еще 9 излучателей запаздывающих протонов в области редкоземельных элементов и в районе олова, Z и A для них точно не установлены. На рис. 5 и 6 показаны спектры ^{116}Cs и ^{119}Ba . Они имеют типичную форму, которая объясняется статистической моделью процесса эмиссии запаздывающих протонов.

У. ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ ПРОТОНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС ИЗОТОПОВ, УДАЛЕННЫХ ОТ ЛИНИИ β -СТАБИЛЬНОСТИ.

Измерение полной энергии, реализующейся при испускании запаздывающих протонов, позволяет определить разность масс исходного и конечного изотопов, т.к.:

$$\frac{A}{A-1} E_{p\text{max}} = M(Z, N) - M(Z-2, N+1) - m_H = Q_0 - B_p. \quad (I)$$

Определение $Q_0 - B_p$ дает возможность исследовать форму поверхности масс в области значительного нейтронного дефицита. Важность такого сорта исследований очевидна. Описание зависимости массы ядра от различных параметров является традиционной проблемой теории. Проверка предсказаний теории особенно ценна на большом удалении от области стабильности, т.к. при этом становятся более заметными тонкие отличия одного способа расчета от другого.

Величину $Q_0 - B_p$ с хорошей точностью можно установить из сравнения спектров протонов в совпадении с позитронами

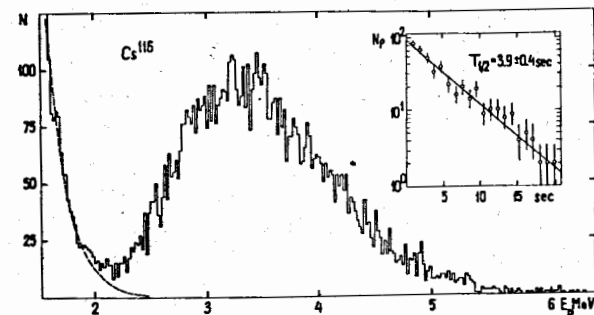


Рис. 6. Спектр протонов и кривая распада ^{116}Cs . Реакция получения $^{92}\text{Mo} (^{32}\text{S}, 3p5n)$, выделен на БЭМС-2.

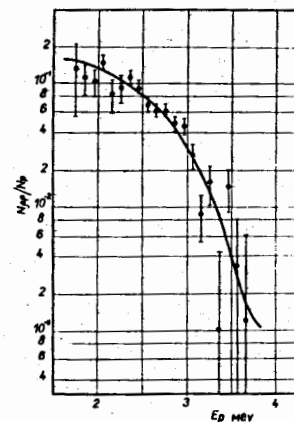


Рис. 7. Отношение спектров протонов в совпадении с позитронами и без таковых для ^{111}Te . Кривая - расчетная для $Q_0 - B_p = 5,07$ Мэв.

$N_{\beta^+p}(E_p)$ и без таковых $N_p(E_p)$. Справедливо следующее соотношение:

$$\frac{N_{\beta^+p}(E_p)}{N_p} = \sum_f \alpha_f(E_p) \omega_{\beta^+} \left[1 + \frac{W_{EC}}{W_{\beta^+}} \right]^{-1}, \quad (2)$$

где α_f - часть протонов, соответствующая распаду в конечное состояние с энергией E_f , ω_{β^+} - эффективность регистрации позитронов, W_{EC} и W_{β^+} - вероятности электронного захвата и позитронного распада. Для разрешенных переходов W_{EC}/W_{β^+} зависит только от парциальной энергии К-захвата $Q = (Q_0 - B_p) - E_{pA-1} - E_f$. Таким образом, отношение N_{β^+p}/N_p определяется величиной $Q_0 - B_p$, которая и находится из сравнения экспериментального отношения с расчетом по (2).

Плодотворность этого метода продемонстрирована на примере ^{109}Te и ^{111}Te . На рис.7 показано N_{β^+p}/N_p для ^{111}Te . Это отношение при увеличении энергии протона (уменьшение Q) резко падает за счет роста W_{EC}/W_{β^+} . Кривая - расчетная, соответствующая оптимальному значению параметра $Q_0 - B_p = (5,07 \pm 0,07)$ Мэв. Аналогичные измерения с ^{109}Te дали величину $Q_0 - B_p = (7,14 \pm 0,10)$ Мэв. Проведено сравнение полученных значений $Q_0 - B_p$ с предсказаниями различных формул для масс, которые расходятся примерно на 4 Мэв. Ближе всего к эксперименту расчеты Зельдеса и др. /32/, Валстра и Гоува /33/, Гарви и др. /34/.

Этот метод определения $Q_0 - B_p$ впоследствии использовался П.Хансеном и др. /35/.

I. Для описания усредненной формы протонного спектра развита статистическая модель процесса испускания западывающих протонов, оперирующая с усредненными характеристиками β^+ -перехода и протонно-нестабильных уровней. Интенсивность протонов, отвечающая распаду ν -го состояния со спином i^{π} (оно образуется в β^+ -переходе исходного состояния j^{π}) в конечном f с энергией E_f , равна:

$$Y_{if\nu} = \alpha_p \cdot f(z, Q) \cdot \mu_{jiv}^2 \cdot \left(\frac{\Gamma_p}{\Gamma} \right)_{if\nu}, \quad (3)$$

где $f(z, Q) = f_{\beta^+}(z, Q) + f_{EC}(Q, z)$ - известная статистическая функция β^+ -перехода; μ_{jiv} - матричный элемент β^+ -распада; Γ_p и Γ - протонная и полная ширины ν -го уровня. Усредняя (3) по ν в интервале ΔE_p , получаем основное соотношение модели:

$$I_p(E_p) = \sum_{if} f(z, Q) S_p g(j, i) \left\langle \left(\frac{\Gamma_p}{\Gamma} \right)_{if} \right\rangle, \quad (4)$$

где S_p - силовая функция β^+ -распада, а $g(j, i)$ дает ее распределение по спину i . Величина S_p равна обратному ft , приходящемуся на 1 Мэв. Переход к S_p от матричных элементов естественен для больших энергий распада. Вместе с тем, эта величина появилась в теории при попытках объяснить матричные элементы для β -переходов между низколежащими состояниями. Качественное поведение $S_p(E^*)$ дается гросс-теорией β -распада /36/. Для разрешенного гамов-теллеровского перехода $S_p(E^*)$ имеет форму широкого гигантского резонанса с максимумом в районе изобарного аналога. Это отражает факт существования

вигнеровского супермультиплета, "размазанного" за счет спин-орбитального взаимодействия. В диапазон реальных переходов в случае $N > Z$ попадает только "хвост" этого резонанса, где $S_{\beta}(E^*)$ меняется слабо.

Запаздывающие протоны предоставляют специфические возможности для исследования S_{β} . Здесь оказывается доступным выделять в силовой функции структуры различного порядка: gross-структуру, промежуточные резонансы, тонкую структуру. Для получения информации о S_{β} протонные спектры сравниваются с расчетом по (4). Если $Q_{\beta} - B_p$ измерено экспериментально, то единственным числовым параметром расчета является B_p .

2. Проведен анализ по статистической модели спектров ^{113}Te , ^{109}Te , ^{121}Ba , ^{119}Ba и ^{116}Cs . В случае ^{113}Te усредненный (по $\Delta E_p = 100-300$ кэВ) спектр хорошо описывается в предположении $S_{\beta} = \text{const.}$: отклонения расчета от эксперимента лежат в пределах 20%, хотя диапазон изменения интенсивности в спектре составляет 2 порядка. Рис.8. демонстрирует другой пример согласия с качественными предсказаниями gross-теории. Средние значения силовой функции определялись из $T_{1/2}$ в предположении, что $S_{\beta} = \text{const.}$ выше отсечки C ($C = 2\Delta, 4\Delta$, для нечетных A и нечетно-нечетных изотопов соответственно, Δ - параметр щели). Абсолютные значения \bar{S}_{β} , средний ход с изменением A близки к ожидаемым.

В случае ^{109}Te , ^{121}Ba , ^{119}Ba форму усредненного спектра уже не удастся описать в простом допущении $S_{\beta} = \text{const.}$. Бета-силовая функция проявляет локальные резонансы (промежуточная структура), которые существенно влияют на вид протонного

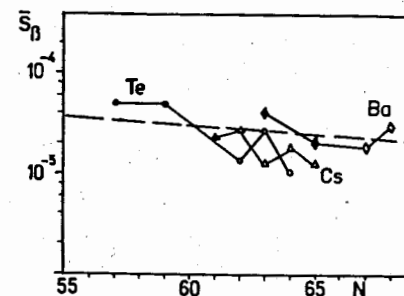


Рис.8. Средние значения β -силовой функции для Te, Cs, Ba. Черные значки - данная работа. Пунктир - расчет по gross-теории β -распада для $Q_{\beta} = 6$ Мэв и $E^* = 2$ Мэв.

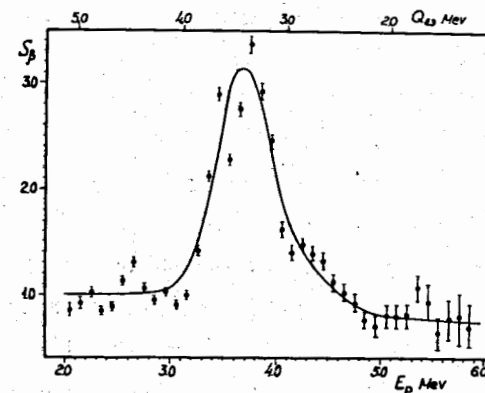


Рис.9. Силовая функция β^+ -распада ^{109}Te (относ.ед.). Для перехода к энергии возбуждения к E_p следует добавить $\sim 1,3$ Мэв.

спектра. Имеющиеся сейчас данные свидетельствуют о том, что это скорее правило, чем исключение. Наиболее отчетливо локальный резонанс проявляется в S_p для ^{109}Te (рис.9): максимум лежит при $E^* \approx 5$ Мэв, полуширина ~ 600 кэВ, отношение пика к основанию ~ 3 . Для ^{119}Ba и ^{121}Ba промежуточные структуры не демонстрируют себя непосредственно в протонном спектре, а выявляются после анализа по статистической модели. На рис.10 показано сравнение усредненного спектра ^{121}Ba с расчетом в двух предположениях о виде β^+ -силовой функции. Расчет удовлетворительно описывает эксперимент для S_p с резонансом при $E^* \approx 4,9$ Мэв. Аналогичный результат получен и для ^{119}Ba .

Локальные резонансы связываются с трехквартичными состояниями, хорошо заселенными в β^- -распаде. Так, в случае ^{109}Te следует ожидать повышенной вероятности перехода протона из заполненной оболочки $g_{9/2}$ в нейтрон $g_{7/2}$ с образованием трехквартичного состояния $(p'g_{9/2} n g_{7/2})_{1+} n d s_{7/2} /^{38}/$. За счет остаточного взаимодействия эта конфигурация "размазывается" по некоторому диапазону энергии. Согласно $^{39}/$, $^{119},^{121}\text{Ba}$ принадлежат к новой области деформированных ядер. Здесь должны особо выделяться гамов-теллеровские переходы в трехквартичные состояния, включающие переходы с $\Delta K = 1$ между одноквартичными протонным и нейтронным состояниями с одинаковыми асимптотическими квантовыми числами. Предположительно, резонансы в $^{119},^{121}\text{Ba}$ объясняются распадом $p_{9/2^+} [404] \rightarrow n_{7/2^+} [404]$, в результате которого появляется частично-дрочное возбуждение. Вместе с нечетным нейтроном оно образует трехквартичное состояние, которое расщепляется по реальным уровням ядра.

Исследование локальных резонансов в β^- -силовой функции дает новый экспериментальный подход к проблеме простых состояний в области большой плотности уровней. Трехквартичные состояния, ответственные за резонансы в S_p , сходны по структуре с входными состояниями в ядерных реакциях. Следует ожидать, что "физика", которая управляет расщеплением тех и других по реальным уровням, одна и та же.

УП. О ТОНКОЙ СТРУКТУРЕ ПРОТОННЫХ СПЕКТРОВ.

Измерения с "хорошим" разрешением выявляют тонкую структуру спектров запаздывающих протонов. Для ядер с $Z < 30$ удается разрешить парциальные переходы. С увеличением Z плотность уровней растет, отдельные переходы не разрешаются, но вместе с тем флуктуации интенсивности в спектре остаются. Их величина определяется дисперсией интенсивности отдельных переходов (3) и соотношением энергетического разрешения детектора δE и среднего расстояния между протонно-нестабильными уровнями. Поэтому в качестве одного из результатов изучения тонкой структуры можно рассчитывать на получение информации о плотности уровней ядер, удаленных от долины стабильности, в диапазоне энергий возбуждения 3-9 Мэв. В первой части этой главы дается расчет статистических флуктуаций интенсивности в спектре протонов на основе подхода, развитого Эгельстафом $^{40}/$ при рассмотрении усредненных полных и парциальных нейтронных сечений. Во второй части проведен анализ тонкой структуры спектров ^{109}Te и ^{111}Te .

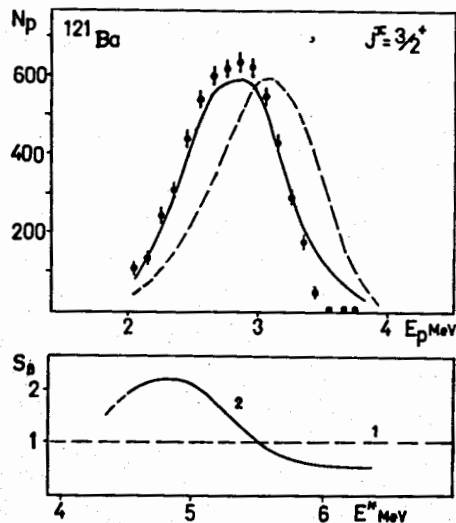


Рис.10. Сравнение усредненного спектра для ^{121}Ba с расчетом в двух предположениях о S_p (нижний рисунок, отн.единицы).

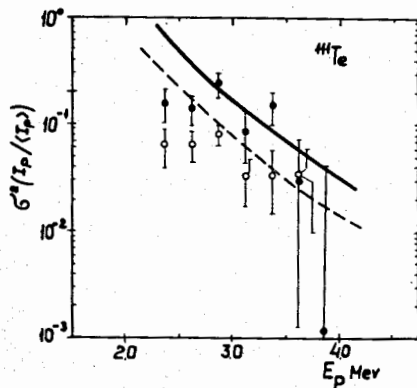


Рис.11. Дисперсия относительной интенсивности в спектре ^{113}Te , измеренном с разрешением 27 кэВ (—) и 55 кэВ (—). Кривые — расчетные.

Для дисперсии интенсивности парциальных переходов (3) получено следующее выражение:

$$\varphi_{if}(E_p) = \sigma^2(\gamma_{if\nu} / \langle \gamma_{if} \rangle) = 2 + 3 \frac{\sigma^2[(\Gamma_p/\Gamma)_{if}]}{\langle (\Gamma_p/\Gamma)_{if} \rangle^2} \quad (5)$$

При этом предполагалось, что: а) бета-распад и эмиссия протона статистически независимы; б) квадраты матричных элементов бета-перехода между отдельными состояниями распределены по Портеру-Томасу. Величина второго члена в (5) в функции энергии протона находится численно.

В случае конечного разрешения δE происходит усреднение флуктуаций парциальных переходов. Дисперсия относительной протонной интенсивности имеет вид:

$$\sigma^2 \left(\frac{I_p(E_p)}{\langle I_p(E_p) \rangle} \right) = \sum_{if} R_{if}^2 \varphi_{if} D_{if} / 1.5 \delta E, \quad (6)$$

где R_{if} — весовой фактор для вклада перехода $i \rightarrow f$ в протонный спектр, D_{if} — среднее расстояние между уровнями со спином i при энергии возбуждения $E^* = B_p + E_{pA-1} + E_f$. Величина $1.5 \delta E / D_{if}$ равна эффективному числу парциальных переходов $i \rightarrow f$, дающих вклад в протонную интенсивность при данной энергии.

Для ^{109}Te , ^{111}Te соотношение (6) существенно упрощается, так как протонный переход происходит, главным образом, в основное состояние конечного ядра. Это упрощает нахождение R_{if} и φ_{if} . Экспериментальная дисперсия относительной интенсивности после вычета компоненты, обязанной статистике скорости счета, сравнивалась с расчетом по формуле (6), в котором использовалась плотность уровней по Гильберту и Камеруну /41/. На рис.11 представлены результаты для ^{113}Te ,

имеющего наиболее ярко выраженную (в области $Z > 50$) тонкую структуру протонного спектра. Оказалось, что плотность уровней ^{113}Sb отличается от расчета не более, чем на фактор 1,5. Анализ спектра ^{109}Te указывает на то, что плотность уровней в ^{109}Sb в ~ 4 раза выше расчетных.

УШ. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работ, изложенных в диссертации, следующие:

1. В 1962 году при участии автора было открыто явление испускания запаздывающих протонов изотопами с большим недостатком нейтронов. Этому предшествовал теоретический анализ возможной области распространенности явления и наиболее оптимальных путей его обнаружения.

2. При развитии исследований этого явления был создан ряд экспериментальных методик, наиболее совершенной из которых является БЭМС-2 – масс-сепаратор на пучке тяжелых ионов. В приборе используется специально разработанный высокотемпературный источник с поверхностной ионизацией. Эффективность и быстродействие всей системы обеспечивают проведение широкого круга исследований с изотопами, удаленными от линии бета-стабильности.

3. За время, прошедшее с момента первого наблюдения запаздывающих протонов, теоретически и экспериментально показано, что этот способ распада является весьма распространенным (число возможных излучателей ~ 200 , полное число уже идентифицированных – 26).

4. Впервые наблюдались и были изучены следующие излучатели запаздывающих протонов: ^{17}Ne , ^{73}Kr , ^{109}Te , ^{113}Te , ^{116}Cs , ^{119}Ba , ^{121}Ba . Для них измерены периоды полураспада, спектры

протонов, для некоторых – протонные спектры в совпадении с позитронами, протон-позитронные вилки. Кроме того, наблюдались еще 9 излучателей в районе олова и редкоземельных элементов, для которых Z и A определены приблизительно.

5. Показано, что эмиссия запаздывающих протонов является средством для извлечения ценной ядерной информации. Специфичность ее, во-первых, в том, что зачастую она не может быть получена другим способом; во-вторых, она относится к изотопам, находящимся вблизи границы нуклонной стабильности ядер.

6. Предложена и развита статистическая модель процесса испускания запаздывающих протонов, устанавливающая связь между протонным спектром и силовой функцией бета-распада. Модель удовлетворительно описывает усредненные спектры протонов.

7. С помощью статистической модели проведен анализ спектров ^{109}Te , ^{113}Te , ^{116}Cs , ^{119}Ba , ^{121}Ba . Получена информация о силовой функции бета-распада этих изотопов. Показано, что средние значения S_{β} близки к предсказываемым gross-теорией бета-распада. Вместе с тем, обнаружены локальные резонансы в силовой функции (промежуточная структура), которые связываются с трехквaziчастичными состояниями, хорошо заселяемыми в бета-распаде.

8. Предложен метод определения разности масс начального и конечного изотопов в процессе β^+-p -распада путем измерения протонных спектров в совпадении с позитронами. На примере ^{109}Te и ^{113}Te показано, что этот метод имеет точность лучше 100 кэВ, что обеспечивает надежную проверку теорий атомных масс вдали от линии бета-стабильности.

9. Развѣт метод статистического анализа "тонкой" структуры протонных спектров, которая интерпретируется как результат портер-томасовских флуктуаций матричных элементов. Такой подход позволяет извлекать сведения о плотности уровней ядра в функции энергии возбуждения в диапазоне от 3 до 9 Мэв. Анализ тонкой структуры протонных спектров проведен для ^{111}Te и ^{109}Te . Получено, что плотность уровней ^{111}Sb отличается от расчетного значения не более чем на фактор 1,5; для ^{109}Sb плотность уровней примерно в 4 раза выше ожидаемой.

ЛИТЕРАТУРА :

1. E. Marsden, *Phil. Mag.* **27**, 824(1914); **30**, 240(1915).
2. L. Alvarez, *Phys. Rev.* **75**, 1815(1949); **80**, 518(1950).
3. А.Б.Мигдал, Б.Т.Гейликман ОИЯИ, БИ-1542, Дубна, 1950.
4. Б.С.Джелепов, Изв.АН СССР, сер.физ., **15**, 498 (1951).
5. В.И.Гольданский, ЖЭТФ, **39**, 497 (1960).
6. В.А.Карнаухов. Сб.Материалы конф. по реакциям с многозарядными ионами, 1958, Дубна, стр.71 (1959).
В.А.Карнаухов, Н.И.Тарантин, ЖЭТФ **39**, 1106 (1960).
7. В.А.Карнаухов, Г.М.Тер-Акопян, В.Г.Субботин.
Препринт ОИЯИ, Р-1072, Дубна, 1962.
V.A.Karnaikhov, G.Ter-Akopian, V.G.Subbotin, Proc. of the
3rd Conf. on Reactions between Complex Nuclei, 1963,
Pacific Grove, USA, p. 434.
8. В.А.Карнаухов, Г.М.Тер-Акопян, Л.А.Петров, В.Г.Субботин.
ЖЭТФ, **45**, 1280 (1963).
9. Г.Н.Флеров, В.А.Карнаухов, Г.М.Тер-Акопян, Л.А.Петров,
В.Г.Субботин. ЖЭТФ **47**, 419 (1964);.
10. Д.Д.Богданов, Ш.Дароци, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров,
Г.М.Тер-Акопян, ЯФ, **6**, 893 (1967).
11. В.А.Карнаухов, ЯФ, **10**, 450 (1969).
12. В.А.Карнаухов, Д.Д.Богданов, Л.А.Петров.
ЯФ, **17**, 889(1973); *Nucl. Phys.* **A206**, 583 (1973).
13. И.Бачо, Д.Д.Богданов, Ш.Дароци, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров,
ЯФ, **7**, 1153 (1968).
14. Д.Д.Богданов, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров.
ЯФ, **17**, 457 (1973).

15. В.А.Карнаухов, Лу-Си-Тин, ЖЭТФ, 47, 1270 (1964).
16. В.А.Карнаухов, ЭЧАЯ, 4, 1018 (1973).
17. V.A.Karnauchov, G.M.Ter-Akopian. Phys.Lett. 12, 339(1964).
18. В.А.Карнаухов, Г.М.Тер-Акопьян, Л.С.Вертоградов, Л.А.Петров. ЯФ 4, 457 (1966).
19. Д.Д.Богданов, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров. ЯФ 18, 3 (1973).
20. Д.Д.Богданов, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров, Препринт ОИЯИ Р6-7272 Дубна, 1973.
21. Д.Д.Богданов, А.В.Демьянов, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров. Препринт ОИЯИ, Р6-7716 Дубна, 1974.
22. В.А.Карнаухов, Л.А.Рубинская, Г.М.Тер-Акопьян, В.Н.Титов, В.А.Чугреев, Сообщение ОИЯИ, 13-4454, Дубна, 1969.
23. В.А.Карнаухов, А.В.Демьянов, Д.Д.Богданов, Л.А.Петров, Г.И.Коваль, Препринт ОИЯИ, Р13-7657, Дубна 1974.
24. В.А.Карнаухов, Г.М.Тер-Акопьян, Л.А.Петров, В.Г.Субботин. ЯФ 1, 812 (1965).
25. Д.Д.Богданов, И.Бачо, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров. ЯФ, 6, III3 (1967).
26. R.E.Bell "Encyclopaedic Dictionary of Physics", Suppl. v.3, J.Thewlis ed., Pergamon Press, 1968.
27. R.Barton et al. Can. J.of Phys. 41, 2007(1963).
28. J.Hardy "Nuclear Spectroscopy and Nuclear Reactions", ed. J.Cerny, Academic Press, New York, 1973, Ch. IX.
29. J.Hardy, Nuclear Data Tables 11, 327(1972).
30. В.И.Гольданский, УФН, 87, вып.2, 67 (1965).
31. K.P.Jackson et al. Phys.Lett. 33B, 281,(1970).

32. N.Zeldes et al. Mat.Fys.Skr.Dan.Vid.Selsk., 3, 5(1967).
33. A.Wapstra, N.Gove. Nucl.Data Tables, 2, 4-5(1971).
34. G.Garvey et al. Rev.Mod.Phys. 41, 4, Pt.II (1969).
35. P.Hornshoj et al. Nucl.Phys. A187, 599(1972).
36. M.Morita et al. Progr. of Theor.Phys. Suppl. 48,41(1971). K.Takahashi, M.Yamada. Progr. of Theor.Phys. 41, 1470(1969).
37. P.Hansen, Advances Nucl.Phys., to be published.
38. P.O.Martinsen, J.Randrup, Nucl.Phys. A195, 26(1972).
39. D.A.Arseniev et al. Nucl.Phys. A126, 15(1969).
40. P.Egelstaff. Proc. Phys.Soc. 71, 910(1958).
41. A.Gilbert, A.Cameron. Can. J.Phys. 43, 1446(1965).
42. H.L.Ravn, S.Sundell, L.Westgaard. Phys.Lett., 39B, 337(1972).

Рукопись поступила в издательский отдел
3 апреля 1974 года.