

Двухпротонная радиоактивность

Б. С. Ишханов^{1,2*}¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Физический факультет, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Статья поступила 23.03.2015; Подписана в печать 04.04.2015)

Двухпротонная радиоактивность была предсказана для четных по Z атомных ядер, для которых вследствие энергии спаривания распад с испусканием одного протона энергетически запрещен. Двухпротонный распад существенно зависит от кулоновского и центробежного барьеров. Впервые двухпротонная радиоактивность наблюдалась на ядре ^{45}Fe . Двухпротонная радиоактивность зависит от структуры ядра и механизма распада. Наиболее успешное описание двухпротонного распада получено в трехчастичной модели.

PACS: 23.50.+z

УДК: 539.169

Ключевые слова: двухпротонная радиоактивность, период полураспада, парциальная ширина распада.

ВВЕДЕНИЕ

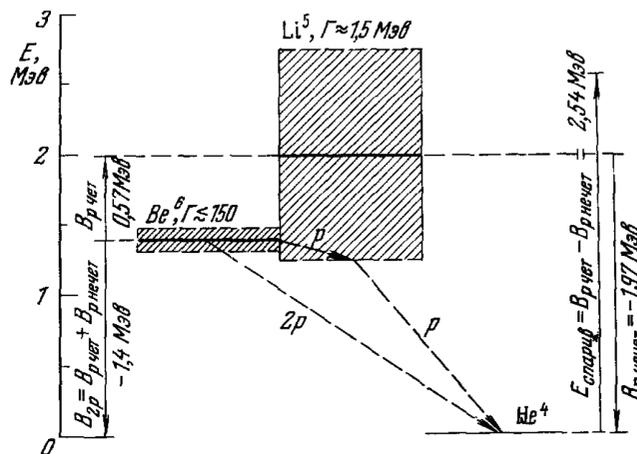
Новый тип радиоактивного распада — двухпротонная радиоактивность — был предсказан В. И. Гольданским в работах [1, 2]. Явление двухпротонной радиоактивности состоит в том, что атомное ядро спонтанно испускает два протона из основного состояния. Этот тип радиоактивного распада обусловлен спариванием протонов в атомных ядрах. В некоторых случаях от ядра с чётным числом протонов Z оказывается энергетически выгоднее оторвать сразу два протона, чем один «чётный» протон. Двухпротонная радиоактивность должна наблюдаться вблизи границы протонной радиоактивности атомных ядер (proton drip-line), имеющих чётное число протонов.

В. И. Гольданский, исходя из принципа изотопической инвариантности лёгких ядер, получил соотношение между энергиями связи нейтрона и протона в зеркальных ядрах и на основе этого соотношения установил границу устойчивости нейтронодефицитных лёгких ядер к испусканию протонов, предсказал новый тип радиоактивного распада — двухпротонную радиоактивность. «Для изотопов с четным числом протонов Z даже при положительной энергии связи одного протона может возникнуть нестабильность ядра к одновременному испусканию двух протонов. Из-за потенциального барьера такая нестабильность может привести к двупротонному распаду изотопов стабильных и к протонному и к α -распаду» [1].

Возможность испускания двух протонов при устойчивости ядра к однопротонному распаду возникает как прямое следствие превышения энергии связи чётного над энергией связи предыдущего нечётного протона вследствие эффектов спаривания. Ко времени опубли-

кования работ [1, 2] была известна нестабильность ядра ^{6}Be к испусканию двух протонов.

На рис. 1, взятом из работы [3], приведена энергетическая диаграмма и схема распада ядра ^{6}Be . Энергия связи протона в ядре ^{6}Be положительная и составляет 0.57 МэВ, энергия связи протона в ядре ^{5}Li отрицательная и составляет -1.97 МэВ. Ширины основных состояний ядер ^{6}Be и ^{5}Li равны соответственно $\Gamma = 92$ кэВ и $\Gamma = 1.5$ МэВ.

Рис. 1: Схема распада ^{6}Be ($\Gamma \leq 150$ кэВ) [3]

Время жизни ядра ^{6}Be относительно распада $^{6}\text{Be} \rightarrow ^{4}\text{He} + 2p \sim 4 \cdot 10^{-21}$ с, что почти на порядок больше средней продолжительности жизни ядра ^{5}Li , распадающегося по каналу $^{5}\text{Li} \rightarrow ^{4}\text{He} + p$ и сравнимо с характерным ядерным временем. Однако ядро ^{6}Be вряд ли следует относить к ядрам обнаруживающим двухпротонную радиоактивность. Это резонансное состояние в системе $^{4}\text{He} + 2p$. Его время жизни настолько мало, что структура ядра ^{6}Be не успевает сформироваться, и поэтому механизм двухпротонного распада зависит от того, как ядро ^{6}Be образуется в реакции.

*E-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru

Ядро ${}^6\text{Be}$ — это пример ядра, время жизни которого определяется двухпротонной неустойчивостью. Однако неустойчивость распада ядра ${}^6\text{Be}$ к испусканию двух протонов само по себе не эквивалентно двухпротонной радиоактивности. Известно большое число тяжелых ядер, для которых α -распад энергетически выгоден, однако они являются стабильными ядрами. В то же время ядро ${}^8\text{Be}$ за время $\sim 10^{-18}$ с распадается на две α -частицы, но оно не относится к числу α -радиоактивных ядер. То есть неустойчивость ядра по отношению к испусканию отдельной частицы или групп частиц не является синонимом радиоактивности. Поэтому термин двухпротонная радиоактивность В.И. Гольданский относил только к распадам ядер из основного состояния с периодом полураспада $T_{1/2} > 10^{-12}$ с.

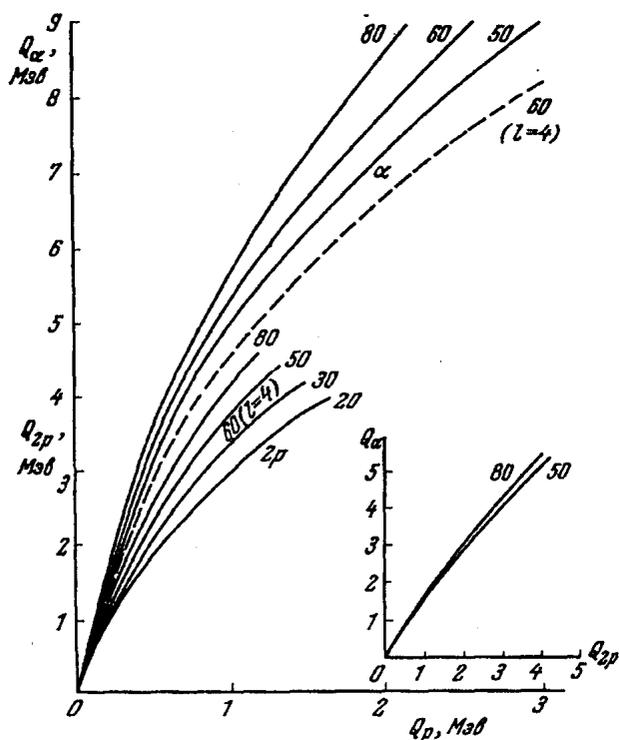


Рис. 2: Связь между энергиями α -распада (Q_α), двухпротонного (Q_{2p}) и протонного (Q_p) распадов для ядер с разными Z (цифры над кривыми), соответствующими равенству скоростей этих трех видов распада при чисто кулоновском барьере, а также для частного случая $l = 4$ ($Z = 60$), когда для одиночных протонов наряду с кулоновским барьером имеется также центробежный барьер. В основной части рисунка верхние кривые дают связь Q_α и Q_p . В правой нижней части рисунка дана связь Q_α и Q_{2p} [3]

Для того, чтобы ответить на вопрос, будет ли наблюдаться двухпротонная радиоактивность, необходимо было оценить как связана энергия двухпротонного распада с временем жизни ядра, неустойчивого относительно двухпротонного распада, как двухпротонная система будет проходить через потенциальный барьер, окружающий ядро.

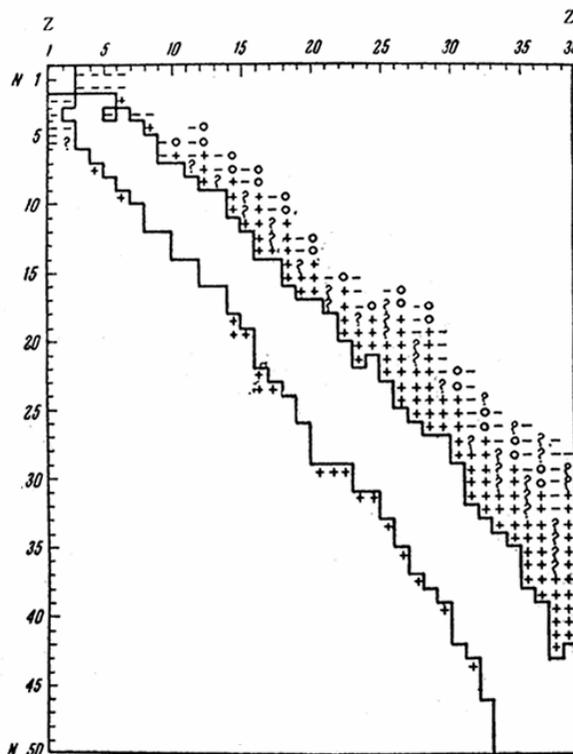


Рис. 3: Граница устойчивости нейтронодефицитных изотопов $Z < 40$. Сплошной линией обведена область уже известных изотопов; «+» — предсказанные изотопы, стабильные к испусканию p и n , «?» — p -стабильность, находящаяся под сомнением, «0» — возможная $2p$ -радиоактивность, «-» — заведомо нестабильные к испусканию p или n изотопы [1]

В работе [3] были рассчитаны энергии α -распада, двухпротонного и протонного распадов для ядер с $20 \leq Z \leq 80$ в случае одинакового времени жизни ядер по отношению к этим видам радиоактивного распада. Для ядер $Z = 60$ учтено влияние центробежного барьера ($l = 4$). Результаты расчетов приведены на рис. 2.

На рис. 3, взятом из работы [1], приведены результаты расчетов энергии связи одного протона и двух протонов для области ядер $Z = 5-38$. Сплошной линией показана граница уже известных к тому времени изотопов, предсказаны изотопы стабильные к испусканию протонов и изотопы, для которых возможна двухпротонная радиоактивность.

В работе В.И. Гольданского [1] был указан также метод получения изотопов, для которых возможна двухпротонная радиоактивность. «Наиболее реальным способом получения нейтронодефицитных изотопов легких ядер является бомбардировка наиболее легких стабильных изотопов соседних ядер протонами или ядрами ${}^3\text{He}$ с близкими к порогу энергиями и особенно использование реакций под действием тяжелых ядер».

Один из главных вопросов, на который было необходимо дать ответ, состоял в следующем. Как отличить в будущих экспериментах двухпротонную радиоактивность от цепочки из двух последовательных актов испускания протонов? Было показано, что вполне надежными критериями являются энергетические и угловые характеристики испускаемых протонов. Вместо свойственных цепочке последовательных p -распадов двух дискретных линий в спектре протонов $Q_{\text{чет}}$ и $Q_{\text{нечет}}$ энергия протонов Q при $2p$ -распаде будет делиться поровну между испущенными протонами $Q = \frac{1}{2}(Q_{\text{чет}} + Q_{\text{нечет}})$, т. е. должна наблюдаться энергетическая и угловая корреляция двух протонов.

Двухпротонная радиоактивность должна наблюдаться в ядрах, расположенных на границе протонной радиоактивности. Поэтому протонная радиоактивность, α -распад, β^+ -распад и e -захват будут составлять помеху для наблюдения двухпротонной радиоактивности. Двухпротонную радиоактивность следует искать в ядрах, в которых парциальные периоды двухпротонных распадов должны составлять от нескольких секунд до нескольких миллисекунд. Ограничения наблюдения двухпротонной радиоактивности сверху периодами полураспада порядка секунда определяется конкуренцией протонной радиоактивности, α -, β^+ -распадов и e -захвата. Наблюдение двухпротонной радиоактивности с периодами полураспада меньше микросекунд обусловлено трудностями получения протоноизбыточных ядер и временем, необходимым для сепарации и идентификации образующихся изотопов.

Знания ядерной структуры основываются главным образом на экспериментальных результатах, полученных при исследовании ядер вблизи долины стабильности. Эти исследования позволили понять основные особенности взаимодействия нейтронов и протонов в атомных ядрах. Однако ядра, расположенные вблизи долины стабильности составляют лишь малую часть известных атомных ядер. Создание пучков радиоактивных ядер позволило исследовать атомные ядра с существенно иным соотношением N/Z между числом протонов Z и числом нейтронов N в ядре, чем в области стабильных ядер. Для ядер, удаленных от полосы β -стабильности обнаруживаются новые явления. В ядрах, расположенных вблизи границы протонной радиоактивности, где сильные взаимодействия нуклонов уже не в состоянии удержать протон, для нечетных по Z ядер имеет место протонная радиоактивность, в то время как для четных по Z ядер среднего массового числа A и тяжелых ядер спаривание протонов делает $1p$ -распад невозможным и становится возможным испускание двух протонов.

На рис. 4 показаны энергетические диаграммы испускания ядром (A, Z) одного и двух протонов. На рис. 4а показан случай, когда исходное ядро (A, Z) неустойчиво к испусканию как одного, так и двух протонов. На рис. 4б показан случай, когда ядро (A, Z) может непосредственно распасться как с испусканием двух протонов, так и в результате цепочки после-

довательных распадов $(A, Z) \rightarrow (A - 1, Z - 1) + p \rightarrow (A - 2, Z - 2) + 2p$. В этом случае в конечном состоянии также образуются два протона, но необходимо, чтобы образовавшееся в результате испускания первичного протона промежуточное ядро $(A - 1, Z - 1)$ было неустойчиво к испусканию второго протона.

В случае, показанном на рис. 4в, возможен прямой распад ядра (A, Z) с испусканием двух протонов и образованием конечного ядра $(A - 2, Z - 2)$. Распад ядра (A, Z) на состояния ядра $(A - 1, Z - 1)$ энергетически запрещен. Т. е. в этом случае может происходить прямой распад с испусканием двух протонов из основного состояния ядра (A, Z) .

Какой из рассмотренных случаев приводит к двухпротонной радиоактивности зависит не только от соотношения масс ядер (A, Z) , $(A - 1, Z - 1)$, $(A - 2, Z - 2)$, но и от ширин основных состояний ядер (A, Z) , $(A - 1, Z - 1)$. Примером этого является рассмотренный выше распад ${}^6\text{Be}$.

Вопрос о том, какую новую физическую информацию о свойствах атомных ядер можно получить, исследуя двухпротонную радиоактивность, обсуждался В. И. Гольданским в работе [3]. «Помимо общих с протонной радиоактивностью задач изучения уровней и размеров нейтронодефицитных ядер (важных, в частности, для обобщенной модели ядра) работы по двухпротонной радиоактивности должны дать и совершенно специфические возможности исследования формы потенциального барьера вокруг ядра, парного взаимодействия протонов под барьером, новых ядерных явлений, родственных наблюдаемым при изучении сверхпроводимости».

Таким образом, в работах В. И. Гольданского был предсказан новый тип радиоактивного распада, указана область ядер, в которой может наблюдаться это явление, предложен метод получения ядер двухпротонных излучателей, указаны признаки, по которым можно было обнаружить этот тип радиоактивного распада. Оставалось лишь его обнаружить. Однако почти в течение 40 лет поиски двухпротонной радиоактивности оказывались безрезультатными. Двухпротонная радиоактивность была открыта лишь в 2002 г. независимо двумя группами исследователей [8, 9].

Почему же между предсказанием явления двухпротонной радиоактивности и её экспериментальным наблюдением прошло так много времени? Как ясно из предыдущего, двухпротонная радиоактивность должна наблюдаться в изотопах, расположенных за границей протонной стабильности.

Исследование ядер, расположенных вблизи границы протонной стабильности, сопряжено с большими экспериментальными сложностями. Их образование стало возможным лишь благодаря прогрессу в ускорительной технике и методах разделения изотопов. С помощью электромагнитных сепараторов стало возможным получать пучки радиоактивных ядер и в результате ядерных реакций получать и исследовать изотопы, расположенные вблизи границы протонной радио-

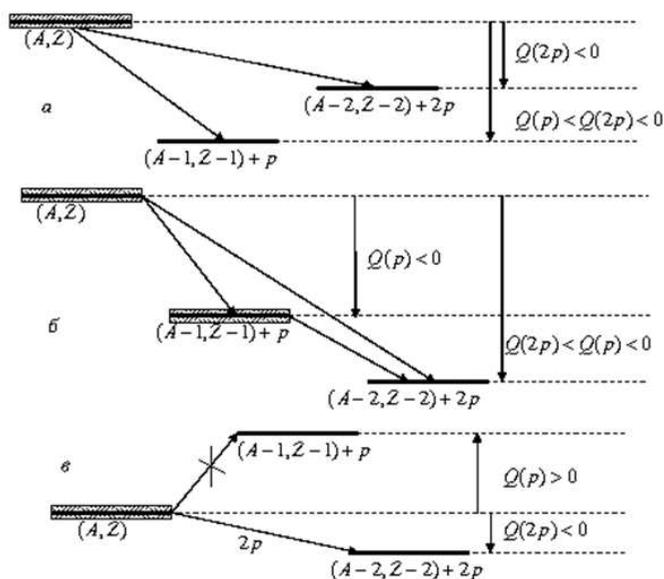


Рис. 4: Энергетические диаграммы испускания ядром (A, Z) одного и двух протонов

активности. Существенный прогресс был достигнут в развитии методов детектирования продуктов реакции. Разработаны новые методы регистрации редких событий, когда исследуемые изотопы образуются с частотой ~ 1 событие в день.

Для изотопов, расположенных вблизи границы протонной радиоактивности, большие энергии β^+ -распада и e -захвата приводят к большому разнообразию каналов распада. На рис.5 в качестве примера показана схема распада ^{43}V , образующегося после β^+ -распада изотопа ^{43}Sc . Наряду с испусканием одного и двух запаздывающих протонов с образованием конечных ядер ^{42}Ti и ^{41}Sc наблюдается испускание запаздывающих α -частиц с образованием ядер ^{39}Sc , которые в свою очередь испускают протоны и превращаются в ^{38}Ca . Аналогичная ситуация имеет место и для других изотопов, расположенных вблизи границы протонной радиоактивности.

Поэтому другая важная проблема, которую необходимо было решить, заключалась в следующем. Как идентифицировать нужный канал реакции на фоне большого числа разнообразных распадов радиоактивных изотопов?

Исследования нейтронодефицитных изотопов, расположенных на границе протонной радиоактивности (proton drip-line), проводятся в нескольких ускорительных лабораториях, в которых получены пучки радиоактивных ядер. Ниже перечислены некоторые лаборатории, в которых исследуются ядра, удаленные от полосы β -стабильности.

1. GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) — ускорительный комплекс, расположенный севернее Дармштадта (Германия), www.gsi.de,
2. GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) — ускорительный комплекс, расположенный в Кане (Франция), www.ganil.fr,
3. ОИЯИ — ускорительный комплекс Лаборатории ядерных реакций Объединённого института ядерных исследований в Дубне (Россия), www.jinr.ru,
4. RARF (RIKEN Accelerator Research Facility) — ускорительный комплекс (Япония), www.rarf.riken.go.jp/rarf/,
5. RIBLL (The Radioactive Ion Beam Line in Lanzhou) — ускорительный комплекс в Ланджоу (Китай),
6. NSCL (National Superconducting Cyclotron Laboratory at Michigan State University) — ускорительный комплекс Мичиганского университета (США), www.nscl.msu.edu,
7. LNS-Catania (Laboratori Nazionali del Sud) — Национальная лаборатория INFN, расположенная в г. Катанья (Италия), www.lns.infn.it/.

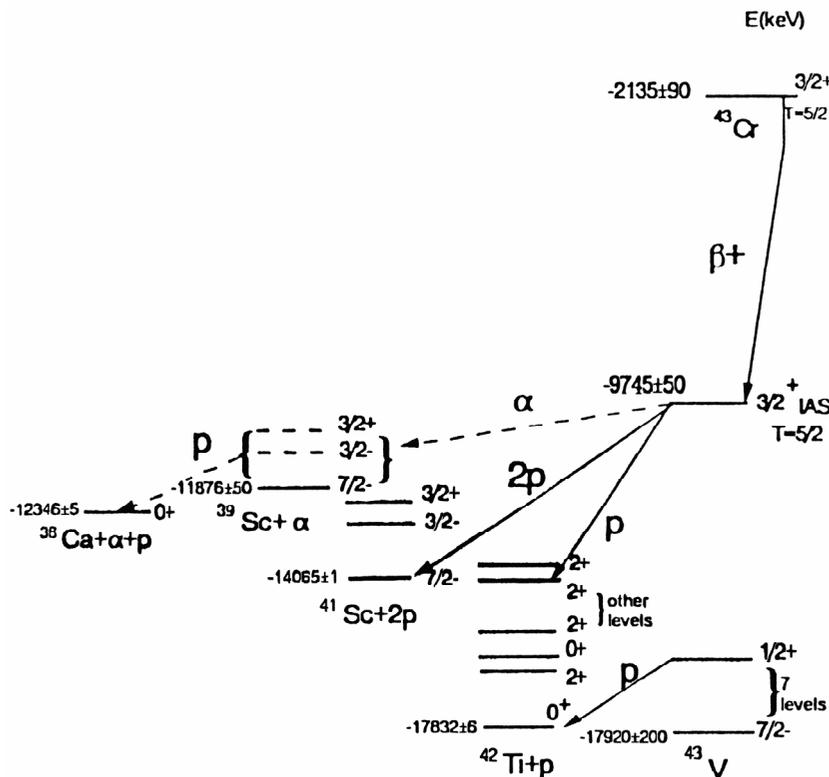


Рис. 5: Схема распада ^{43}Cr [87]

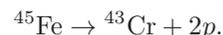
1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ $2p$ -РАДИОАКТИВНОСТИ

Из теоретических работ, выполненных к 2000 г., следовало, что наилучшими кандидатами для поиска двухпротонной радиоактивности являются изотопы ^{45}Fe , ^{48}Ni и ^{54}Zn , т. к. для этих изотопов энергии двухпротонного распада составляют 1.1–1.8 МэВ, а однопротонный распад подавлен по энергии и из-за узкой ширины состояний, образующихся при испускании одного протона [20, 21].

Изотоп ^{45}Fe

Явление двухпротонной радиоактивности было впервые обнаружено в ядре ^{45}Fe практически одновременно двумя экспериментальными группами в исследовательских центрах GANIL (Франция) и GSI (Германия) [8, 9]. Для надежной идентификации двухпротонной радиоактивности было необходимо надежно отделить эти события от однопротонного распада и двухпротонного распада, сопровождающего β -распад. На рис. 6 показана цепочка последовательных распадов изотопа ^{45}Fe . Для регистрации ^{45}Fe и продуктов его распада использовалась сложная методика времяпролётно-го анализа продуктов реакции и системы совпадений и антисовпадений.

Эксперимент GANIL был выполнен на фрагмент-сепараторе LISE3 (рис. 7). Пучок ионов ^{58}Ni , ускоренный до энергии 75 МэВ/нуклон падал на мишень из естественной смеси изотопов Ni. Образовавшиеся ионы ^{45}Fe затем с помощью поглотителей тормозились и фокусировались на выходе фрагмент-сепаратора LISE3. Для детектирования ионов ^{45}Fe и продуктов его распада использовались 4 кремниевых детектора E1–E4 (рис. 7). Два первых детектора E1 и E2 и расположенные в первой фокальной плоскости сепаратора LISE3 микроканальные пластины использовались для измерения времени пролёта ($l = 22,7\text{ м}$) и идентификации ионов ^{45}Fe . В третьем кремниевом стриповом 16x16 X,Y-детекторе E3 (расстояние между стрипами 3 мм, толщина детектора 300 мкм) изотопы ^{45}Fe оставались и затем распадались



Четвертый кремниевый счётчик E4 использовался для идентификации позитронов и протонной радиоактивности, сопровождающей β -распад, что позволяло подавить фон от этих процессов. Такой метод детектирования позволял однозначно связать имплантацию ионов ^{45}Fe в кремниевый детектор E3 и их последующий распад. Ge-детекторы, окружающие кремниевые детекторы E1–E4, использовались для подавления фона от событий обусловленного испусканием запаздыва-

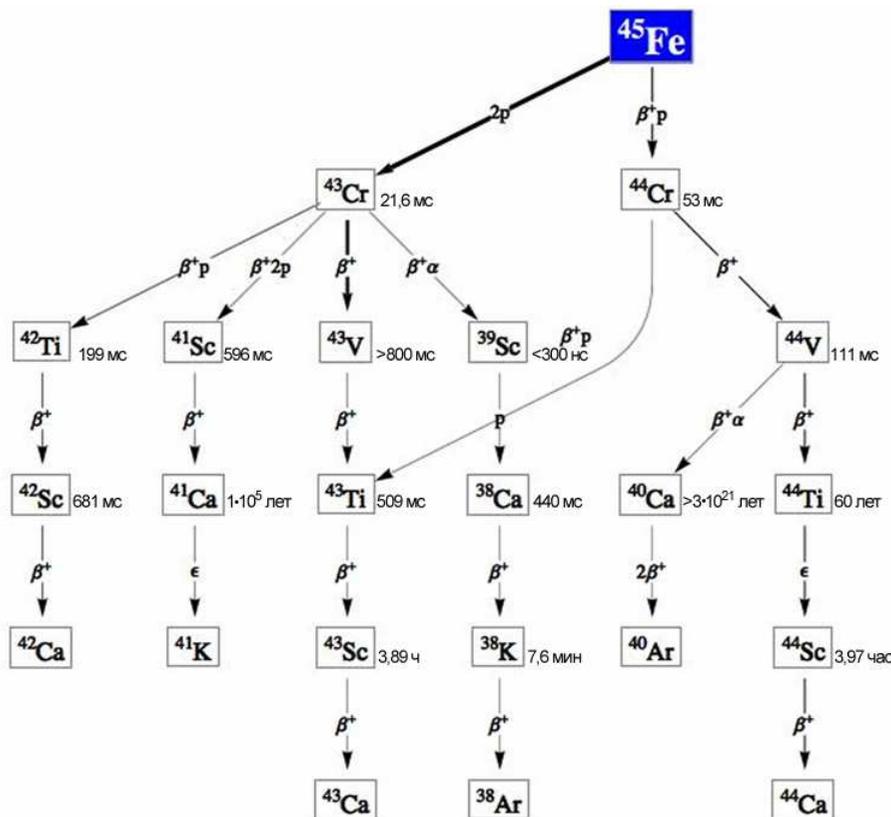


Рис. 6: Цепочки распадов, сопровождающих распада изотопа ^{45}Fe [http://www.wolframalpha.com]

ющих протонов, продуктов β^+ -распада и аннигиляционных фотонов.

На рис. 8 показан спектр различных изотопов, образующихся на выходе фрагмент-сепаратора. Выделены ионы ^{45}Fe , которые имплантировались в детектор E3.

На рис. 9 показаны спектры протонов, зарегистрированные в детекторе E3 в двух временных интервалах. Первый временной интервал ($\tau < 15$ мс) соответствовал ожидаемому времени двухпротонного распада изотопа ^{45}Fe из основного состояния $^{45}\text{Fe} \rightarrow ^{43}\text{Cr} + 2p$. Второй временной интервал $\tau = 15\text{--}100$ мс соответствовал периоду β -распада дочернего ядра ^{43}Cr $T_{1/2} = 18_{-4}^{+6}$ мс. В спектре, измеренном во временном интервале $\tau < 15$ мс, отчётливо наблюдается максимум при энергии 1140 кэВ, сопровождаемый небольшим числом фоновых событий при более высоких энергиях. Максимум при энергии протонов $E = 1140$ кэВ соответствовал предсказанной суммарной энергии двух протонов, образующихся при $2p$ -распаде ядра ^{45}Fe . В спектре, измеренном во временном интервале $\tau = 15\text{--}100$ мс при энергии 1140 кэВ наблюдалось только одно событие, в то время как число событий с энергией $E_p > 1100$ кэВ возрастало. Дополнительным аргументом в пользу двухпротонного распада является отсутствие совпадения между сигналом с четвертого E4 и третьего E3 детекторов при регистрации максимума в спектре протонов с энергией $E_p = 1140$ кэВ.

Дополнительные контрольные эксперименты, в которых идентифицировался изотоп ^{46}Fe подтвердили, что в изотопе ^{45}Fe наблюдается двухпротонная радиоактивность с периодом полураспада $T_{1/2} = 4.7_{-1.7}^{+3.4}$ мс. Регистрация высокоэнергичных протонов $E_p > 1100$ кэВ совпадала по времени с импульсом с детектора E4, что является доказательством их образования в результате протонного распада продуктов β -распада изотопа ^{43}Cr .

В эксперименте GSI изотоп ^{45}Fe образовывался в результате взаимодействия пучка ионов ^{58}Ni ускоренного до энергии 650 МэВ/нуклон с бериллиевой мишенью. Схема эксперимента показана на рис. 10. Образующиеся ионы ^{45}Fe выделялись с помощью 4-секционного фрагмент-сепаратора FRS и дополнительно идентифицировались по времени пролёта с помощью трех сцинтилляционных детекторов SC1-SC3 и ионизационных камер MUSIC, что позволяло определить заряд Z изотопа. После прохождения последнего элемента системы идентификации ионы замедлялись в алюминиевом поглотителе (final degrader) и попадали в телескоп, состоящий из семи кремниевых детекторов толщиной 300 мкм и диаметром 60 мм. Анализ сигналов с кремниевого телескопа позволял идентифицировать сигналы с энергией ~ 1 МэВ и определить, в каком из кремниевых детекторов остановился ион ^{45}Fe . Было проанализировано около 2000 событий, среди которых было выделено четыре события двухпротонного распада

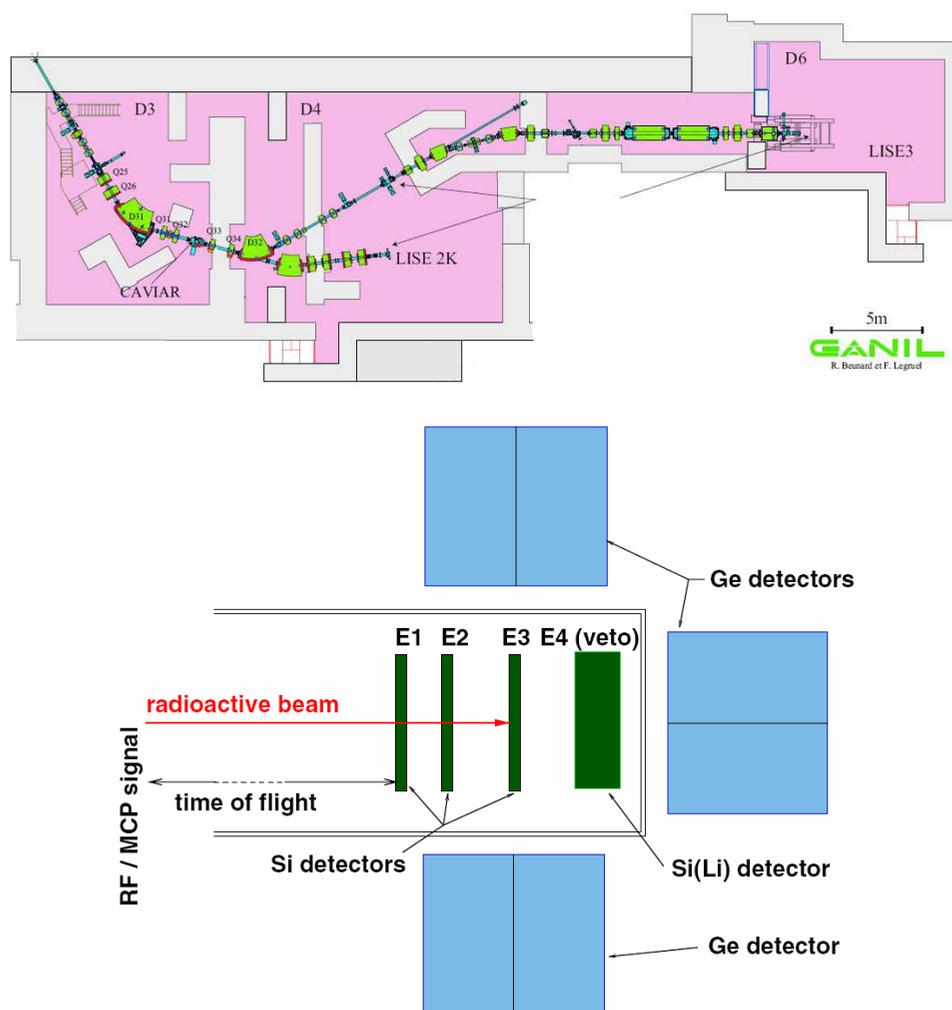


Рис. 7: В верхней части рисунка показан фрагмент-сепаратор LISE3. В нижней части рис. показана система идентификации изотопа ^{45}Fe [7]

^{45}Fe . В табл. I приведены результаты анализа 6 случаев идентификации изотопа ^{45}Fe .

Изотоп ^{45}Fe надежно идентифицирован в 4-х событиях (события 1, 2, 5, 6). В 4-м событии не была измерена энергия протона. В 3-м событии протон с энергией 10 МэВ образовывался после β -распада дочерних продуктов распада ^{45}Fe . Для периода полураспада изотопа ^{45}Fe было получено $T_{1/2} = 3.2^{+2.6}_{-1.0}$ мс. В 80% случаев распад ^{45}Fe происходил с испусканием двух заряженных частиц с суммарной энергией 1100 ± 100 кэВ.

Таким образом, в двух независимых экспериментах, выполненных в лабораториях GANIL и GSI, было надежно показано, что обнаружен новый тип радиоактивного распада — двухпротонная радиоактивность изотопа ^{45}Fe .

На рис. 11 показаны спектры протонов, измеренные после имплантации ^{45}Fe в кремниевый детектор по данным экспериментов GANIL и GSI. В обоих спектрах наблюдается максимум при энергии 1100 кэВ, соответствующей энергии двухпротонного распада ^{45}Fe .

На рис. 12 показаны периоды полураспада возможных дочерних продуктов распада ^{45}Fe . Экспериментально измеренное значение периода полураспада согласуется с периодом полураспада ^{43}Cr , образующегося при распаде $^{45}\text{Fe} \rightarrow ^{43}\text{Cr} + 2p$. Таким образом, при идентификации двухпротонной радиоактивности изотопа ^{45}Fe использовались следующие критерии.

1. Измеренная энергия двухпротонного распада находилась в согласии с результатами теоретических предсказаний.
2. Отсутствовали совпадения при регистрации протонов с энергией 1.1 МэВ и продуктов β -распада.
3. Протоны с энергией > 1.1 МэВ образуются в результате β -распада дочерних ядер ^{43}Cr ($T_{1/2} = 18 \pm \frac{6}{4}$ мс).
4. Период полураспада ^{43}Cr хорошо совпадал с теоретическим расчетом и ранее полученным значением 20,8(3) мс.

Таблица I: Идентификация образования изотопа ^{45}Fe [9]

Событие	Номер детектора, в котором остановился ион ^{45}Fe	Энергия протона, кэВ	Время распада, мс
1	4	1000 ± 120	0.644
2	3	990 ± 130	5.276
3	5	10010 ± 100	3.395
4	5		
5	2	1150 ± 100	1.196
6	2	1200 ± 100	12.617

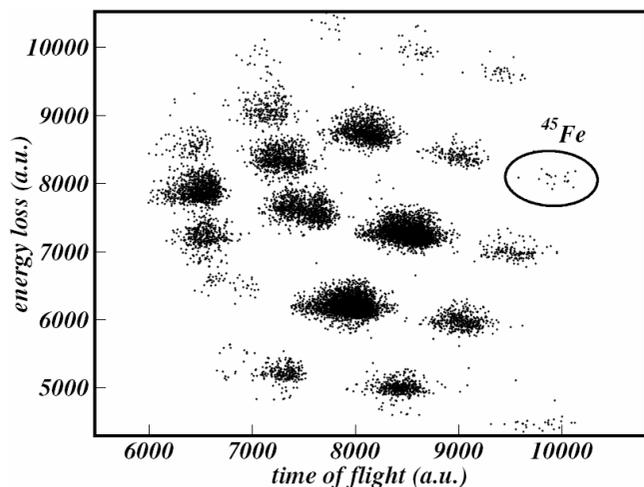


Рис. 8: Двумерный спектр изотопов на выходе фрагмент-сепаратора LISE3. Ионы ^{45}Fe отбирались по времени пролёта между двумя реперными точками ($l = 22,9\text{ м}$) и по энергетическим потерям в детекторе E1. Величины по осям приведены в относительных единицах (а. у.) [8]

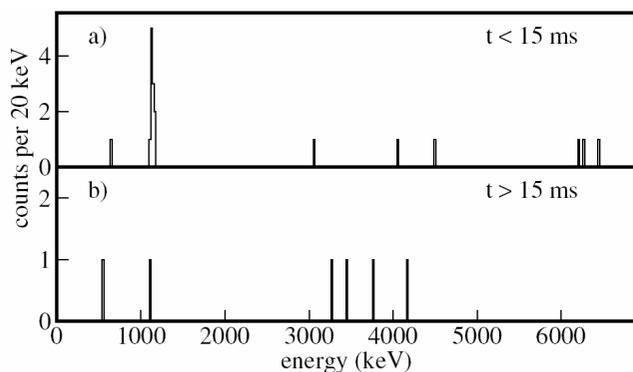


Рис. 9: Спектры протонов распада $^{45}\text{Fe} \rightarrow ^{43}\text{Cr} + 2p$, зарегистрированные детектором E3 в двух временных интервалах $\tau < 15\text{ мс}$, $\tau > 15\text{ мс}$ [8]

- Распад ^{43}Cr сопровождался испусканием запаздывающих протонов с энергией от 2 до 6 МэВ, что также наблюдается в энергетических спектрах протонов.

Из совместного анализа данных, полученных в экс-

периментах GANIL и GSI, было получено:

- Суммарная энергия двухпротонного распада ^{45}Fe равна $Q(2p) = 1.511(15)\text{ МэВ}$.
- Период полураспада изотопа ^{45}Fe $T_{1/2} = 1.75 \pm \frac{0.49}{0.28}\text{ мс}$.
- Относительная вероятность двухпротонного распада $BR = 0.59 \pm 0.07$.
- Парциальный период двухпротонного распада $T_{1/2}(^{45}\text{Fe} \rightarrow ^{43}\text{Cr} + 2p) = 3.0 \pm \frac{0.9}{0.6}\text{ мс}$.

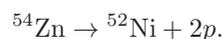
Двухпротонный распад является основным каналом распада изотопа ^{45}Fe . На рис. 13 приведена схема распада ^{45}Fe .

Наряду с двух протонным распадом изотопа ^{45}Fe в $\approx 40\%$ случаев возможен β -распад ^{45}Fe на изобараналоговое состояние ядра ^{45}Mn с последующим испусканием запаздывающих протонов βp и двух запаздывающих протонов $\beta 2p$.

Изотоп ^{54}Zn

Вторым изотопом, для которого наблюдалась двухпротонная радиоактивность, был ^{54}Zn [7, 24]. Этот изотоп был получен в экспериментах 2004 г., выполненных в GANIL. Методика наблюдения и идентификации этого изотопа была та же, что и в случае ^{45}Fe . На рис. 14 показана цепочка последовательных распадов дочерних продуктов образующихся при распаде ^{54}Zn . На рис. 15 показана двумерная диаграмма потери энергии — время пролёта, полученная на выходе фрагмент-сепаратора LISE3, на которой видно 8 случаев идентифицированных как изотоп ^{54}Zn .

Энергия двухпротонного распада ^{54}Zn составила 1480 кэВ (рис. 16), период полураспада $T_{1/2} = 3.2_{-0.8}^{+1.8}\text{ мс}$, что находилось в согласии с теоретическими ожиданиями. Относительная вероятность $2p$ -распада составила $BR = 87_{-17}^{+10}\%$, что соответствовало парциальному периоду двухпротонного распада $3.7_{-1.0}^{+2.2}\text{ мс}$. В процессе измерений идентифицировался изотоп ^{52}Ni — дочерний продукт двухпротонного распада ^{54}Zn



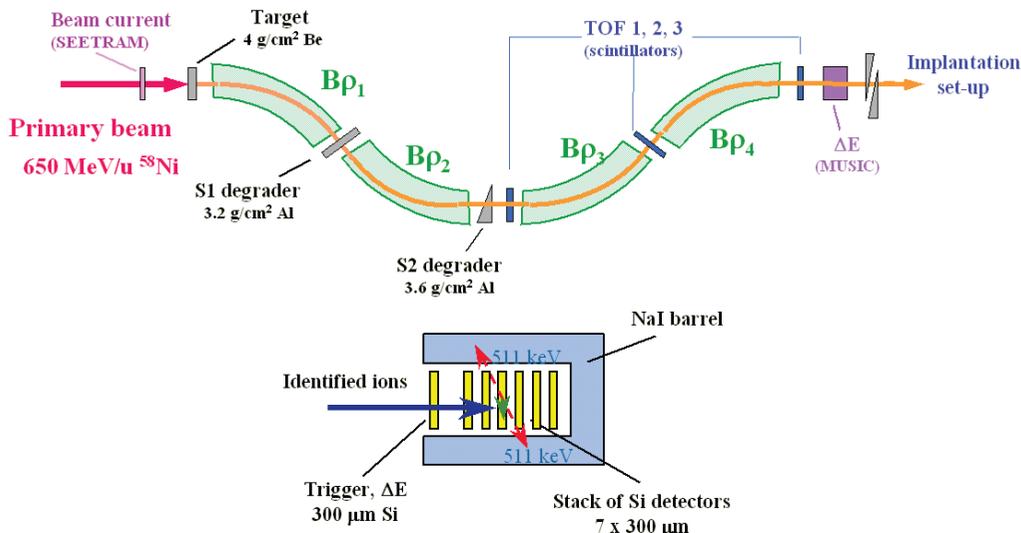


Рис. 10: В верхней части показан четырехсекционный фрагмент-сепаратор FRS. Показаны 4 секции дипольных магнитов $B\rho_1$ – $B\rho_4$, алюминиевые замедлители пучка S1–S2, система сцинтилляционных счетчиков TOF 1,2,3 для измерения времени пролёта ^{45}Fe . Внизу показана система идентификации ионов ^{45}Fe , состоящая из 7 кремниевых детекторов, окруженная системой антисовпадений из кристаллов NaI [52]

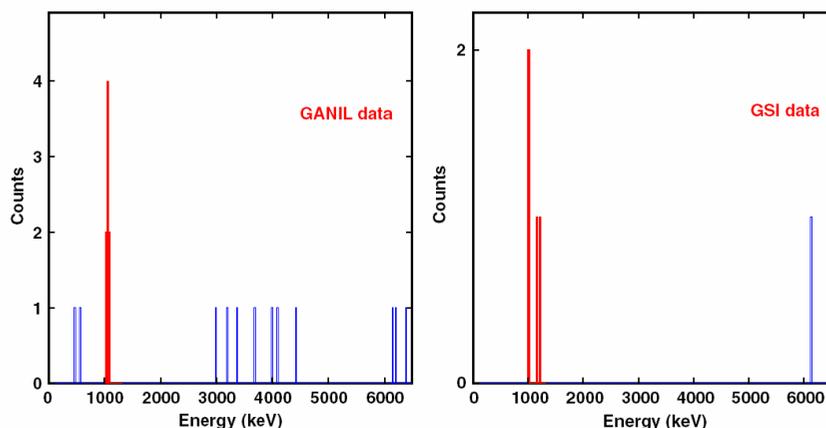


Рис. 11: Спектры протонов, измеренные в экспериментах GANIL и GSI. Максимум при энергии протонов $E_p = 1100$ кэВ соответствует энергии $2p$ -распада ^{45}Fe [16]

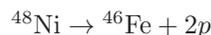
На рис. 17 показаны периоды полураспада различных изотопов, образующихся при распаде изотопа ^{54}Zn . Экспериментально измеренный период полураспада $T_{1/2} \approx 38$ мс соответствовал распаду изотопа ^{52}Ni , что служило дополнительным подтверждением двухпротонного распада ^{54}Zn .

Изотоп ^{48}Ni

Впервые изотоп ^{48}Ni был зарегистрирован в GANIL в 1999 г., и его образование подтверждено в 2004 г. Изотоп ^{48}Ni наблюдался одновременно с изотопом ^{45}Fe , т.к. характеристики фрагмент-сепаратора LISE3 позволяли наблюдать эти два изотопа одновременно

(рис. 18).

Цепочка последовательных распадов ^{48}Ni показана на рис. 19. В результате двухпротонного распада ^{48}Ni



образуется изотоп ^{46}Fe , имеющий период полураспада 12^{+4}_{-3} мс.

Анализ 4-х событий, имплантированных в детектор E3, и анализ продуктов их распада позволили установить:

1. Энергию $2p$ -распада ^{48}Ni — 1.35(2) МэВ. Из четырех зарегистрированных событий в одном случае происходил $2p$ -распад, в 3-х случаях наблюдалось испускание запаздывающих протонов, что

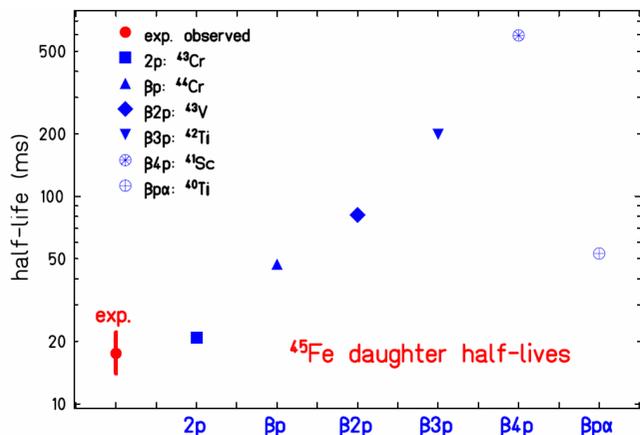


Рис. 12: Периоды полураспада соответствующие различным каналам распада изотопа ^{45}Fe . Период полураспада $T_{1/2} = 20,8$ мс соответствует периоду полураспада ^{43}Cr дочернего продукта распада $^{45}\text{Fe} \rightarrow ^{43}\text{Cr} + 2p$ [16]

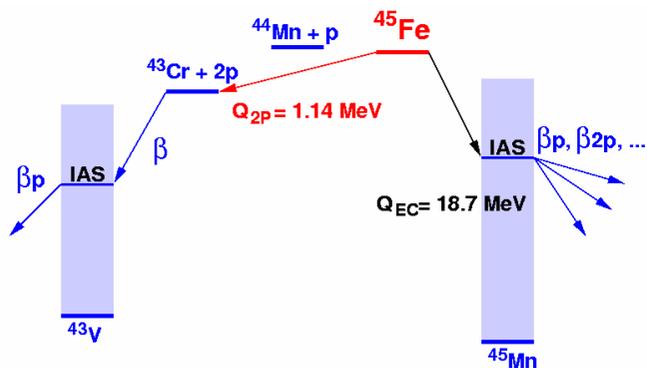


Рис. 13: Схема распада изотопа ^{45}Fe , на котором впервые была обнаружена двухпротонная радиоактивность [23]

соответствует относительной вероятности распада с испусканием двух протонов $25_{-19}^{+29} \%$.

2. Период полураспада $T_{1/2}(^{48}\text{Ni}) = 2.1_{-0.7}^{+2.1}$ мс.
3. Парциальный период полураспада $T_{1/2}(2p) = 8.4_{-7}^{+12.8}$ мс.

При двухпротонном распаде ^{48}Ni наблюдалось образование дочернего ядра ^{46}Fe ($T_{1/2} = 12$ мс), что явилось дополнительным аргументом в пользу наблюдения распада $^{48}\text{Ni} \rightarrow ^{46}\text{Fe} + 2p$.

Результаты наблюдения явления двухпротонной радиоактивности изотопов ^{45}Fe , ^{48}Ni , ^{54}Zn приведены в табл. II, в которой показаны энергии двухпротонного распада, периоды полураспада изотопа, относительные вероятности $2p$ -распада и парциальные периоды $2p$ -распада.

Из описанных выше экспериментов, выполненных по поиску $2p$ -радиоактивности, можно сделать следующие выводы.

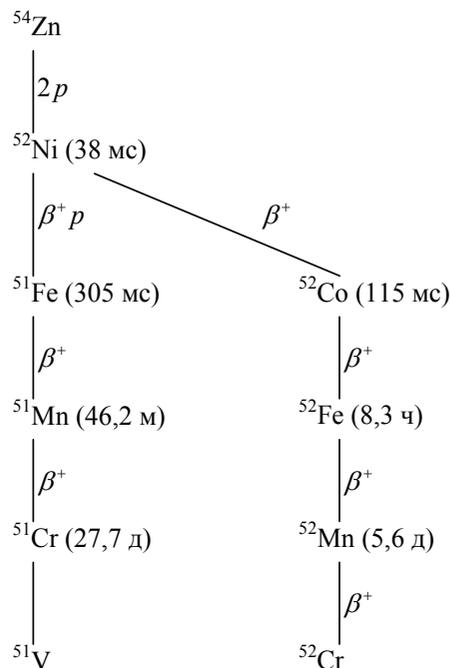


Рис. 14: Цепочка последовательных распадов изотопов, образующихся при распаде ^{54}Zn [87]

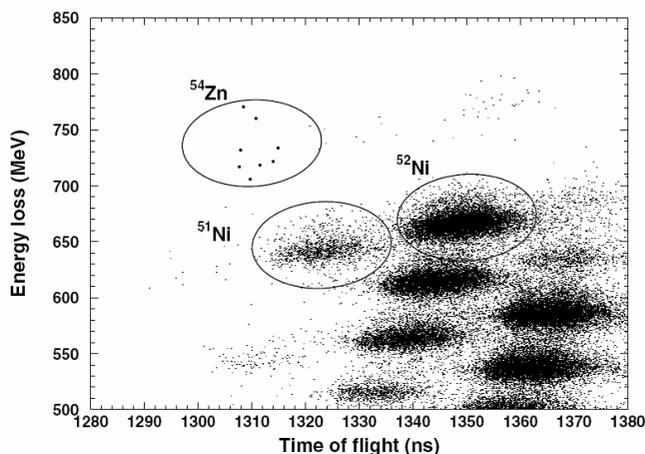


Рис. 15: Двухмерная диаграмма потери энергии – время пролета на выходе фрагмент-сепаратора LISE3. Показано 8 событий, для которых впервые был идентифицирован двухпротонный распад изотопа ^{54}Zn [7]

1. Можно считать надёжно установленной двухпротонную радиоактивность изотопа ^{45}Fe . Испускание двух протонов является доминирующим каналом распада этого изотопа.
2. Для изотопа ^{54}Zn также можно считать распад с испусканием двух протонов установленным. Этот канал распада для изотопа ^{54}Zn также является доминирующим.
3. В случае изотопа ^{48}Ni ситуация более слож-

Таблица II: Двухпротонная радиоактивность изотопов ^{46}Fe , ^{48}Ni , ^{54}Zn

	Энергия $2p$ -распада, МэВ	Период полураспада изотопа, мс	Относительная вероятность $2p$ -распада	Парциальный период $2p$ -распада изотопа, мс
^{45}Fe	1.151 ± 0.015	$2.5^{+0.2}_{-0.2}$	0.65 ± 0.05	$3.9^{+0.4}_{-0.4}$
^{48}Ni	1.35 ± 0.02	$2.1^{+2.1}_{-0.7}$	$0.25^{+0.29}_{-0.19}$	$8.4^{+12.8}_{-7.0}$
^{54}Zn	1.48 ± 0.02	$3.2^{+1.8}_{-0.8}$	$0.87^{+0.10}_{-0.17}$	$3.7^{+2.2}_{-1.0}$

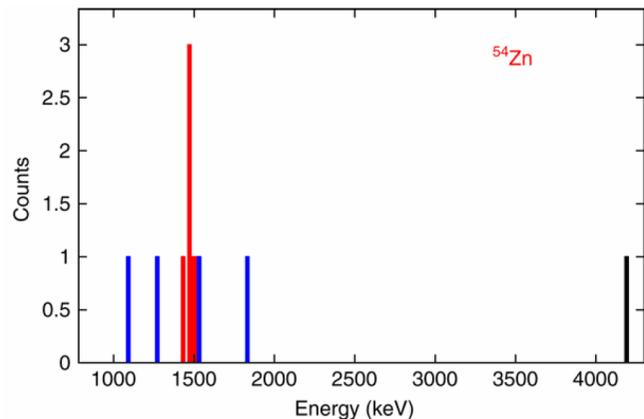


Рис. 16: Спектр протонов, образующихся при распаде ^{54}Zn . Максимум при энергии $E_p = 1480$ кэВ соответствует $2p$ -распаду ^{54}Zn [16]

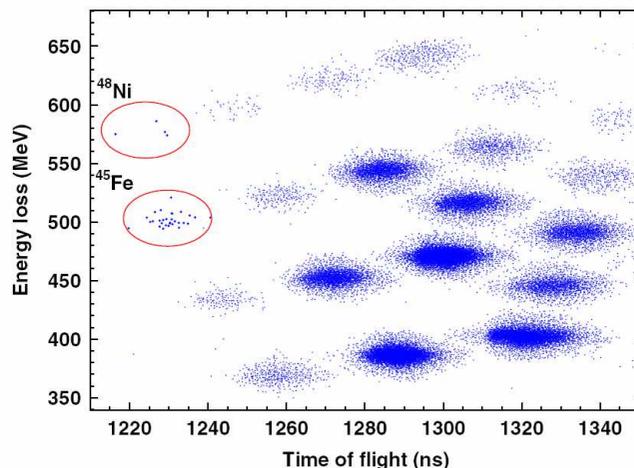


Рис. 18: Диаграмма потери энергии — время пролёта для различных изотопов в фокальной плоскости фрагмент-сепаратора LISE3 [6]

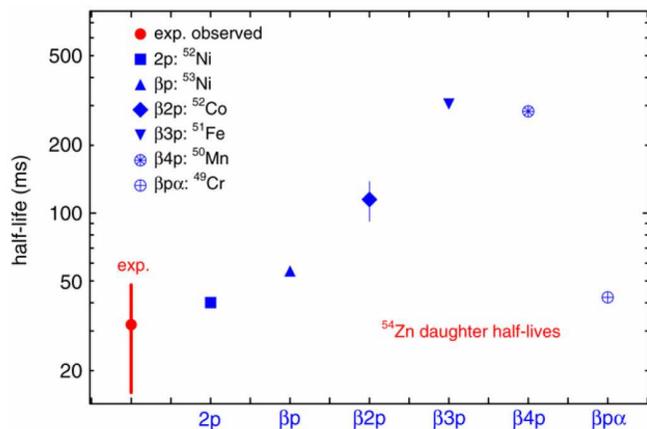


Рис. 17: Измеренные периоды полураспада изотопа ^{54}Zn , соответствующие различным каналам распада ^{54}Zn . Период полураспада $T_{1/2} = 38$ мс соответствует периоду полураспада ^{52}Ni , дочернего продукта распада $^{54}\text{Zn} \rightarrow ^{52}\text{Ni} + 2p$ [16]

ная. Обнаружен всего один случай двухпротонного распада этого изотопа. Относительная вероятность двухпротонного распада составляет 0,25. Критерии идентификации $2p$ -радиоактивности при анализе экспериментальных результатов ^{48}Ni были те же, что и в случае ^{45}Fe и ^{54}Zn . По одному случаю идентификации $2p$ -распада ^{48}Ni трудно сделать окончательное за-

ключение о двухпротонной радиоактивности этого изотопа, несмотря на то, что экспериментальные данные достаточно надёжны и хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями.

2. НАБЛЮДЕНИЕ КОРОТКОЖИВУЩИХ ($\tau < 1$ мс) $2p$ -РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Традиционный метод наблюдения двухпротонной радиоактивности состоит в имплантации исследуемого радиоактивного изотопа в детектор и исследующего детектирования продуктов его распада. Однако для наблюдения $2p$ -радиоактивности быстрораспадающихся изотопов ($\tau < 1$ мс) такой метод исследования непригоден. Необходим более быстрый анализ продуктов распада.

Изотоп ^{19}Mg

В работе [30] $2p$ -радиоактивный распад ^{19}Mg исследовался в in-flight-decay эксперименте, в котором регистрировалась вершина $2p$ -распада, траектории всех продуктов распада и их угловые распределения (рис. 20).

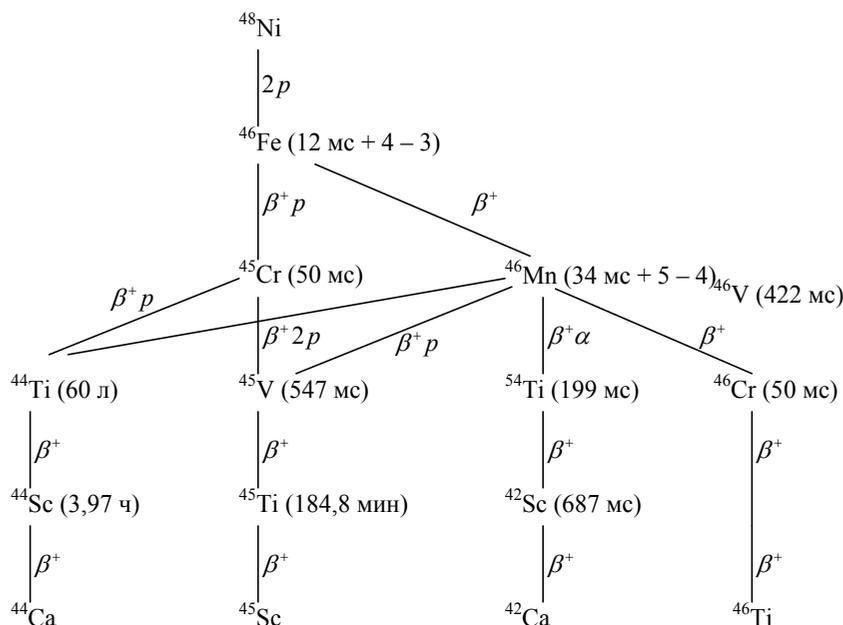


Рис. 19: Цепочка последовательных распадов изотопов, образующихся при распаде ^{48}Ni . В скобках указаны периоды полураспада изотопов [87]

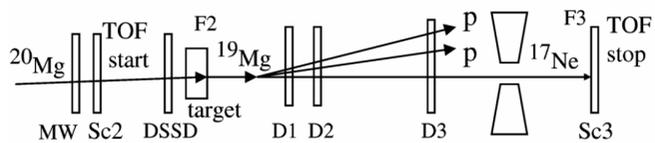
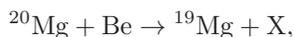


Рис. 20: Схема экспериментальной установки для измерения $2p$ -распада изотопа ^{19}Mg [30]

Изотоп ^{19}Mg получался в результате взаимодействия ^{24}Mg , ускоренного до энергии 591 МэВ/нуклон с бериллиевой мишенью. С помощью фрагмент-сепаратора выделялся вторичный пучок ^{20}Mg с энергией 450 МэВ/нуклон, который затем попадал на вторую мишень из Be (target), на которой образовывался исследуемый изотоп ^{19}Mg



который затем распадался

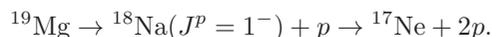


Траектория ионов ^{20}Mg определялась с помощью двухстороннего стрипового детектора Doublesided Silicon Strip Detector DSSD (32×32 стрипа) и $20 \times 20 \text{ см}^2$ многопроволочной камеры MW. Ионы ^{17}Ne идентифицировали по времени пролёта между промежуточными фокусами F2 и F3, магнитного анализатора и позиционно чувствительных сцинтилляционных счётчиков SC2 и SC3 и системы трёх микро-стриповых детекторов D1, D2, D3. Точность определения координат прохождения протонов и ионов ^{17}Ne

через детектирующую систему составляла 40 мкм. Период полураспада изотопа ^{19}Mg определялся из анализа пространственного распределения вершин распада $^{19}\text{Mg} \rightarrow ^{17}\text{Ne} + 2p$ относительно точки их образования (target) и аппроксимации этого распределения экспоненциальной функцией.

В результате анализа получена энергия двухпротонного распада — 0.75(5), МэВ из основного состояния изотопа ^{19}Mg . Период полураспада $T_{1/2}(^{19}\text{Mg}) = 4.0(15)$ пкс. Экспериментальные данные указывают на то, что наряду с распадом $^{19}\text{F} \rightarrow ^{17}\text{N} + 2p$ из основного состояния, наблюдаются $2p$ -распады из возбужденных состояний, испускание одного протона и испускание двух запаздывающих протонов. Для разделения различных каналов распада ^{19}Mg измерялись угловые корреляции между ^{17}Ne и каждым протоном из двухпротонного распада $^{17}\text{Ne} + p_1, ^{17}\text{Ne} + p_2$.

На рис. 21 приведена измеренная функция корреляции $\theta(p1-\text{Ne})$ и $\theta(p2-\text{Ne})$. Большинство событий группируется в двух областях углов ~ 30 мрад и ~ 55 мрад. Корреляция событий в районе 30 мрад соответствует двухпротонному распаду из основного состояния ^{19}Mg , в то время как события, сгруппированные в районе 55 мрад, соответствуют последовательному испусканию протона из возбужденных состояний ^{19}Mg на основное состояние ^{18}Na ($J^P = 1^-$) и последующее испускание второго протона



На рис. 22 показана схема распада изотопа ^{19}Mg . Наряду с двухпротонным распадом из основного состояния ^{19}Mg в основное состояние ^{17}Ne (энергия

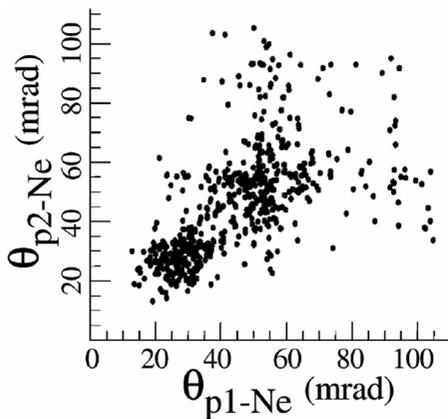


Рис. 21: Угловые корреляции протонов и изотопов ¹⁷Ne двух-протонного распада ¹⁹Mg → ¹⁷Ne + p + p [30]

2p-распада 750 кэВ), показаны распады из возбужденных состояний ¹⁹Mg с последовательным испусканием двух протонов.

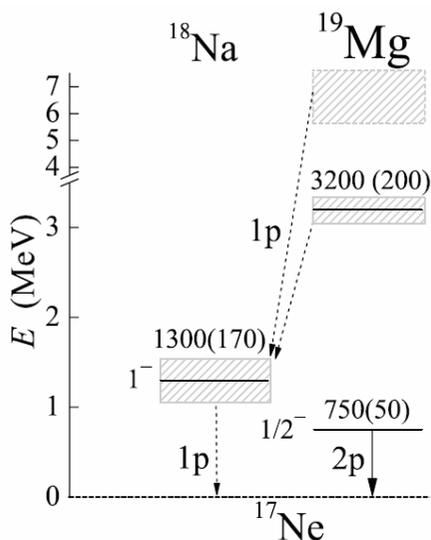


Рис. 22: Схема распада изотопа ¹⁹Mg. Энергия 2p-распада составляет 750 кэВ. Наряду с 2p-распадами из основного состояния показаны 1p-распады из возбужденных состояний ¹⁹Mg [26]

Изотоп ¹⁶Ne

Информация о двухпротонном распаде изотопа ¹⁶Ne также была получена с помощью методики in-flight [26].

На рис. 23 показана схема распада и промежуточные состояния 1p и 2p распада ¹⁶Ne. Полученное значение энергии 2p-распада 1.35 МэВ находится в хорошем согласии с предсказаниями теории 1.4(1) МэВ.

Распад ¹⁶Ne из возбужденных состояний с последовательным испусканием двух протонов происходит не только через основное состояние ядра ¹⁵F $J^P = 1/2^+$, но и через возбужденные состояния ¹⁵F вплоть до энергии ~5 МэВ.

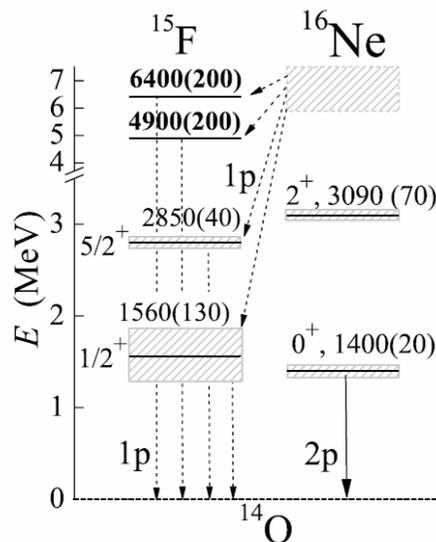


Рис. 23: Схема распада изотопа ¹⁶Ne. Энергия 2p-распада составляет 1440 кэВ. Наряду с 2p-распадами из основного состояния показаны 1p-распады из возбужденных состояний ¹⁶Ne [26]

Изотоп ¹²O

Эксперимент по исследованию двухпротонного распада изотопа ¹²O выполнен на сверхпроводящем циклотроне Национальной лаборатории (Мичиган) на пучке ионов ¹³O [70]. Ионы ¹²O образовывались в реакции



Продукты реакции детектировались с помощью двухстороннего кремниевого стрипового детектора толщиной 304 мкм. Измерялись координаты ионов и их энергетические потери в детекторе. Энергия иона измерялась Si(Li)-детектором диаметром 6.5 см, разделенным на 4 сегмента. Измерение ΔE и E позволяло идентифицировать массу и заряд иона. Протоны детектировались с помощью 112 CsI-детекторов, расположенных в виде пяти концентрических колец и перекрывавших угол регистрации от 3° до 12°. На рис. 24 приведена энергетическая диаграмма распада изотопа ¹²O. Энергия двухпротонного распада составляет $E(2p) = 1.79$ МэВ. Энергия однопротонного распада $E(1p) = 2.2$ МэВ и расположена выше, чем энергия двухпротонного распада. Однако, энергия уровня ¹¹N, через который может происходить последователь-

ный двухпротонный распад, имеет большую ширину $\Gamma = 740$ кэВ.

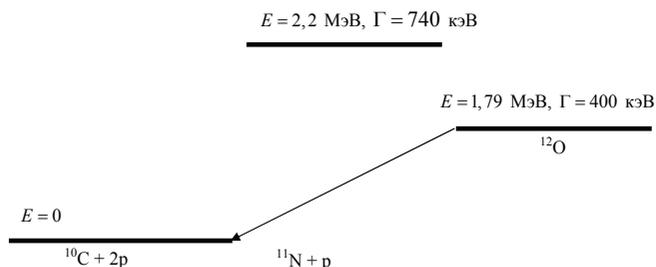


Рис. 24: Энергетическая диаграмма распада изотопа ^{12}O . За нулевой отсчет энергии взято состояние $^{10}\text{C} + 2p$. Энергия двухпротонного распада $^{12}\text{O} \rightarrow ^{10}\text{C} + 2p$ равна 1.79 МэВ. Энергия состояния $^{11}\text{N} + p$ равна 2.2 МэВ. Диаграмма построена на основе данных работ [71, 72]

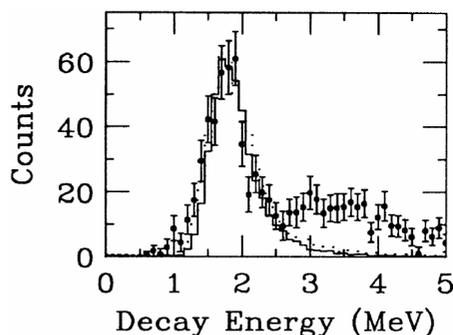


Рис. 25: Энергетический спектр двух протонов, образующихся в распаде $^{12}\text{O} \rightarrow ^{10}\text{C} + 2p$, измеренный на совпадении с ионами ^{10}C [71]

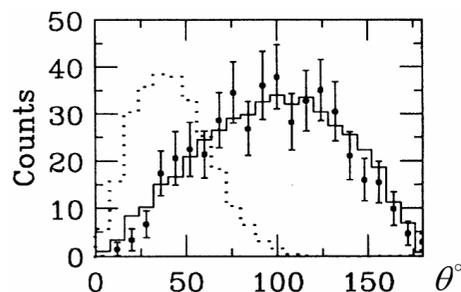


Рис. 26: Угловое распределение протонов, образующихся в распаде $^{12}\text{O} \rightarrow ^{10}\text{C} + 2p$ [71]

На рис.25 показан спектр протонов, измеренный на совпадении с ионами ^{10}C . Максимум при энергии 1.77 МэВ соответствует предыдущим оценкам энергии $2p$ -распада ядра ^{12}O .

На рис.26 приведено угловое распределение протонов, образующихся в $2p$ -распаде в сравнении с расчетами, основанными на испускании дипротона 2H (точечная кривая) и последовательном испускании двух

протонов через широкое промежуточное состояние ^{11}N (сплошная гистограмма). Экспериментальные данные согласуются с механизмом последовательного $2p$ -распада изотопа ^{12}O через промежуточное состояние ядра ^{11}N и противоречат модели испускания дипротона из основного состояния ядра ^{12}O .

В табл. III суммированы результаты измерений $2p$ -радиоактивности распада изотопов из основного состояния.

3. $2p$ -РАСПАД ИЗ КОРОТКОЖИВУЩИХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ

Примеры двухпротонных распадов ^{19}Mg и ^{16}Ne показывают, что наряду с $2p$ -распадами из основных состояний ядер происходят $2p$ -распады из короткоживущих возбужденных состояний ядер.

Изотоп ^{14}O

Одна из первых удачных попыток наблюдать испускание двух протонов из короткоживущих возбужденных состояний ^{14}O описана в работе [41]. Возбужденное состояние ^{14}O ($E^* = 7.77$ МэВ, $J^P = 2^+$) образовывалось при резонансном захвате протона на ядре ^{13}N в реакции $^{13}\text{N}(p\gamma)^{14}\text{O}^*$. Затем это возбужденное состояние распадалось с испусканием двух протонов на основное состояние ^{12}C . Предыдущие исследования показали, что возбужденное состояние 7.77 МэВ ядра ^{14}O имеет большую примесь состояния $^{12}\text{C} + 2p$. Ширина этого состояния $\Gamma = 76 \pm 10$ кэВ и определяется преимущественно распадом на основное состояние ^{13}N с испусканием протонов. Энергия двухпротонного распада состояния 7.77 МэВ — $E(2p) = 1.2$ МэВ.

В работе [41] исследовался механизм двухпротонного распада возбужденного состояния ядра ^{14}O ($E^* = 7.77$ МэВ, $J^P = 2^+$) (рис.27). Вопрос, на который следовало ответить: по какому из двух возможных каналов происходит распад состояния ^{14}O ($E^* = 7.77$ МэВ)?

$$1. ^{14}\text{O}(7.77 \text{ МэВ}) \rightarrow ^{12}\text{C} + 2p(^2\text{He}).$$

$$2. ^{14}\text{O}(7.77 \text{ МэВ}) \rightarrow ^{13}\text{N}(2.37 \text{ МэВ}) + p. \\ ^{13}\text{N}(2.37 \text{ МэВ}) \rightarrow ^{12}\text{C} + p.$$

То есть, происходит ли одновременное испускание двух протонов или реализуется последовательный распад с испусканием двух протонов? Для того чтобы выбрать между этими двумя альтернативами, были измерены на совпадения спектры двух протонов и угловые корреляции между ними (рис.28). Сплошной линией показана ожидаемая функция угловой корреляции в случае одновременного испускания двух протонов, пунктир соответствует случаю независимого последовательного испускания протонов. Экспериментальные

Таблица III: Двухпротонная радиоактивность изотопов, распадающихся из основного состояния

Изотоп	Энергия 2p-распада E (кэВ)	Ширина распада Г или парциальный период полураспада T _{1/2}	Ссылка
⁶ Be	1371(5)	92(6) кэВ	[82]
¹² O	1820(120)	400(250) кэВ	[83]
	1790(40)	580(200) кэВ	[70]
	1800(400)	600(500) кэВ	[84]
¹⁶ Ne	1350(80)	200(100) кэВ	[83]
	1400(20)	110(40) кэВ	[85]
	1350(80)	<200 кэВ	[26]
¹⁹ Mg	750(50)	4.0(15) пс	[30]
⁴⁵ Fe	1100(100)	4.0+3.3-1.8 мс	[9]
	1140(50)	8.5+6.4-3.2 мс	[14]
	1154(16)	2.8+1.0-0.7 мс	[10]
⁴⁸ Ni	1350(20)	3.7+0.4-0.4 мс	[12]
		8.4+12.8-7.0 ¹⁷ мс	[10]
		3.0+2.2-1.2 мс	[86]
⁵⁴ Zn	1480(20)	3.7+2.2-1.0 мс	[7]

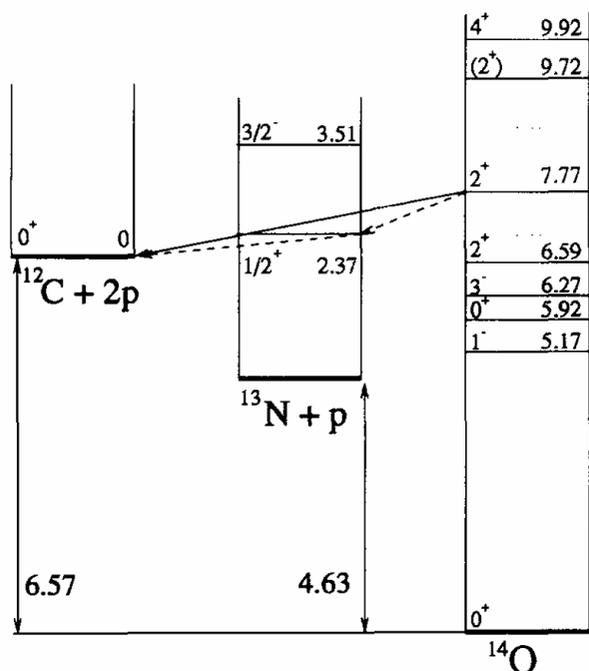


Рис. 27: Схема распада состояния 2⁺ с энергией 7.77 МэВ в ядре ¹⁴O с испусканием двух протонов [41]

данные свидетельствуют в пользу механизма последовательного испускания двух протонов.

Изотоп ¹⁷Ne

Одним из кандидатов на наблюдение двухпротонного распада из возбужденного состояния является изотоп ¹⁷Ne [31]. Как следует из рис. 29, изотоп ¹⁷Ne стабилен относительно испускания одного и двух прото-

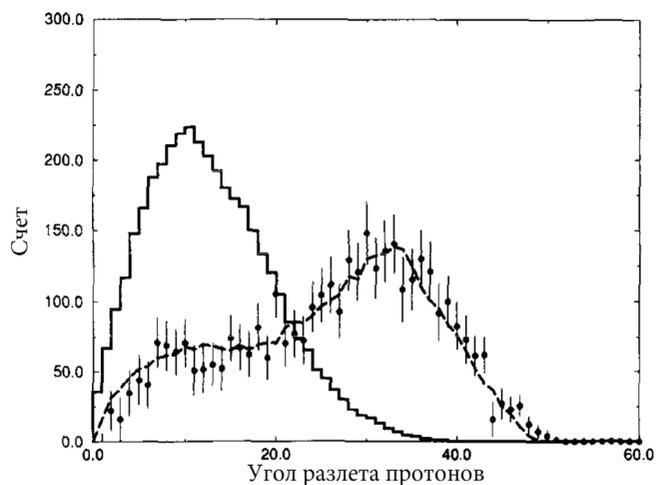
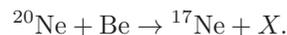


Рис. 28: Угловые корреляции между протонами, образующимися при распаде состояния 7.77 МэВ ядра ¹⁴O [41]

нов из основного состояния.

В то же время первое возбужденное состояние (E* = 1.288 МэВ. J^p = 3/2⁻) стабильно относительно испускания одного протона, но возможен распад этого состояния с испусканием двух протонов.

Эксперимент по поиску двухпротонного распада ¹⁷Ne выполнен на сверхпроводящем циклотроне (Мичиган, США) [31]. Схема эксперимента показана на рис.30. Радиоактивный пучок ¹⁷Ne получали в результате реакции фрагментации ускоренного пучка ²⁰N с энергией 100 МэВ/нуклон на бериллиевой мишени



Идентификация ¹⁷Ne происходила с помощью двух позиционно-чувствительных дрейфовых камер Position

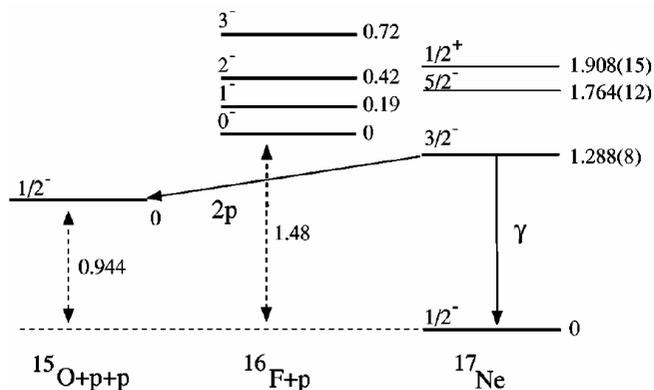
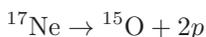


Рис. 29: Двухпротонный распад изотопа ^{17}Ne [31]

Sensitive Cathode Readout Drift Chambers (CRDC) и по времени пролёта. Продукты распада

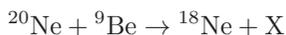


идентифицировались с помощью двух двусторонних стриповых детекторов DSSD1 и DSSD2, сегментированной системы пин-диодов и системы 6 кристаллов CsI. Двухпротонный распад из возбужденного состояния $E^* = 1,288 \text{ МэВ}$, $J^P = 3/2^-$ не был обнаружен. Однако анализ энергетических спектров продуктов реакции показал, что происходит последовательное испускание двух протонов из второго возбужденного состояния ^{17}Ne ($E^* = 1.764 \text{ МэВ}$, $J^P = 5/2^-$).

Изотоп ^{18}Ne

Двухпротонный распад из возбужденных состояний ^{18}Ne был обнаружен в экспериментах, выполненных в Национальной лаборатории Италии — Laboratori nazionali del Sud (LNS – Catania) [36, 38]. На рис. 31 показана схема двухпротонного распада из возбужденных состояний ^{18}Ne .

Ускоренный на сверхпроводящем циклотроне до энергии $45 \cdot \text{А МэВ}$ пучок ионов ^{20}Ne падал на мишень ^9Be . Фрагмент-сепаратор выделял образующиеся в реакции



ионы ^{18}Ne . Для дополнительной селекции ионов ^{18}Ne использовался метод времени пролёта и измерялись потери энергии ΔE в тонком 16×16 X-Y-стриповом кремниевом детекторе. На рис. 32 показан двумерный спектр ΔE — время пролёта, на котором видна эффективность выделения ионов ^{18}Ne .

Ионы ^{18}Ne попадали затем на мишень из Pb, в которой происходило кулоновское возбуждение различных состояний ^{18}Ne . Детектирующая система, с помощью которой наблюдался $2p$ -распад $^{18}\text{Ne}^*$, состояла из двух годоскопов (рис. 33):

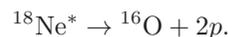
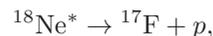
1. Двухслойный телескоп (Hodo Small), состоящий из 81 кремниевых детектора $1 \times 1 \text{ см}^2$ толщиной 300 мкм, за которым располагался 81 кристалл CsI(Tl) $1 \times 1 \text{ см}^2$ толщиной 10 см.
2. Трехслойный телескоп (Hodo Big), состоящий из 89 кремниевых детекторов $3 \times 3 \text{ см}^2$ толщиной 50 мкм + 300 мкм и кристаллов CsI(Tl), имеющих такую же площадь и длину 6 см.

Схематически детектор показан на рис. 33.

Двухслойный телескоп перекрывал угол $\pm 5^\circ$ с шагом 0.6° , трехслойный телескоп перекрывал угол от $\pm 5^\circ$ до $\pm 21.5^\circ$ с шагом 1.5° . Высокая степень сегментирования детектора позволила измерять X-Y координаты точки, в которой образовывался ион ^{18}Ne , энергию иона, энергии протонов и их угол разлета, т.е. полностью восстановить кинематику каждого распада и определить энергию возбужденного состояния $^{18}\text{Ne}^*$, из которого происходит распад.

Аналогичные результаты были получены в исследованиях двухпротонного распада $^{18}\text{Ne}^* \rightarrow ^{16}\text{O} + 2p$, выполненных в Национальной лаборатории Китая — Heavy Ion Research Facility Radioactive Ion Beam Line at Lanzhou (RIBLL) [37].

На рис. 34 показаны спектры возбужденных состояний ^{18}Ne , из которых происходят распады



Полученные в работах [36, 37] результаты хорошо согласуются между собой и однозначно доказывают двухчастичный распад ^{18}Ne из возбужденных состояний.

Наблюдаемый максимум при энергии 6.15 МэВ ($J^P = 1^-$) подтвердил обнаруженный ранее $1p$ -распад из этого возбужденного состояния. Наблюдаемые в распаде $^{18}\text{Ne}^* \rightarrow ^{16}\text{O} + 2p$ максимумы при энергиях 6.15 МэВ, 7.06 МэВ, 7.91 МэВ, 8.5 МэВ, 10.7 МэВ, 12.5 МэВ и 13.7 МэВ указывают на двухпротонные распады из этих возбужденных состояний.

4. ДВУХПРОТОННЫЙ РАСПАД ИЗОМЕРНОГО СОСТОЯНИЯ $^{94}\text{Ag}^m$

Среди двухпротонных распадов $2p$ -распад изомерного состояния $^{94}\text{Ag}^m$ $J^P = 21^+$ с энергией $E = 6.67 \text{ МэВ}$ занимает особое место [19, 29, 42]. Это состояние представляет собой высокоспиновое вращательное состояние ^{94}Ag . Наряду с этим изомерным состоянием в ядре ^{94}Ag имеется ещё одно изомерное состояние 7^+ , расположенное выше основного состояния $J^P = 0^+$. Однако энергия его точно не измерена. Период полураспада этого изомерного состояния $J^P = 7^+$ составляет 0.55 с. Дополнительный интерес представляет то, что ядро ^{94}Ag — нечетно-нечетное

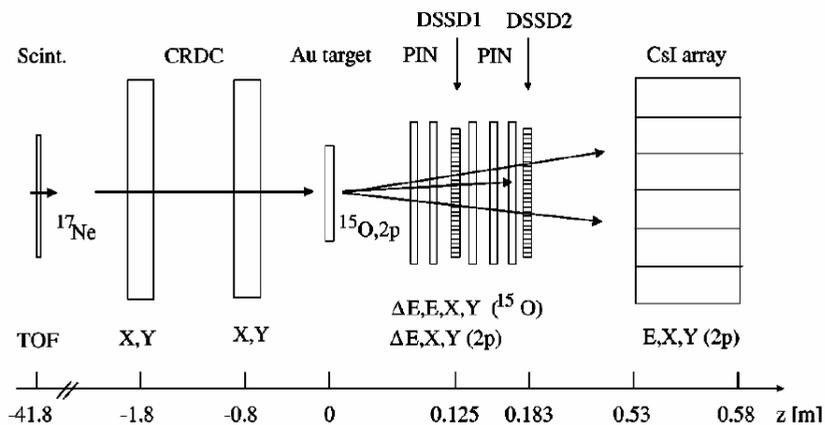


Рис. 30: Схема эксперимента по изучению 2p-распада ^{17}Ne [31]

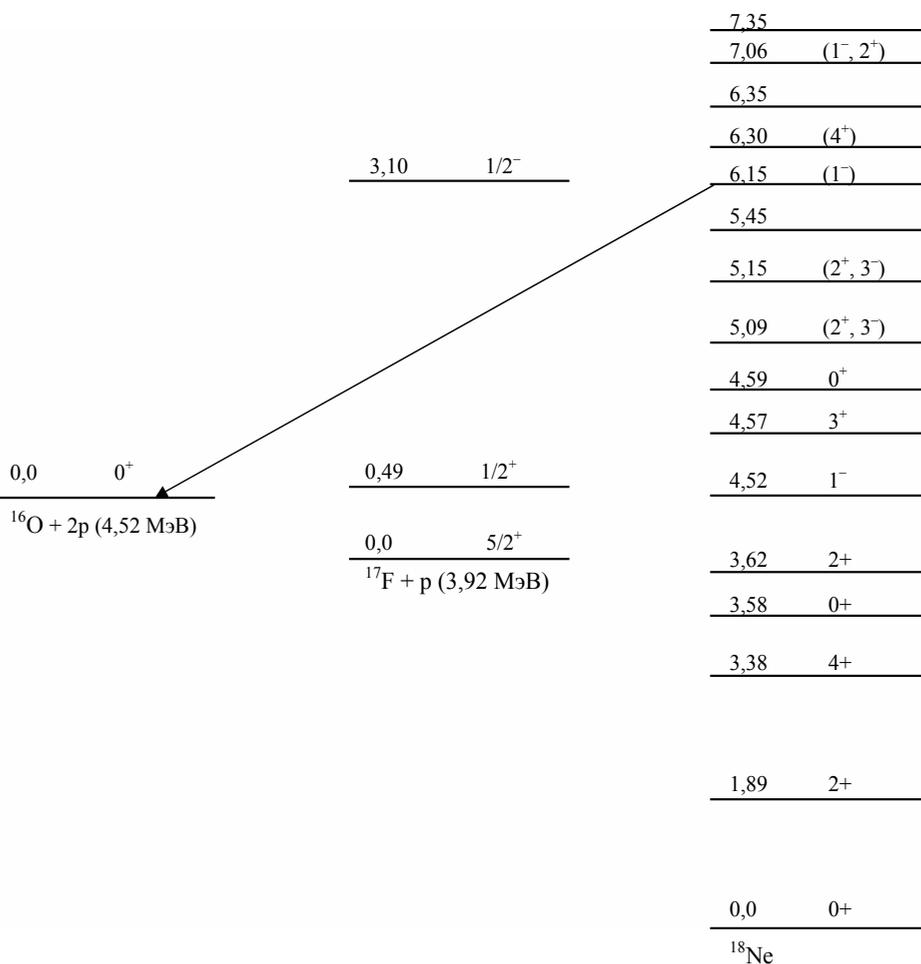


Рис. 31: Схема возбужденных состояний изотопов ^{18}Ne , ^{17}O , ^{16}O . Рядом с каналом реакции в скобках показана энергия связи $^{16}\text{O} + 2p$ и $^{17}\text{F} + p$ относительно основного состояния ^{18}Ne [87]

ядро с $N = Z = 47$. Теоретические расчеты показывают, что валентные нейтрон и протон сверх заполненных оболочек образуют связанные состояния подобные дейтрону [29]. Период полураспада изомерного состо-

яния $J^p = 21^+$ равен $T_{1/2}(21^+) = 0.39(4)$ с. При таком периоде полураспада и достаточно высокой энергии возбуждения ожидалось, что оно может распадаться не только путем испускания γ -квантов, но и в результате

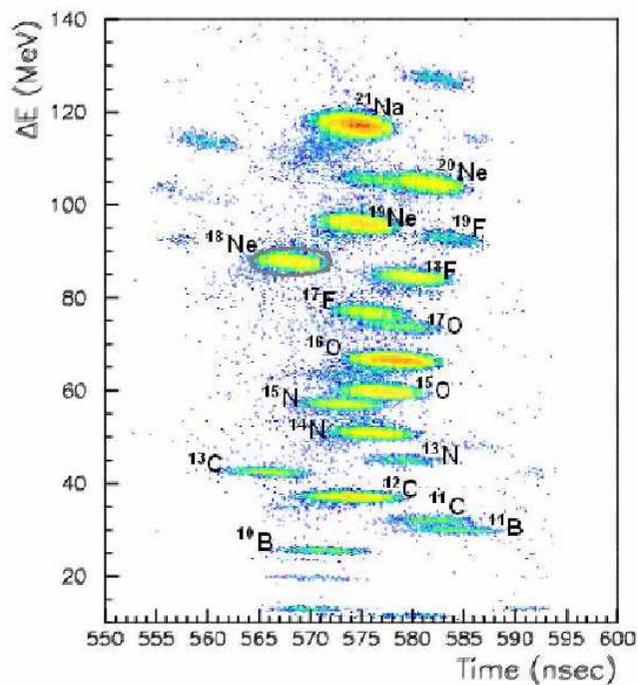


Рис. 32: Зависимость потерь энергии в 16×16 X-Y-стриповом детекторе от времени пролёта на выходе фрагмент-сепаратора. Видны различные ионы, образующиеся в реакции $^{20}\text{Ne} + ^9\text{Be} \rightarrow ^{18}\text{Ne} + X$ [35]

испускания протонов, двух протонов и α -частицы.

В табл. IV приведены энергии основного и изомерных состояний ^{94}Ag и их характеристики распада по данным ENSDF.

Таблица IV: Энергии основного и изомерных состояний ^{94}Ag , их периоды полураспада, парциальные каналы распада

Энергия состояния, кэВ	J^P	$T_{1/2}$
0,0	0^+	26 мс^{+26}_{-9} $\varepsilon = 100\%$ $\varepsilon_p = ?$
$0.0+x$	7^+	0.55 с $\varepsilon = 100\%$ $\varepsilon_p = 20\%$
6670	21^+	0.40 с $\varepsilon_p = 27$ $p = 4.1$ $2p = 0.5$

Энергия отделения нейтрона в ядре ^{94}Ag
 $s_n = 14690 \text{ кэВ}$.

Энергия отделения протона в ядре ^{94}Ag
 $s_p = 890 \text{ кэВ}$.

Энергия α -распада в ядре ^{94}Ag
 $Q_\alpha = 2509 \text{ кэВ}$.

Распад изомерных состояний $J^P = 7^+$ и $J^P = 21^+$ исследовался в экспериментах GSI. Были измерены спек-

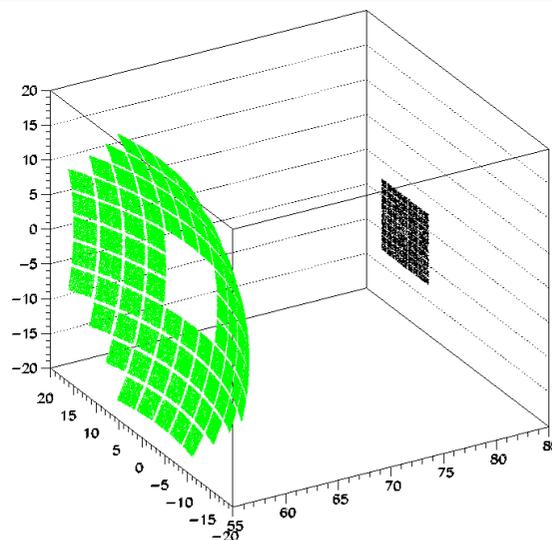
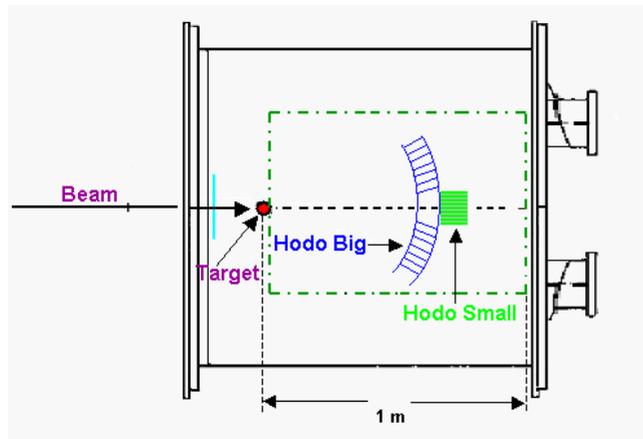
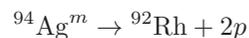


Рис. 33: Схематически показан телескоп, состоящий из сегментированных детекторов Si-CsI(Tl). Детектор регистрировал частицы в телесном угле 0.34 стерadian с эффективностью 72% [35]

тры γ -квантов, образующихся при распаде состояния $J^P = 21^+$ ^{94}Ag , спектры протонов и β -запаздывающих протонов.

Испускание запаздывающих протонов при распаде изомерного состояния 21^+ было обнаружено и исследовано ранее [19]. В работе [29] впервые наблюдалась двухпротонная радиоактивность из изомерного состояния изотопа $^{94}\text{Ag}^m$. Эксперимент выполнен в Дармштадте (Германия). Изомер $^{94}\text{Ag}^m$ образовывался в реакции $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ca}, p3n)$ и затем выделялся с помощью масс-сепаратора. Заряженные продукты реакции детектировались с помощью 6 кремниевых детекторов. γ -кванты распада детектировались системой 17 германиевых детекторов. Энергия двухпротонного распада равна $1.88(9) \text{ МэВ}$ (рис. 36a). Доля двухпротонного канала распада составляет $0.5(3)\%$.

Продукт двухпротонного распада



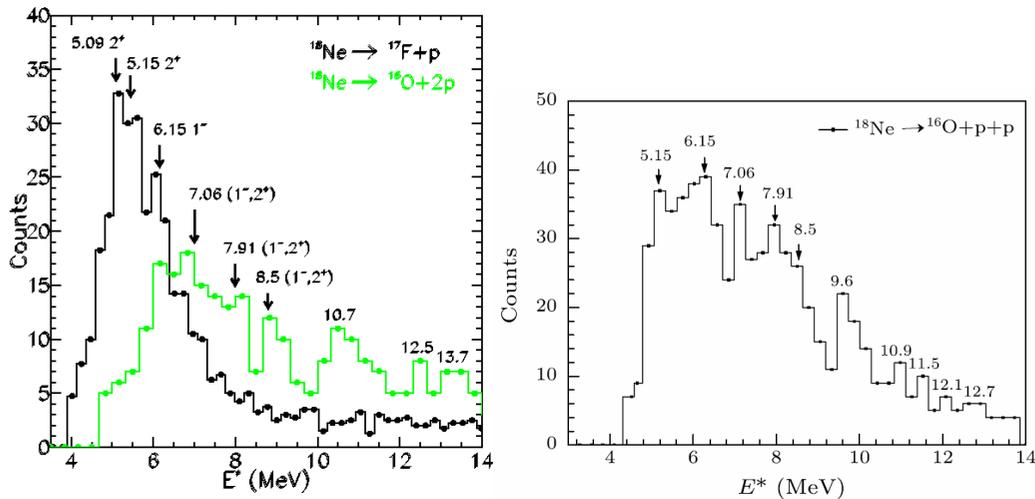


Рис. 34: Спектр возбужденных состояний $^{18}\text{Ne}^*$, распадающихся по каналу $^{18}\text{Ne}^* \rightarrow ^{16}\text{O} + p + p$, $^{18}\text{Ne}^* \rightarrow ^{17}\text{F} + p$. Слева показаны результаты работы [36], справа — результаты работы [37]

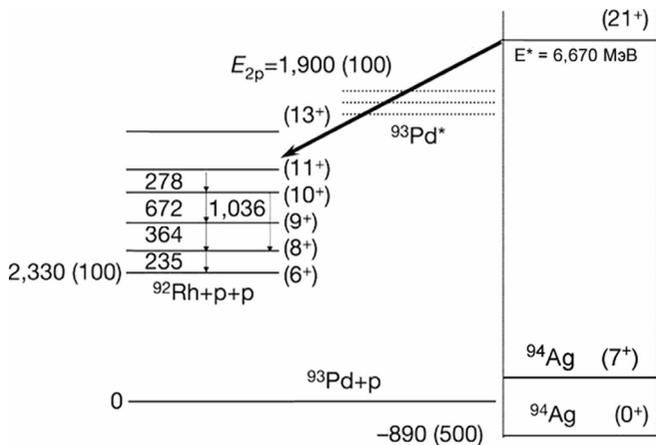
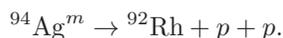


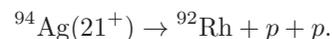
Рис. 35: Двухпротонный распад изомера $^{94}\text{Ag}(21^+)$ на возбужденные состояния ^{92}Rh [29]

изотоп ^{92}Rh идентифицировался по его характерным γ -линиям (рис. 36*b,c*). Двухпротонный распад $^{94}\text{Ag}(J^p = 21^+)$ может происходить как в результате последовательного испускания двух протонов через промежуточные возбужденные состояния ^{93}Pd , так и в результате одновременного трехчастичного распада



Для исследования механизма распада в [29] были измерены спектры протонов в совпадении с γ -квантами, образующимися при распаде возбужденных состояний ^{92}Rh . В верхней части рис. 36*a* показан суммарный спектр двух протонов, измеренный кремниевыми детекторами Si1 и Si2, в совпадении со спектрами γ -квантов, соответствующих распаду возбужденных состояний ^{92}Rh (жирная сплошная линия). Заштрихованный спектр соответствует суммарному спектру двух протонов, измеренному детекторами Si1 и Si2

на совпадение с γ -квантами, сдвинутыми по энергии на 3кэВ вверх и вниз относительно γ -переходов в ядре ^{92}Rh . Видно, что максимум при суммарной энергии двух протонов $E_p = 1.88$ МэВ проявляется только в случае совпадений с γ -переходами в ядре ^{92}Rh . Широкий максимум в спектре в области 1.2 МэВ обусловлен фоном от регистрации позитронов кремниевыми детекторами Si1 и Si2 в совпадении с комптоновской подложкой регистрируемой германиевыми детекторами. Максимумы, наблюдаемые в Si1 и Si2 детекторах в спектре суммарной энергии двух протонов при энергии 1.9 МэВ (рис. 36*a*), соответствуют одновременному трехчастичному распаду



Совместный анализ всей совокупности экспериментальных данных по интерпретации авторов свидетельствует о том, что двухпротонный распад из изомерного состояния $J^p = 21^+$ $^{94}\text{Ag}^m$ впервые наблюдается из сильнодеформированных состояний (отношение осей ядерного эллипсоида 2:1). Согласно интерпретации [19], при $2p$ -распаде происходит испускание протонов с двух противоположных полюсов ядерного эллипсоида в радиальном направлении.

Для окончательного ответа об этих специфических особенностях двухпротонного распада ядра ^{94}Ag из изомерного состояния нужны дополнительные независимые эксперименты, подтверждающие это явление. В работе [75] приводятся результаты анализа возможных систематических ошибок результатов экспериментов по двухпротонному распаду изомерного состояния $J^p = 21^+$ изотопа $^{94}\text{Ag}^m$ [19, 29, 42]. Подтверждение результатов двухпротонного распада изомера $J^p = 21^+$ $^{94}\text{Ag}^m$ в дополнительных независимых экспериментах представляет особый интерес, т. к.

1. впервые обнаружен $2p$ -распад нечетно-нечетного

ядра ($N = Z = 47$),

2. впервые обнаружен $2p$ -распад коллективного возбужденного состояния ($J^P = 21^+$),
3. несомненный интерес представляет рассмотренный авторами механизм трехчастичного распада из сильно деформированного состояния ядра.

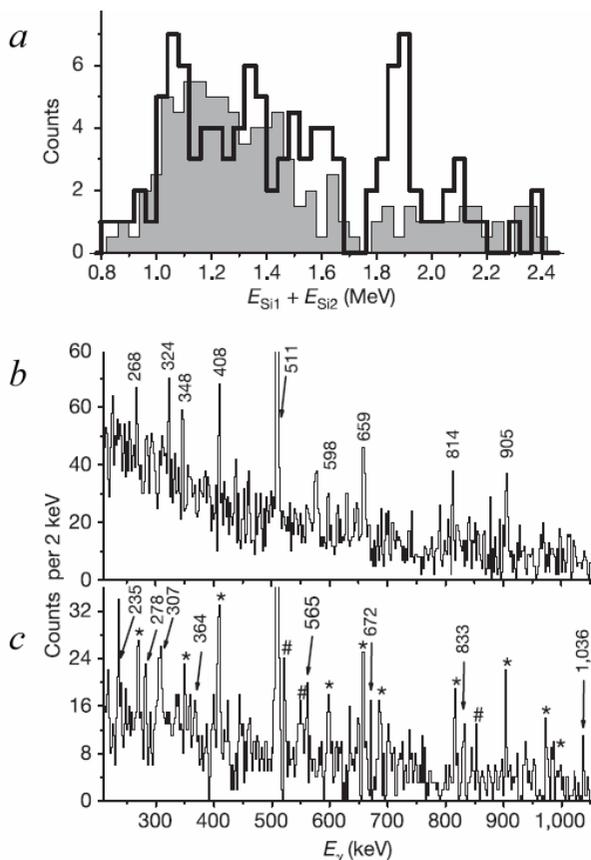


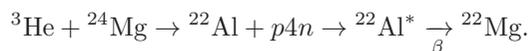
Рис. 36: Спектры протонов (a) и γ -квантов (b, c) при $2p$ -распаде ^{94}Ag ($E_\gamma = 7.7$ МэВ, $J^P = 21^+$). Максимум в спектре протонов при энергии 1.88(9) МэВ соответствует суммарной энергии $2p$ -распада [29]

5. ДВУХПРОТОННЫЕ РАСПАДЫ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ β -РАСПАД

$\beta 2p$ -распад ^{22}Al

Возможность двухпротонного распада, сопровождающего β -распад, обсуждалась В.И. Гольданским [33] как новый тип радиоактивного распада. В.И. Гольданский предсказал, что этот тип радиоактивного распада должен наблюдаться для изотопов ^{22}Al и ^{26}P . Наряду с наблюдением самого процесса распада представляло интерес выяснение механизма этого распада — последовательное или одновременное

испускание двух протонов. Должны ли наблюдаться корреляции в испущенных протонах или вылет протонов происходит независимо? Одним из первых наблюдений запаздывающих $2p$ -распадов был распад ^{22}Al [49]. Схема проведения эксперимента показана на рис. 37. Изотоп ^{22}Al образовывался в реакции



В результате β -распада ^{22}Al образовывался изотоп ^{22}Mg в состоянии ($J^P = 4^+$, $T = 2$) с энергией 14.044 МэВ, который затем распадался с испусканием одного и двух протонов.

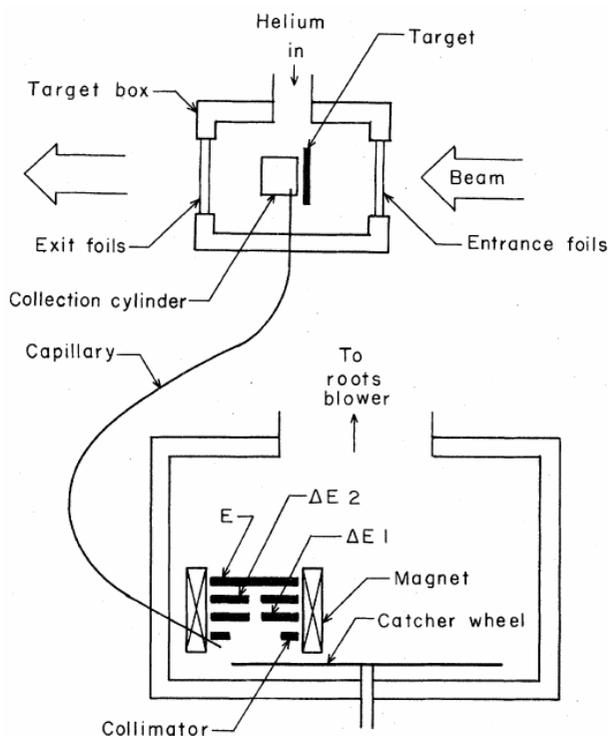


Рис. 37: Схема проведения эксперимента по наблюдению $\beta 2p$ -радиоактивности ^{22}Al [49]

Продукты реакции тормозились в гелии и гелиевой струей переносились с помощью вращающегося транспортера к полупроводниковым ΔE - E детекторам, которые измеряли спектр протонов $2p$ -распада изотопа ^{22}Al . Анализ спектров показал, что основным механизмом двухпротонного распада является последовательное испускание протонов. Второй протон может испускаться из возбужденных состояний в интервале энергии от 9.8 до 11.68 МэВ изотопа ^{21}Na (рис. 38).

На рис. 39 показан спектр протонов, образующихся в результате запаздывающего двухпротонного распада ^{22}Al [34]. Наблюдаются две группы протонов, соответствующие распаду на основное 0^+ и первое возбужденное 2^+ состояния ядра ^{20}Ne . На рис. 39b,c в большом

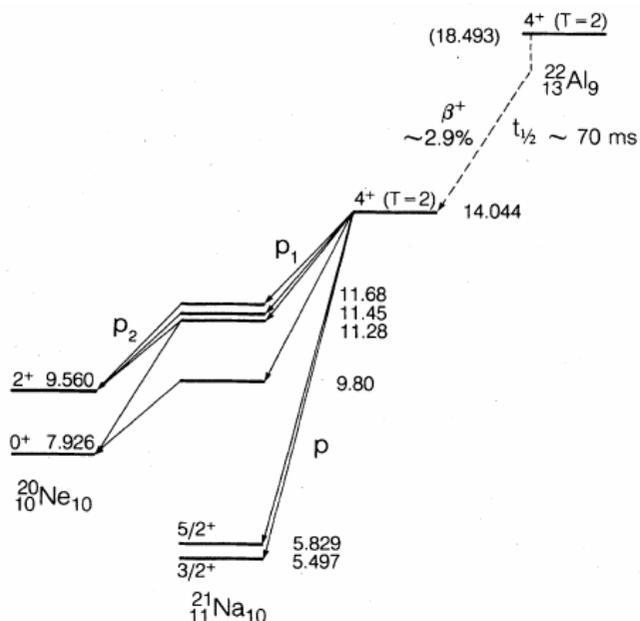
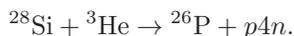


Рис. 38: Схема распада ^{22}Al с испусканием одного и двух запаздывающих протонов [34]

масштабе показана тонкая структура спектров, природа которых обусловлена распадами возбужденных состояний ^{21}Na . Доказательством того, что происходит последовательное испускание двух протонов, является доплеровское смещение энергии второго протона в спектре, возникающее после испускания первого протона.

$\beta 2p$ -распад ^{26}P

Практически одновременно был обнаружен и второй излучатель запаздывающей двухпротонной радиоактивности ^{26}P [34]. Изотоп ^{26}P образовывался в реакции



Измерения были выполнены с помощью того же метода, что и в случае ^{22}Al . Схема распада ^{26}P показана на рис. 40. В этом случае также происходит последовательное испускание двух запаздывающих протонов. В отличие от предыдущего случая распада ^{22}Mg испускание второго протона происходит только из возбужденного состояния ^{25}Al $E^* = 9.24\text{ МэВ}$, что обусловлено структурой возбужденных состояний изотопов ^{21}Na и ^{25}Al , из которого происходит испускание второго протона.

В обоих случаях испускание двух запаздывающих протонов изотопами ^{22}Al и ^{26}P происходит последова-

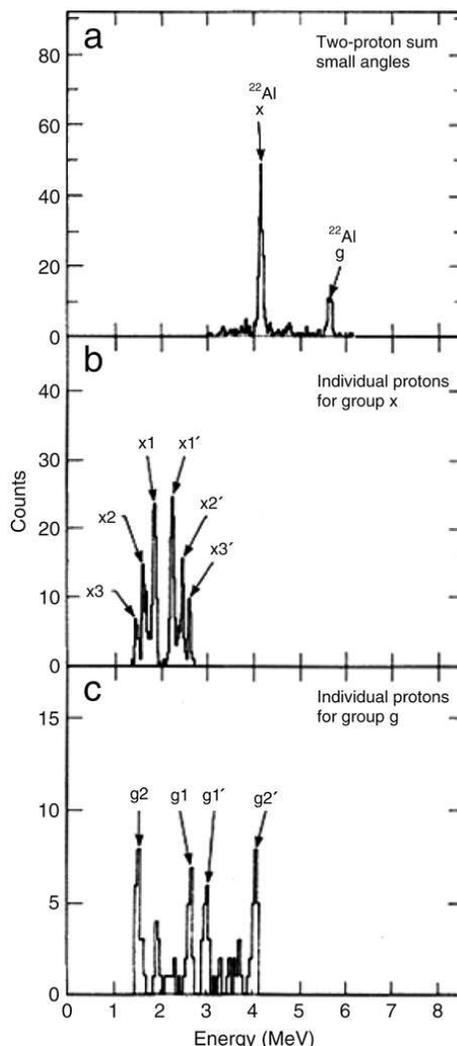
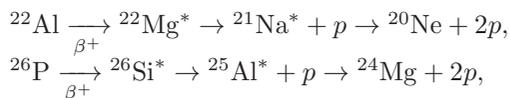


Рис. 39: Распад ^{22}Al с испусканием двух групп запаздывающих протонов распада $^{22}\text{Al} \rightarrow ^{22}\text{Mg} \rightarrow ^{20}\text{Ne} + p + p$. $^{22}\text{Al}g$ соответствует $2p$ -распаду на основное состояние ^{20}Ne . $^{22}\text{Al}x$ соответствует распаду на первое возбужденное состояние 2^+ ядра ^{20}Ne [34]

тельное испускание двух протонов



По мере совершенствования экспериментальной методики наблюдения испускания запаздывающих протонов число изотопов, для которых было обнаружено испускание двух запаздывающих протонов, увеличивалось и в настоящее время оно ~ 10 . Испускание двух запаздывающих протонов кроме изотопов ^{22}Al и ^{26}P было обнаружено в ^{35}Ca , ^{23}Si , ^{27}S , ^{40}Ag , ^{39}Ti , ^{43}Cr , ^{50}Ni . В большинстве случаев достаточно надёжно установлен факт испускания двух запаздывающих протонов, однако более подробная информация о распределении энергии между протонами, функции корреляции протонов и других характеристиках

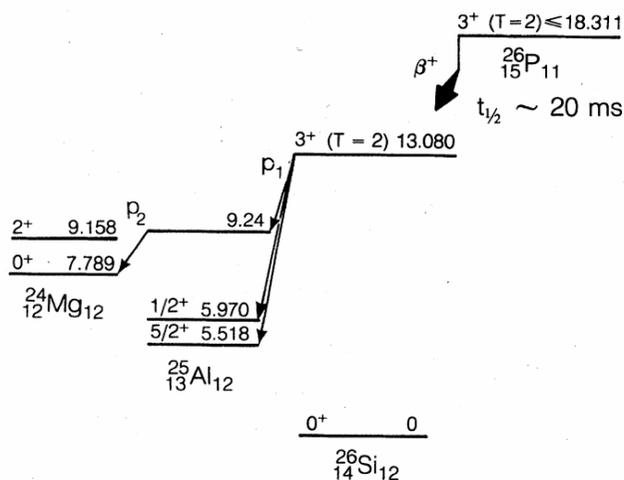


Рис. 40: Схема распада ^{31}P с испусканием одного и двух запаздывающих протонов [34]

реакции требуют дальнейшего уточнения. Из полученных данных следует, что основным механизмом распада излучателей двух запаздывающих протонов является последовательное испускание протонов. Более полную информацию можно найти в обзорах [6, 16]. Обширная программа исследования механизма испускания запаздывающих частиц намечена на ускорителе ISOLDE в CERN.

На рис. 41 систематизированы изотопы-излучатели запаздывающих заряженных частиц, для которых обнаружено это явление и изотопы, для которых возможны соответствующие каналы распада. На рис. 41 приведены результаты расчетов энергии протонов, двух протонов и α -частиц изотопов с массовыми числами $A < 100$, для которых возможно испускание запаздывающих частиц. Темные квадраты показывают изотопы, для которых соответствующий распад обнаружен, светлые квадраты показывают изотопы, для которых распад возможен, но пока не обнаружен. Знак ? обозначает изотопы, для которых возможен двухпротонный распад, конкурирующий с последовательным испусканием двух запаздывающих протонов. Сплошной линией показано для каждой моды распада время прохождения заряженных частиц с орбитальным моментом $l = 0$ через потенциальный барьер $T_{1/2} > 10^{-12} \text{ с}$ — характерное время γ -переходов. Расчеты выполнены в предположении, что энергия, выделяющаяся при β -распаде, делится между продуктами распада пропорционально их массам.

6. МОДЕЛИ ОПИСАНИЯ ДВУХПРОТОННОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ

Явление двухпротонной радиоактивности в значительной степени обусловлено прохождением заряженных протонов через потенциальный барьер, который

создается совместным действием кулоновских сил, ядерным взаимодействием и орбитальным моментом вылетающих протонов. На рис. 42 схематически показано прохождение протона, двух протонов и α -частицы через потенциальный барьер.

Для того чтобы преодолеть потенциальный барьер и оказаться вне ядра во всех трех случаях необходимо определенное время, что и определяет периоды полураспада этих трех типов распадов. В случае α -распада энергия связи α -частицы велика $\sim 28.5 \text{ МэВ}$, поэтому она проходит через потенциальный барьер в виде одного комплекса из четырех нуклонов. В случае $2p$ -распада ситуация принципиально другая. Внутри ядра из-за сил спаривания образуется связанное состояние двух протонов — «дипротон». Однако в свободном состоянии вне ядра связанного состояния двух протонов не существует. Поэтому при прохождении через барьер происходит разрушение «дипротона» и двухпротонная радиоактивность наблюдается в виде двух протонов и дочернего ядра в конечном состоянии. Динамика прохождения «дипротона» через потенциальный барьер и его развал определяют период полураспада двухпротонной радиоактивности. Для корректного описания явления двухпротонной радиоактивности необходимо учесть три попарно взаимодействующие заряженные частицы.

По мере приближения к границе протонной стабильности происходит уменьшение энергии связи протона, α -частицы и увеличение энергии β -распада, что приводит к большому числу каналов распада, по которым может распадаться ядро, находящееся вблизи границы протонной стабильности.

Конкурирующим процессом для двухпротонной и протонной радиоактивности является β^+ -распад, который ограничивает период протонной радиоактивности сверху.

Испускание протонов из основных состояний ядер зависит от энергии протона и его орбитального момента. Возможность наблюдения протонной радиоактивности зависит от конкуренции процесса испускания протона (прохождения через потенциальный барьер) и процесса β^+ -распада. Испускание протонов должно происходить быстрее, чем β^+ -распад, но слишком большая скорость распада сильно уменьшает возможности его экспериментального наблюдения.

Вероятность прохождения протона через потенциальный барьер зависит от его энергии, уносимого орбитального момента и высоты потенциального барьера. На рис. 43, взятом из работы [6], показана зависимость периода полураспада протонной радиоактивности от энергии протона и заряда распадающегося ядра. Горизонтальные линии 101 мс и 10^{-3} мс показывают современные экспериментальные возможности наблюдения $1p$ -распада. Заштрихованный участок показывает характерные времена β^+ -распада ядер, расположенных на границе протонной стабильности.

На рис. 44 показана зависимость периода полураспада изотопа лютеция ^{151}Lu ($Z = 71$) от энергии испу-

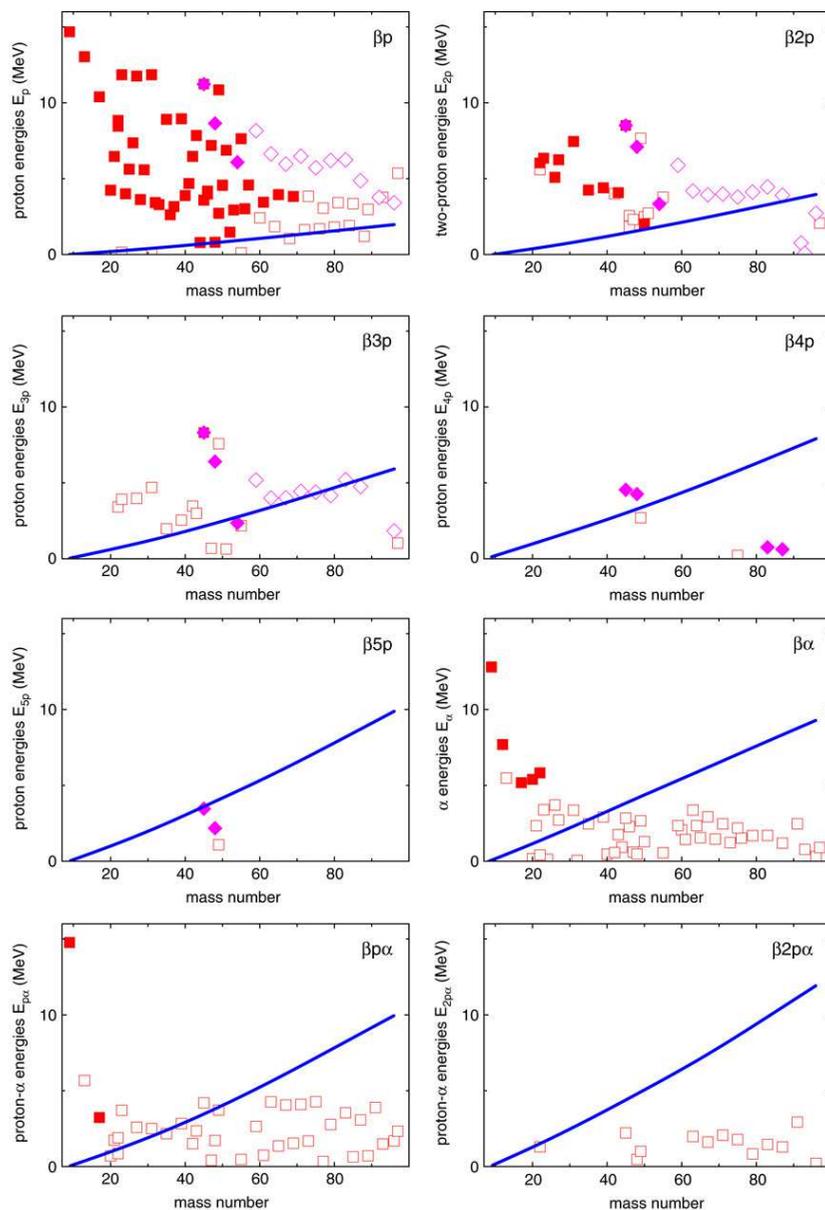


Рис. 41: Излучатели запаздывающих частиц βp , $\beta 2p$, $\beta 3p$, $\beta 4p$, $\beta 5p$, $\beta \alpha$, $\beta \alpha$, $\beta 2p \alpha$, для которых обнаружен соответствующий канал распада (■) и для которых распад возможен, но пока не обнаружен (□). Сплошной линией для каждой моды распада указано испускание частиц с орбитальным моментом $l = 0$ и периодом полураспада ≈ 1 фс [16]

щенного протона и уносимого орбитального момента ($l = 0, 2, 5$), рассчитанная в модели оболочек [55]. Для сравнения показаны экспериментальные данные для распада изотопа ^{151}Lu из основного и изомерного состояний $E_p = 1.31$ МэВ. Основное состояние соответствует протону, находящемуся на подоболочке $h_{11/2}$, $l = 5$. В изомерном состоянии протон находится в одночастичном состоянии $3d_{3/2}$, $l = 2$. Предполагается, что в основном и изомерном состояниях форма ядра сферически симметричная [55]. Рассчитанные периоды полураспада находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Экспериментально измеренный период полураспа-

да $- T_{1/2}(^{151}\text{Lu}) = 80.6$ мс. Энергии испущенных протонов $E_p = 1.31$ МэВ и период полураспада однозначно указывают на высокую заселенность в основном состоянии $l = 5$, в то время как для изомерного состояния $l = 2$.

Двухпротонная радиоактивность должна наблюдаться для четных по Z ядер, в которых благодаря силам спаривания испускание одного протона невозможно исходя из энергетических соображений, в то время как двухпротонный распад энергетически возможен. Двухпротонная радиоактивность — процесс, который также в значительной степени зависит от кулоновского и центростремительного барьеров. Двухпротонная радиоактивность

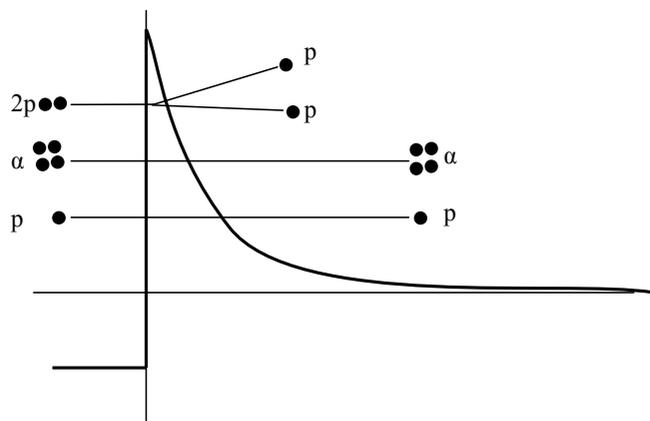


Рис. 42: Схематическая модель прохождения протона p , дипротона $2p$ и α -частицы через потенциальный барьер

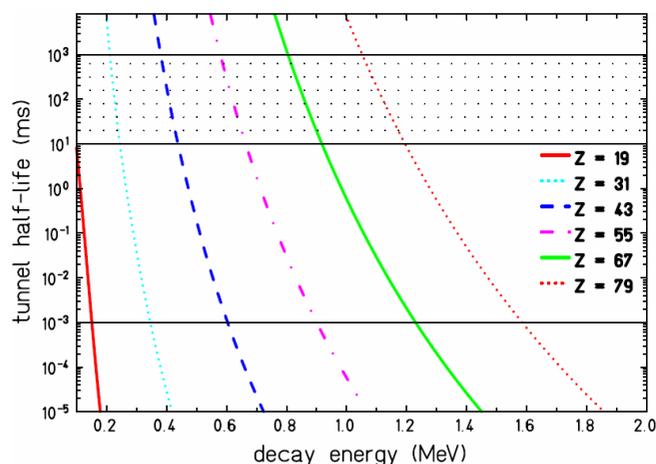


Рис. 43: Зависимость времени туннелирования (периода полураспада) протона через потенциальный барьер в зависимости от его энергии распада и заряда распадающегося ядра $Z=(19-79)$ [6]

должна наблюдаться для средних ядер, имеющих четное число протонов Z , т. к. в случае легких ядер высота потенциального барьера ещё недостаточно высока, что приводит к увеличению вероятности прохождения протонов через барьер и, следовательно, к уширению уровней ядер $(Z - 1)$ и $(Z - 2)$, образующихся после испускания протона, так что они могут перекрываться, и поэтому не удовлетворяет энергетическому условию, $2p$ -радиоактивности.

Динамика двухчастичного распада подробно исследовалась в работах [18, 21, 58, 59, 60, 61, 62]. Ответ на вопрос о том, как происходит испускание протонов, является ключевым для анализа явления двухпротонной радиоактивности. Возможны различные модели описания $2p$ -распада (рис. 45).

1. Полностью некоррелированный распад с испусканием двух протонов, который требует лишь выполнения законов сохранения энергии, импульса,

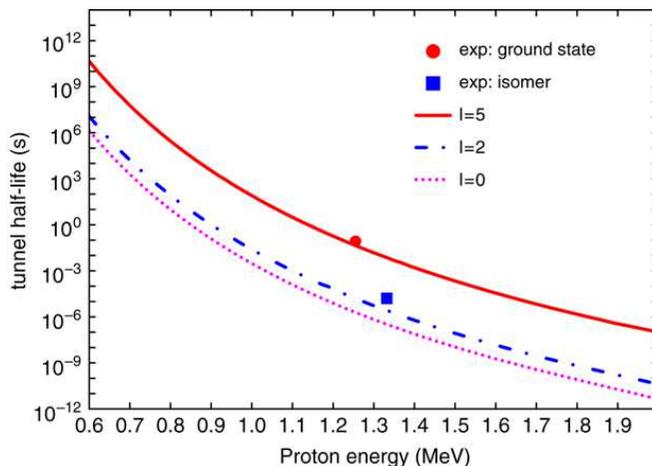
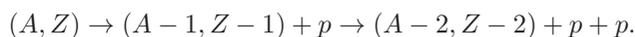


Рис. 44: Зависимость периода полураспада от энергии протона и уносимого орбитального момента для распада из основного и изомерного состояния ^{151}Lu ($Z = 71$) [55]

момента количества движения. Такой распад называют трехчастичным распадом.

2. Скоррелированное испускание двух протонов с образованием связанного состояния с $l = 0$. Такой распад обычно называют эмиссией дипротона ^2H .

3. Последовательное испускание двух протонов



Однако, это слишком схематическое рассмотрение $2p$ -распада. В реальных процессах должна учитываться структура ядер, участвующих в распаде и динамика процесса.

Одна из первых моделей описания двухпротонного распада была модель «дипротона» ^2H , в которой двухпротонный распад рассматривался как испускание бесструктурной частицы с зарядом $Z = 2$ и массой $M = 2m_p$ [63]. Связанное состояние «дипротона» имело $l = 0$. Вероятность распада рассчитывалась в Р-матричной модели и определялась перекрытием волновых функций начального и конечного ядер. Последующее усовершенствование модели учитывало связанное состояние дипротона как резонанс в системе двух протонов [21, 58]. В работе [18] двухпротонная радиоактивность описывалась как трехчастичный распад, в котором учитывались pp -взаимодействия и взаимодействие каждого протона с ядром.

Рассчитаны периоды полураспада в зависимости от энергии распада и роли парциальных волн. $l = 1$ или $l = 3$ для трех изотопов ^{45}Fe , ^{48}Ni , ^{54}Zn (рис. 46).

В работе [61] учитывались не только дискретные состояния модели оболочек, но и состояния в непрерывном спектре. SMEC — Shell Model embedded in the continuum.

Результаты, приведенные на рис. 46, 47, 48 показывают, что описание двухпротонного распада в модели

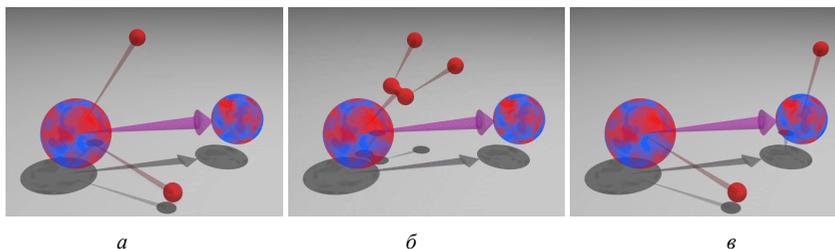


Рис. 45: Различные каналы $2p$ -распада. *a* — трехчастичный распад, *б* —испускание «дипротона», *в* — последовательное испускание двух протонов [52]

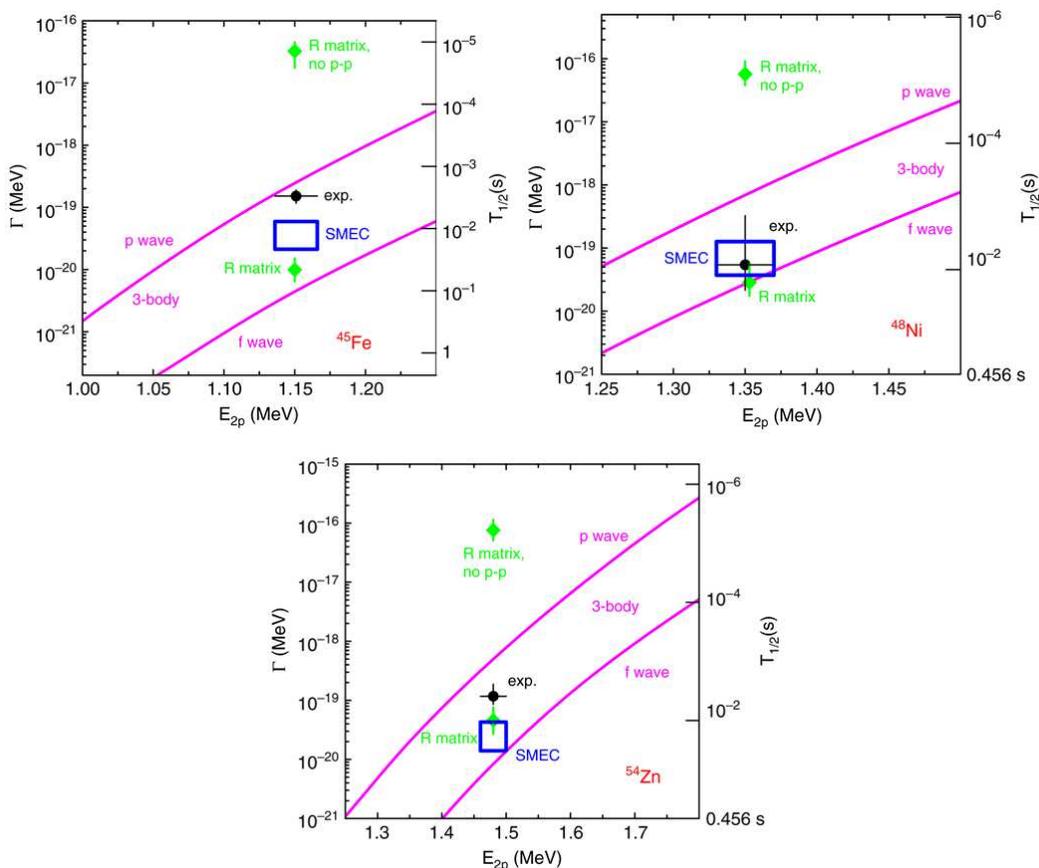


Рис. 46: Сравнение экспериментальных данных (exp) по $2p$ -распаду изотопов ^{45}Fe (левый верхний рисунок), ^{48}Ni (правый верхний рисунок) и ^{54}Zn (нижний рисунок) и теоретических расчетов, выполненных в различных моделях [58, 59, 60–62]

дипротона не согласуется с экспериментальными данными. Она приводит к слишком короткому периоду полураспада $\sim 10^{-5}$ – 10^{-6} с, что находится в противоречии с экспериментальными данными, в то время как результаты работ [18, 60, 62] согласуются с экспериментом.

Для более детального рассмотрения механизма двухпротонной радиоактивности нужна дополнительная информация о распределении энергии между вылетающими протонами и угловая корреляция вылетающих протонов. Такая информация стала доступной в экспериментах, выполненных на оптических времяпроекционных камерах. На рис. 47 показаны результа-

ты таких экспериментов и описание их в трехчастичной модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предсказанное В. И. Гольданским явление двухпротонной радиоактивности подтверждено экспериментально на изотопах ^{45}Fe , ^{54}Zn , ^{48}Ni . Основную конкуренцию двухпротонному распаду из основного состояния составляют протонная радиоактивность, испускание запаздывающих протонов βp и испускание двух запаздывающих протонов. Обнаружено несколько изо-

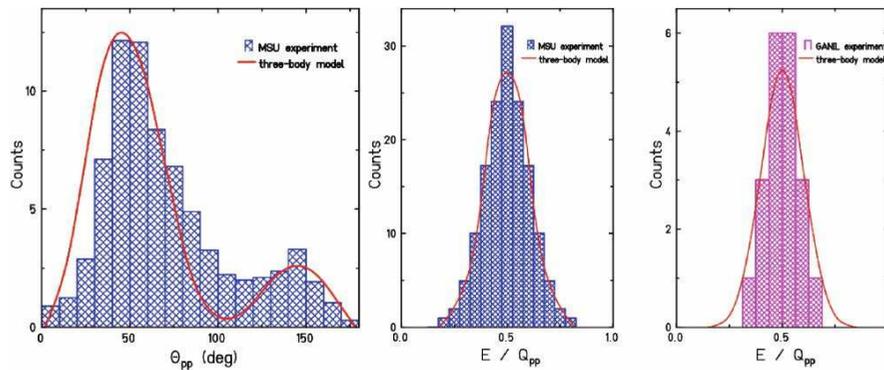


Рис. 47: Угловые и энергетические распределения протонов $2p$ -распада ^{45}Fe . Левый и центральный рисунок — данные [13], правый рисунок — данные [14]. Сплошная линия — результаты расчета [59]

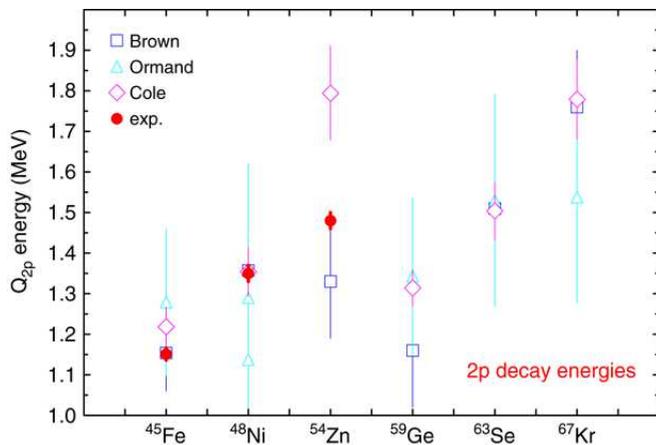


Рис. 48: Сравнение экспериментально измеренных энергий $2p$ -распада изотопов ^{45}Fe , ^{48}Ni и ^{54}Zn и результатов теоретических расчетов для этих ядер и предсказанные энергии $2p$ -распада изотопов ^{59}Ge , ^{63}Se и ^{67}Kr , для которых возможна $2p$ -радиоактивность [16, 57, 65, 66]

топов, распадающихся в результате двухпротонной радиоактивности с периодами полураспада меньше 1 мкс. ^{19}Mg , ^{16}Ne , ^{12}O .

На рис. 49, взятом из работы [81], показана зависимость периодов полураспада $2p$ -радиоактивных изотопов от энергии $2p$ -распадов для нескольких измеренных и предсказанных $2p$ -радиоактивных изотопов. Здесь же для сравнения показаны результаты теоретических расчетов, выполненных на основе модели трехчастичного распада. В целом теоретическая модель хорошо описывает полученные экспериментальные данные. Из данных, приведенных на рис. 49, виден широкий диапазон периодов полураспада $2p$ -радиоактивных изотопов от ^6Be ($\Gamma = 92\text{ кэВ}$) до изотопа ^{54}Fe ($T_{1/2} \approx 2,8 \div 5,7\text{ мс}$). На рисунке показан метод, с помощью которого детектировались $2p$ -радиоактивные изотопы.

1. Missing mass — на основе анализа спектра масс ($T_{1/2} \sim 10^{-21}\text{ с}$).

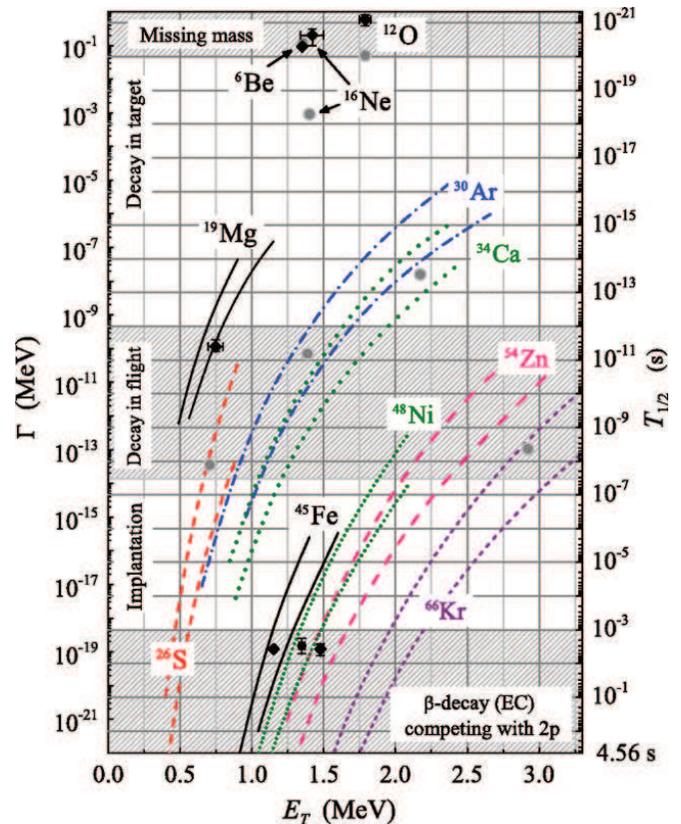


Рис. 49: Зависимость периода полураспада $2p$ -радиоактивности от энергии $2p$ -распада [81]

2. Decay in target — распад в мишени ($T_{1/2} = 10^{-19} - 10^{-7}\text{ с}$).
3. Decay in flight — распад изотопа в полете ($T_{1/2} = 10^{-12} - 10^{-7}\text{ с}$).
4. Implantation — метод имплантации в детектор ($T_{1/2} = 10^{-7} - 10^3\text{ с}$).
5. β -decay (EC) competing with $2p$ — конкуренция между β -распадом и $2p$ -распадом

Таблица V: Перспективные (экспериментально не наблюдавшиеся) двухпротонные распадчики с $A < 72$ [18]

$\frac{A}{Z}Z$	J^π	E_T , кэВ	$\frac{A-1}{Z-1}(Z-1)$	J^π	S_p кэВ	$\frac{A-2}{Z-2}(Z-2)$	J^π	$T_{1/2}$ или Γ
$^{30}_{18}\text{Ar}$	(0^+)	1430	$^{29}_{17}\text{Cl}$	$(3/2^+)$	350	$^{28}_{16}\text{S}$	0^+	0.7–33 пс
		3105			–465			2–26 эВ
$^{34}_{20}\text{Ca}$	(0^+)	755	$^{33}_{19}\text{K}$		900	$^{32}_{18}\text{Ar}$	0^+	0.2–7 мс
		2190			230			0.1–0.003 пс
$^{38}_{22}\text{Ti}$	(0^+)	960	$^{37}_{21}\text{Sc}$	$(7/2^-)$	1030	$^{36}_{20}\text{Ca}$	0^+	
		2432			438			
		2590			375			
$^{41}_{24}\text{Cr}$		2249	$^{40}_{23}\text{Va}$	(2^+)	264	$^{39}_{22}\text{Ti}$	$3/2^+$	
$^{42}_{24}\text{Cr}$	(0^+)	498	$^{41}_{23}\text{Va}$	$(7/2^-)$	1216	$^{40}_{22}\text{Ti}$	0^+	
		260			1060			
		–960 до 1900						
		452			1282			
		655			1150			
$^{58}_{32}\text{Ge}$	(0^+)	2780	$^{57}_{31}\text{Ga}$	$(1/2^-)$	–240	$^{56}_{30}\text{Zn}$	0^+	0.1–6.5 нс
		2636			–296			0.4–26 нс
		2380			–160			8–400 нс
$^{59}_{32}\text{Ge}$	$(7/2^-)$	1100	$^{58}_{31}\text{Ga}$	(2^+)	300	$^{57}_{30}\text{Zn}$	$(7/2^-)$	> 2500 с
		1343			58			> 3 с
		1160			190			> 300 с
$^{62}_{34}\text{Se}$	(0^+)	2888	$^{61}_{33}\text{As}$	$(3/2^-)$	–142	$^{60}_{32}\text{Ge}$	(0^+)	0.4–16 нс
		2760			–100			1.4–55 нс
$^{63}_{34}\text{Se}$	$(3/2^-)$	1530	$^{62}_{33}\text{As}$	(1^+)	69	$^{61}_{32}\text{Ge}$	$(3/2^-)$	0.3–15 с
		1510			110			0.6–27 с
$^{66}_{36}\text{Kr}$	(0^+)	2832	$^{65}_{35}\text{Br}$	$(5/2^-)$	–1	$^{64}_{34}\text{Se}$	(0^+)	6–400 нс
$^{67}_{36}\text{Kr}$	$(3/2^-)$	1538	$^{66}_{35}\text{Br}$	(0^+)	155	$^{65}_{34}\text{Se}$	$(3/2^-)$	> 15 с
		1760			–50			46 мс–4 с
$^{71}_{38}\text{Sr}$	$(5/2^-)$	2060	$^{70}_{37}\text{Rb}$	(4^+)	?20	$^{69}_{36}\text{Kr}$	$(5/2^-)$	

$(T_{1/2} = 10^{-3} - 4,56 \text{ с}).$

В табл. V, взятой из работы [18], приведена более подробная информация об изотопах, в которых может быть обнаружена двухпротонная радиоактивность.

Двухпротонная радиоактивность получила экспериментальное подтверждение. Исследование этого явления представляет особый интерес, так как позволяет с единых позиций исследовать как структуру атомных ядер излучателей двух протонов, так и механизм их прохождения через потенциальный барьер. Новые эксперименты в этой области исследований позволят надежно установить границу существования атомных

ядер, перегруженных протонами.

Благодарности

Автор выражает признательность коллегам по работе проф. И. М. Капитонову, ст. науч. Сотруднику А. А. Кузнецову и физику С. С. Бельшеву за полезные дискуссии и обсуждение материалов, представленных в обзоре. Автор признателен Д. В. Лосеву за большую работу, связанную с подготовкой материалов обзора.

[1] Гольданский В. И. ЖЭТФ. **39**, вып. 2(8). С. 497. (1960).
 [2] Goldansky V. I. Nuclear Physics. **19**. P. 482. (1960).
 [3] Гольданский В. И. УФН. **87**, вып. 2. С. 255. (1965).
 [4] Базь А. И., Гольданский В. И., Зельдович Я. Б. УФН. 1960. **77**, вып. 2. С. 211. (1960).
 [5] Blank B. Nuclear Physics News. **19**, No. 3. P. 14. (2009).
 [6] Blank B., Pioszajczak M. Rep. Prog. Phys. **71**. P. 046301. (2008).
 [7] Blank B., Bey A. et al. Phys. Rev. Lett. **94**. P. 232501. (2005).
 [8] Giovinazzo J., Blank B. et al. Phys. Rev. Lett. **89**, No. 10. P. 102501. (2002).
 [9] Pfützner M., Badura E. et al. Eur. Phys. J.A. **14**, 3. P. 279. (2002).
 [10] Dossat C., Bey A., Blank B. et al. Phys. Rev. C. **72**. P. 054315. (2005).
 [11] Miernik K., Dominik W. et al. Nucl. Instr. And Meth. A. **581**. P. 194. (2007).
 [12] Miernik K., Dominik W. et al. Phys. Rev. Lett. 2007. **99**. P. 192501. (2007).
 [13] Blank B., Audirac L. et al. Nucl. Instr. And Meth. B. **266**. P. 4606. (2008).

- [14] *Giovinazzo J., Blank B. et al.* Phys. Rev. Lett. 2007. **99**. P. 102501. (2007).
- [15] *Гольданский В.И.* Письма в ЖЭТФ. **1**(3). С. 15. (1965).
- [16] *Blank B., Borge M.J.G.* Prog. Part. Nucl. Phys. **60**. P. 403. (2008).
- [17] *Symons T.J.M. et al.* Phys. Rev. Lett. **42**. No. 1. (1979).
- [18] *Григоренко Л.В.* Физика элементарных частиц и атомного ядра. **40**, вып. 5. (2009).
- [19] *Mukha I. et al.* Phys. Rev. C. **70**. P. 044311. (2004).
- [20] *Woods P.J., Davis C.N.* Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **47**. P. 541. (1997).
- [21] *Brown B. Alex.* Phys. Rev. C. **43**. R1514. (1991).
- [22] *Dossat C. et al.* Nucl. Phys. A. **792**. P. 18. (2007).
- [23] *Miernik K. et al.* Phys. Rev. C. **76**. P. 041304(R). (2007).
- [24] *Blank B. et al.* Eur. Phys. J. A. **25**, s01. P. 169. (2005).
- [25] *Åystö J.* Nature. **439**. P. 279. (19 Jan. 2006).
- [26] *Mukha I. et al.* Phys. Rev. C. **77**. P. 061303(R). (2008).
- [27] *Blank B. et al.* Phys. Rev. Lett. **77**, No. 14. P. 2893. (1996).
- [28] *Blank B. et al.* Phys. Rev. Lett. **84**, No. 6. P. 1116. (2000).
- [29] *Mukha I. et al.* Nature. 19 Jan. **439**. P. 298. (2006).
- [30] *Mukha I. et al.* Phys. Rev. Lett. **99**. P. 182501. (2007).
- [31] *Chromik M.J. et al.* Phys. Rev. C. **66**. P. 024313. (2002).
- [32] *Walker P.M., Johnson R. C.* Nature Physics. Dec. **3**. P. 836. (2007).
- [33] *Гольданский В.И.* Письма в ЖЭТФ. **32**, вып. 9. С. 572. (1980).
- [34] *Cable M.D. et al.* Phys. Rev. C. **30**. P. 1276. (1984).
- [35] *Rapisarda E. et al.* Eur. Phys. J. **150**, No. 1. P. 169. (2007).
- [36] *Rapisarda E. et al.* First observation of two-protons decay from excited levels of ^{18}Ne . INFN-LNS Activity Report, 2007.
- [37] *Fei JIA et al.* Chin. Phys. Lett. **26**, No. 3. P. 032301. (2009).
- [38] *Raciti G. et al.* Journal of Physics: Conference Series. **111**. P. 012049. (2008).
- [39] *Brown B. Alex.* Proceedings of the 11th International Conference on Nuclear Reaction Mechanisms (ed. by E. Gadioli), June 12–16, 2006. (Varenna, Italy, Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente, Supplemento N. 126. P. 395).
- [40] *Fraille L.M., Dystu J.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. **513**. P. 287. (2003).
- [41] *Bain C.R. et al.* Phys. Lett. B. **373**. P. 35. (1996).
- [42] *Mukha I. et al.* Nature. **439**. P. 298. (2006).
- [43] *Tengblad O. et al.* Nucl. Instr. Meth. A. **525**. P. 458. (2004).
- [44] *Mukha I. G.* Yadernaya Fizika. **66**, No. 8. P. 1563. (2003).
- [45] *Бочкарев О. В. и др.* Ядерная физика. **52**, вып. 6(12). (1990).
- [46] *Данилин Б.В. и др.* Ядерная физика. **46**, вып. 2(8). (1987).
- [47] *Кадменский С.Г.* «Протонная радиоактивность и границы нуклонной устойчивости ядер». <http://nuclphys.sinp.msu.ru/decay/protrad.html>
- [48] *Tarasov V.N. et al.* Problems of Atomic Science and Technology, Series: Nuclear Physics Investigations. No. 5(48). P. 3. (2007).
- [49] *Cable M.D.* Phys. Rev. Lett. **50**, No. 6. P. 404. (1983).
- [50] *Sauli F.* Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. A. **386**. P. 531. (1997).
- [51] *Dumé B.* New isotope doubles up. <http://physicsworld.com/cws/article/news/22239>
- [52] First observation of 2p radioactivity in the decay of ^{45}Fe . <http://www.cenbg.in2p3.fr/spip.php?article213>
- [53] Isotope data for ^{45}Fe in the Periodic Table. <http://periodictable.com/Isotopes/026.45/index.full.dm.html>
- [54] *Cole B.J.* Phys. Rev. C. **54**. P. 1240. (1996).
- [55] *Hofmann S.* Nuclear Decay Modes. (IOP Publishing, 1996).
- [56] *Bingham C.R. et al.* Phys. Rev. C. **59**. P. R2984. (1999).
- [57] *Brown B.A. et al.* Phys. Rev. C. **65**. P. 045802. (2002).
- [58] *Brown B.A., Barker F.C.* Phys. Rev. C. **67**. P. 041304. (2003).
- [59] *Grigorenko L., Zhukov M.* Phys. Rev. C. **68**. P. 054005. (2003).
- [60] *Grigorenko L., Mukha I., Zhukov M.* Nucl. Phys. A. **714**. P. 425. (2003).
- [61] *Bennaceur K., Dobaczewski J., Ploszajczak M.* Phys. Rev. C. **60**. P. 034308. (1999).
- [62] *Rotureau J., Okolowicz J., Ploszajczak M.* Phys. Rev. Lett. **95**. P. 042503. (2005).
- [63] *Brown B.A.* Phys. Rev. C. **43**. P. R1513. (1991).
- [64] *Ormand W.E.* Phys. Rev. C. **53**. P. 214. (1996).
- [65] *Ormand W.E.* Phys. Rev. C. **55**. P. 2407. (1997).
- [66] *Cole B.J.* Phys. Rev. C. **54**. P. 1240. (1996).
- [67] *Ишханов Б.С., Кэбин Э.И.* Экзотические ядра. (М.: УНЦ ДО. 2002).
- [68] *Ormand W.E.* Phys. Rev. C. **55**. P. 2407. (1997).
- [69] *Miernik K. et al.* Phys. Rev. Lett. **99**. P. 192501. (2007).
- [70] *Kryger R. A. et al.* Phys. Rev. Lett. **74**. P. 860. (1995).
- [71] *Benenson W. et al.* Phys. Rev. C. **9**. P. 2130. (1974).
- [72] *Ajzenberg-Selove F.* Nucl. Phys. A. **506**. P. 1. (1990).
- [73] *Ajzenberg-Selove F.* Nucl. Phys. A. **460**. P. 1. (1986).
- [74] *Ajzenberg-Selove F.* Nucl. Phys. A. **490**. P. 1. (1988).
- [75] *Jenkins D. G.* Phys. Rev. C. **80**. P. 054303. (2009).
- [76] *Xu X. X. et al.* Phys. Rev. C. **81**. P. 054317. (2010).
- [77] *Cerny J. et al.* Phys. Rev. Lett. **103**. P. 152502. (2009).
- [78] *Mercurio K. et al.* Phys. Rev. C. **78**. P. 031602(R). (2008).
- [79] *Chromik M.J. et al.* Phys. Rev. C. **66**. P. 024313. (2002).
- [80] *Ишханов Б.С.* Радиоактивность. (М.: Университетская книга, 2011).
- [81] *Pfützner M., Karny M., Grigorenko L. V., Rüsager K.* Rev. Mod. Phys. **84**. P. 567 (2012).
- [82] *Whaling W.* Phys. Rev. **150**. P. 836. (1966).
- [83] *KeKelis G.J. et al.* Phys. Rev. C. **17**. P. 1929. (1978).
- [84] *Suzuki D. et al.* Phys. Rev. Lett. **103**. P. 152503. (2009).
- [85] *Woodward C.v.J., Tribble R.E., Tanner D.M.* Phys. Rev. C. **27**, P. 27. (1983).
- [86] *Pomorski M. et al.* Phys. Rev. C. **83**. P. 061303(R). (2011).
- [87] NuDat, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory.

Two-proton radioactivity**B. S. Ishkhanov**^{1,2}¹*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, 1(2), Leninskie gory, GSP-1, Moscow 119991, Russia*²*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, 1(2), Leninskie gory, GSP-1, Moscow 119991, Russia**E-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru*

Two-proton radioactivity was predicted for even- Z nuclei for which due to the pairing force one proton emission is energetically forbidden. The two-proton emission is essentially governed by the Coulomb and centrifugal barriers. Two-proton radioactivity is sensitive to nuclear structure and emission process itself. A model which treats the emission dynamics reasonably well is the three-body model.

PACS: 23.50.+z.

Keywords: two-proton radioactivity, half-life, partial decay width.

Received 23.03.2015.

Сведения об авторе

Ишханов Борис Саркисович — доктор физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой общей ядерной физики физического факультета МГУ, начальник отдела электромагнитных процессов в атомных ядрах НИИЯФ МГУ; тел. (495) 939-50-95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru