

ЯДЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ

*И. Н. Вишневский, В. А. Желтоножский,
В. М. Коломиец*

Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

Дан обзор экспериментальных и теоретических работ по исследованию возбуждения низколежащих состояний ядер $^{113,115}\text{In}$, ^{111}Cd , ^{103}Rh , $^{107,109}\text{Ag}$, ^{176}Lu и ^{197}Au при аннигиляции позитронов с электронами атомной оболочки. Рассмотрена эмиссия нейтронов из ядра ^9Be обусловленная бесфотонной аннигиляцией позитронов. Обсуждается новое явление — возбуждение дочернего ядра при аннигиляции позитронов в процессе β^+ -распада.

The experimental and theoretical results of the investigation of the excitation of the lowlying states of the nuclei $^{113,115}\text{In}$, ^{111}Cd , ^{103}Rh , $^{107,109}\text{Ag}$, ^{176}Lu and ^{197}Au by the annihilation of the positrons and atomic electrons are reviewed. The neutron emission from the nucleus ^9Be due to the nonradiative annihilation of the positrons is considered. The new phenomenon of the excitation of the daughter nucleus by the positron annihilation in the β^+ -decay is discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Исторически существование позитрона было впервые предсказано Дираком при анализе релятивистского уравнения движения для свободного электрона. В дальнейшем позитрон — частица с зарядом $|e|$ и массой, равной массе электрона, — был обнаружен К. Андерсоном в космических лучах, а последующие эксперименты блестяще подтвердили предсказания теории Дирака об аннигиляции и рождении электрон-позитронных пар. Это были первые примеры взаимного превращения частиц.

Рождение электрон-позитронной пары γ -квантом происходит при энергиях, превосходящих $2mc^2$ (m — масса электрона) в присутствии третьей частицы. Примером такого процесса может служить парная конверсия при ядерных переходах [1]. Обратным процессом к рождению электрон-позитронной пары является аннигиляция позитронов. Обычно аннигиляция сопровождается испусканием фотонов, хотя, как мы увидим, возможна и бесфотонная аннигиляция. Для свободных частиц законы сохранения энергии и импульса запрещают однофотонную аннигиляцию и наиболее вероятным процессом в этом случае будет испускание двух γ -квантов. Если электрон связан в атоме, то возможна одноквантовая аннигиляция. Сечение σ_a такого процесса для тяжелых атомов достигает 10^{-24} см². Например, при аннигиляции позитрона с K -электронами в атоме ^{208}Pb имеем $\sigma_a =$

$= (0,61 \div 0,76) \cdot 10^{-24}$ см² при энергиях позитрона $E_+ = 0,64 \div 0,89$ МэВ [2].

Наряду с перечисленными процессами одно- и двухфотонной аннигиляции возможна бесфотонная аннигиляция, при которой энергия аннигилирующей пары передается непосредственно ядру или электронной оболочке атома. Бесфотонная аннигиляция с возбуждением ядра впервые рассмотрена теоретически Р. Презентом и С. Ченом [3], как процесс, обратный парной конверсии. Однако первая экспериментальная работа по бесфотонной аннигиляции была выполнена для атома с передачей энергии в электронную оболочку подобно оже-эффекту [4]. Полученные при этом экспериментальные сечения $\sigma_{\text{эксп}} = (0,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-26}$ см² для ²⁰⁸Pb оказались в очень хорошем согласии с теоретической оценкой $\sigma_{\text{теор}} = 0,73 \cdot 10^{-26}$ см² [4]. В дальнейшем был выполнен ряд экспериментальных работ по бесфотонной аннигиляции с возбуждением ядра [5—11]. Однако уже в первых экспериментах на изотопах ¹¹⁵In [5—8] было отмечено значительное расхождение с теорией. Накопление новых экспериментальных данных для ядер ¹¹¹Cd, ¹⁰³Rh, ^{107,109}Ag, ¹⁷⁶Lu, ¹⁹⁷Au и дальнейшее развитие теории не привело, к сожалению, к улучшению ситуации, и цель этого обзора обсудить имеющуюся экспериментальную и теоретическую информацию по аннигиляции позитронов с возбуждением ядра.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Источники позитронов. Вероятность процесса бесфотонной аннигиляции с возбуждением ядра мала, и поэтому для его исследования необходимы высокоинтенсивные пучки позитронов. В настоящее время практическое значение имеют два способа получения позитронов: реакция перезарядки (e^- , e^+) в поле ядра и радиоактивный распад нейтронно-дефицитных ядер. При реалистических токах электронов $I_- \lesssim 100$ мА с энергией $E \lesssim 5$ МэВ плотность потока позитронов в реакциях перезарядки не превышает $\sim 10^7$ см⁻²·с⁻¹ даже в случае рождения пары в поле тяжелого ядра. Выход позитронов при радиоактивном распаде может быть значительно большим и определяется количеством радиоактивных ядер, нарабатываемых на современных установках. Обычно это активности около 1 Ки ($3,7 \cdot 10^{10}$ расп./с) на ускорителях (циклотроны, электростатические генераторы) и $10^3 - 10^4$ Ки на реакторах. Хотя реакторы с этой точки зрения предпочтительнее, в реакциях с тепловыми нейтронами могут быть получены только четыре β^\pm -активные ядра с приемлемыми временами жизни: ²²Na ($T_{1/2} = 2,6$ лет), ⁶⁴Cu ($T_{1/2} = 12,7$ ч), ¹⁰⁶Cd ($T_{1/2} = 6,9$ ч) и ¹⁵²Eu ($T_{1/2} = 9,3$ ч). Из этих изотопов для получения больших потоков позитронов практически пригодны только ²²Na и ⁶⁴Cu, так как в ядрах ¹⁰⁶Cd и ¹⁵²Eu вероятность β^+ -распада составляет $10^{-2} - 10^{-4}$ относительно полной вероятности распада.

Источник с изотопом ^{22}Na удобен тем, что благодаря большому периоду полураспада с ним можно проводить долговременные эксперименты. Однако достижимые активности ^{22}Na , как правило, не превышают 10 мКи, что слишком мало. В наших экспериментах [6, 7, 11] в качестве источника использовался изотоп ^{64}Cu , который получался при облучении меди естественного изотопного состава нейтронами реактора. Плотность потока позитронов с этим источником может достигать $10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Кроме того, можно увеличить вероятность аннигиляционного возбуждения ядер мишени за счет увеличения площадей источника позитронов и облучаемых мишеней. Практически это позволяет увеличить наблюдаемый эффект на 2—4 порядка. Использование источника ^{64}Cu ограничено, однако, тем, что максимальная энергия позитронов при распаде ^{64}Cu равна 658 кэВ и поэтому при бесфотонной аннигиляции могут возбуждаться только уровни с энергией $\leq 1,6$ МэВ. Источники с большей граничной энергией позитронов (до 4—5 МэВ) могут быть получены на циклотронах. Плотность потока позитронов $10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, которая достижима при облучении на циклотроне, вполне достаточна для проведения исследований.

При выборе радиоактивного источника необходимо учитывать ряд общих требований: простоту получения нужного изотопа, наличие сильной β^+ -компоненты в схеме распада с необходимой энергией, отсутствие интенсивного γ -излучения с энергией большей, чем энергия ядерного перехода, период полураспада должен быть несколько часов и больше. В табл. 1 приведены наиболее подходящие, с нашей

Таблица 1. Характеристики некоторых источников позитронов ($\epsilon_{\beta^+}^{\text{макс}}$ — максимальная кинетическая энергия позитронов; $I_{\beta^+}^{\text{осн}}/I_{\beta^+}$ — доля β^+ -распада в основное состояние; I_{γ}/I_{β^+} — соотношение между интенсивностями γ - и β^+ -переходов)

Ядро	$T_{1/2}$	$\epsilon_{\beta^+}^{\text{макс}}$, МэВ	$I_{\beta^+}^{\text{осн}}/I_{\beta^+}$, %	I_{γ}/I_{β^+}	Способ получения
^{64}Cu	12,7 ч	0,658	19	$3 \cdot 10^{-2}$	(n, γ)
^{46}Ti	3,1 ч	1,04	85	$1 \cdot 10^{-3}$	($d, 2n$)
^{62}Cu в равновесии с ^{62}Zn	9,1 ч	2,9	98	$1 \cdot 10^{-4}$	(p, pxn)
^{66}Ga	9,1 ч	4,1	50	$5 \cdot 10^{-1}$	(α, n)

точки зрения, радиоактивные ядра, которые могут быть использованы в качестве источников позитронов.

Методика эксперимента. Методика всех экспериментальных работ [5—11] по аннигиляционному возбуждению ядер была примерно одинаковой. Из-за сильного фона от γ -квантов, образующихся в одной двухквантовой аннигиляции, а также от тормозного излучения позитронов исследовать возбуждение ядерных состояний непосред-

ственно в *in-beam*-спектроскопии практически невозможно. Поэтому выбирались ядра-мишени, у которых возбужденные состояния, заселяемые при аннигиляции позитронов, разряжаются на долгоживущее изомерное состояние. Вероятность образования изомера измерялась затем в низкофоновых условиях вдали от источника позитронов.

Наиболее удобными для исследований являются ядра, у которых есть изомерные состояния с $T_{1/2} = 2 \div 10$ ч. «Идеальным» в этом

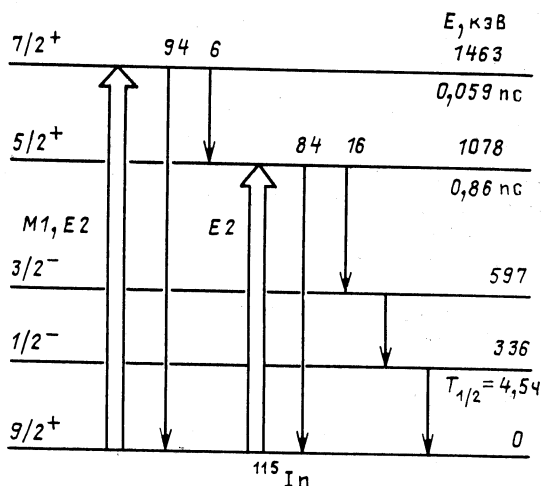


Рис. 1. Фрагмент схемы уровней ядра ^{115}In

отношении является ядро ^{115}In . На примере этого ядра рассмотрим методику измерений. На рис. 1 приведен фрагмент схемы уровней ^{115}In до энергии 2 МэВ. Как видно из этой схемы, при аннигиляции позитронов с граничной энергией 658 кэВ возможно возбуждение двух состояний: $E_1 = 1078$ кэВ и $E_2 = 1464$ кэВ. При облучении мишень ^{115}In размещалась вплотную к источнику позитронов ^{64}Cu . Для увеличения эффективной поверхности облучения пластинки из меди и индия чередовались, образуя многослойную сборку. С целью исключения загрязнения пластинок ^{115}In активностью ^{64}Cu они помещались в полиэтиленовые пакеты. В результате облучения позитронами в течение 5—10 ч происходило накопление активности изомера ^{115m}In с $E_m = 336$ кэВ и $T_{1/2} = 4,4$ ч (рис. 1). После окончания облучения мишень из ^{115}In перемещалась в низкофоновое помещение, где с помощью Ge (Li)-спектрометра определялась вероятность образования изомера ^{115m}In . В целом, предложенная методика обеспечила высокую (3 %) статистическую точность измерений.

Отметим, что геометрия эксперимента не исключает возможность возбуждения ядер-мишеней γ -квантами одно- и двухфотонной аннигиляции, тормозными γ -квантами и γ -квантами с энергией 1275 кэВ

из распада ^{64}Cu . С целью проверки этих каналов возбуждения исследовалось фотовозбуждение мишени ^{115}In с помощью источника ^{60}Co активностью $2 \cdot 10^3$ Ки [5]. Спектр тормозного излучения и γ -квантов из ^{60}Co подобен ^{64}Cu , поэтому из данных о фотовозбуждении с помощью ^{60}Co можно оценить вклад этих эффектов в вероятность образования изомера ^{115m}In . Проведенные измерения показали, что их вклад не превышает 1 %. Кроме того, в [6] был выполнен контрольный эксперимент, в котором позитроны из источника ^{64}Cu отсекались

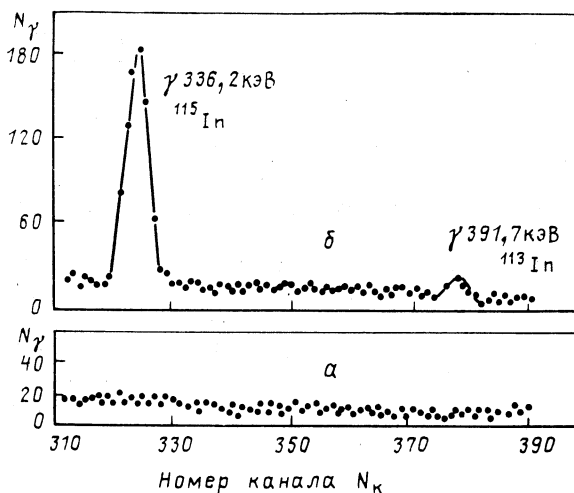


Рис. 2. Гамма-спектры мишени из индия, полученные после облучения:
 а — позитронами; б — γ -квантами

от мишени с помощью свинцовой пластины толщиной 3 мм. Образующийся при этом спектр аннигиляционных γ -квантов одноквантовой аннигиляции на атомах свинца был намного интенсивнее, чем при совместном облучении γ -квантами и позитронами в основном эксперименте, поскольку сечение одноквантовой аннигиляции $\sim Z^5$ [1]. Оказалось, что даже при таких жестких условиях изомер ^{115m}In не заселяется (рис. 2, б).

С помощью аналогичных методик проводилось изучение всех ядер, поэтому в дальнейшем мы не будем больше обсуждать, как исключался вклад фотовозбуждения. Будут только приводиться результаты измерения с различными экранами, с помощью которых подавлялся вклад позитронов. Материал для экрана выбирался, как правило, с Z , больше или примерно равным Z исследуемой мишени. Как упоминалось выше, это делалось, чтобы интенсивность γ -спектра при однофотонной аннигиляции позитронов в контрольных экспериментах по фотовозбуждению была, по крайней мере, не меньше, чем при совместном облучении мишени позитронами и γ -квантами. Здесь следует отметить, что ни в одном эксперименте [6—11] не было обна-

ружено фотовозбуждения ядер-мишеней, конкурирующего с возбуждением при аннигиляции позитронов. Отдельные детали методики эксперимента будут дополнительно обсуждаться в дальнейшем по мере надобности при изложении данных для конкретных ядер.

^{115}In . При постановке первых экспериментов [5] по возбуждению ^{115}In при аннигиляции позитронов исходили из оценок работы [3], согласно которым для ядер ^{115}In ожидалось сечение около 10^{-26} см² в случае $E1$ -переходов. Однако, как видно из схемы уровней ^{115}In рис. 1, нижайшие состояния, которые заселяют изомер, возбуждаются $E2$ - и $M1$ -переходами. Это уменьшает сечение до значений $\sim 10^{-30}$ см² [12], если использовать одночастичные оценки для вероятностей $E2$ - и $M1$ -переходов. В [5] использовался источник позитронов с плотностью потока 10^8 см⁻²·с⁻¹, поэтому, естественно, надежно установить возбуждение ^{115m}In авторы не смогли. В дальнейшем, как уже обсуждалось выше, было предложено использовать в качестве источника позитронов ^{64}Cu , что позволило существенно увеличить плотность потока позитронов.

В первых экспериментах [6] с источником ^{64}Cu активности достигали $2 \cdot 10^3$ Ки. Работа с таким источником проводилась с помощью манипуляторов. Активированные медные пластины толщиной 0,7 мм складывались в виде многослойной сборки с индиевой фольгой толщиной 0,4 мм, завернутой в два слоя полиэтиленовой пленки. После 10 ч облучения индиевые мишени извлекались манипулятором и перемещались в другое помещение, где мишени освобождались от первого слоя полиэтилена. Затем образцы переносились в низкофонное помещение, где мишени освобождались от второго слоя полиэтилена и помещались в свинцовый домик. Измерения вероятности образования изомера ^{115m}In производились Ge (Li) -спектрометром. Однако уже первые измерения показали, что вероятность образования ^{115m}In на три-четыре порядка больше ожидаемой. Это позволило работать в дальнейшем с активностями 1—50 Ки, что существенно упростило экспериментальную методику, в частности позволило ограничиться одной мишенью. На рис. 2 приведены γ -спектры мишени из In, полученные после облучения позитронами и γ -квантами. Принадлежность наблюдаемых γ -переходов идентифицировалась по энергии и периоду полураспада. На рис. 2, а отчетливо виден эффект аннигиляционного возбуждения ядер ^{115}In , который отсутствует в контрольном эксперименте, где вклад позитронов был подавлен свинцовой защитой. В спектре рис. 2, а проявился также пик, соответствующий γ -переходу из изомерного уровня ^{113}In ($E_m = 392$ кэВ, $T_{1/2} = 100$ мин). Это связано с наличием в мишени 4,2 % изотопа ^{113}In .

Как видно из схемы уровней ^{115}In (см. рис. 1), заселение изомера ^{115m}In происходит через два состояния: 1078 кэВ и 1464 кэВ. Поэтому для дальнейшего анализа сечений возбуждения каждого из состояний необходимо выполнить дополнительное измерение вероятностей возбуждения ^{115m}In при другой энергии позитронов. Это было сделано в [13], где исследовалось возбуждение ядер ^{115}In при анниги-

ляции позитронов с граничной энергией 1,04 МэВ. В качестве источника позитронов использовались радиоактивные ядра ^{45}Ti ($T_{1/2} = 3,1$ ч), получаемые в реакции $^{45}\text{Sc}(d, 2n)$ (см. табл. 1). Было выполнено четыре серии измерений. Плотность потока позитронов в каждой серии составляла около $2,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Измерения выполнялись с помощью Ge-детектора объемом 5 см^3 и разрешением 0,55 кэВ на γ -линии 59,6 кэВ в ^{241}Am . На рис. 3 представлены результаты измерения спектра γ -квантов при облучении мишени из естественного индия

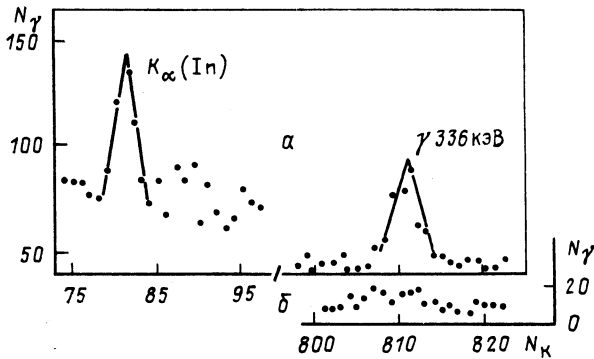


Рис. 3. Спектр γ -квантов из ^{115}In после облучения позитронами с граничной энергией 1,04 МэВ из источника ^{45}Ti (а) и контрольный эксперимент (б)

двумя источниками ^{45}Ti и фоновые измерения — с одним источником и массой мишени, в 4 раза большей (чем в основном эксперименте, рис. 3а). Из рис. 3 хорошо виден эффект возбуждения ядер ^{115}In при аннигиляции позитронов.

Для изучения зависимости сечения аннигиляционного возбуждения ядра от энергии позитронов были также выполнены измерения вероятности образования изомера ^{115m}In при аннигиляции позитронов с граничной энергией 4,1 МэВ. В качестве источника позитронов использовались радиоактивные ядра ^{66}Ga (см. табл. 1). Плотность потока позитронов с $\epsilon_{\beta^+}^{\text{макс}} = 4,1$ МэВ составляла в этом случае $1,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В измерениях использовались мишени из естественного индия толщиной 1 и 2 мм. Фрагменты спектров γ -квантов приведены на рис. 4. Здесь также удастся идентифицировать возбуждение ядер ^{115}In при аннигиляции позитронов.

^{113}In и ^{111}Cd . На рис. 5 приведена схема уровней изотопа ^{113}In до энергий 2 МэВ, из которых возможно заселение изомерного состояния. Как видно из этой схемы, ситуация здесь сложнее, чем в случае ^{115}In , поскольку происходит возбуждение сразу четырех состояний даже при использовании позитронов с граничной энергией $\epsilon_{\beta^+}^{\text{макс}} = 658$ кэВ. Изучение возбуждения ^{113}In проводилось аналогично тому, как и в случае ^{115}In . Кроме возбуждения ^{113}In позитронами из ^{64}Cu (см. рис. 2) были выполнены также измерения с позитро-

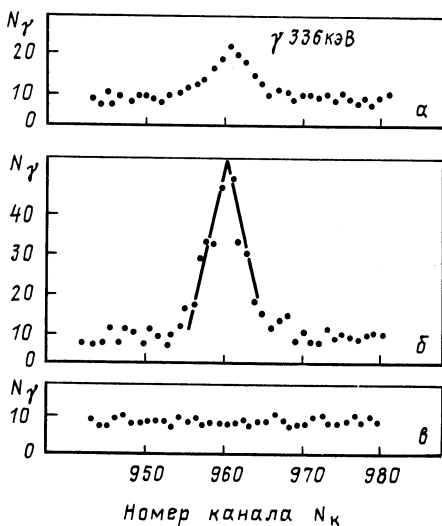


Рис. 4. Спектр γ -квантов после облучения мишени из индия позитронами с граничной энергией 4,1 МэВ из ^{66}Ga для двух толщин мишени: а — 1 мм; б — 2 мм; в — контрольный эксперимент

нами с граничными энергиями 1,04 МэВ из ^{45}Tl и 2,6 МэВ из ^{52}Mn . В этих экспериментах использовались мишени, обогащенные изотопом ^{113}In . На рис. 6 приведены соответствующие фрагменты γ -спектров. Несмотря на слабую статистику, виден эффект возбуждения ядер ^{113}In при аннигиляции позитронов.

Аналогичные исследования были выполнены с мишенями из ^{111}Cd [7, 9]. Спектры γ -квантов, наблюдавшиеся при облучении мишени из кадмия позитронами с граничными энергиями 658 кэВ и 1,04 МэВ,

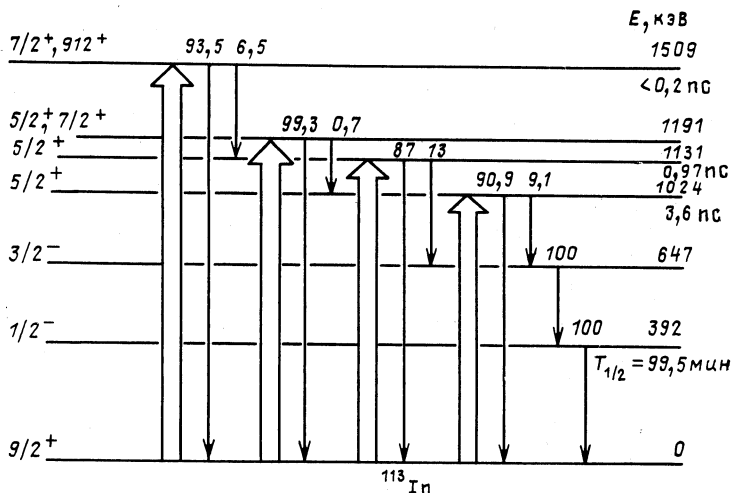


Рис. 5. Фрагмент схемы уровней ядра ^{113}In

приведены на рис. 7. Также, несмотря на слабую статистику, виден эффект аннигиляционного возбуждения ядра ^{111}Cd .

^{103}Rh , $^{107,109}\text{Ag}$, ^{197}Au и ^{176}Lu . Возбуждение изотопов ^{103}Rh (рис. 8), $^{107,109}\text{Ag}$ (рис. 9) и ^{197}Au (рис. 10) изучалось по методике, отличающейся от описанной выше. Это было вызвано тем, что переходы из

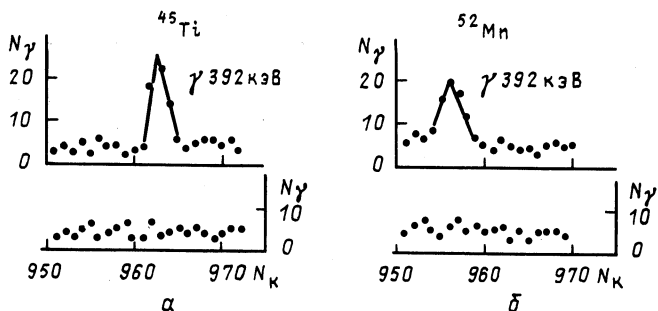


Рис. 6. Спектр γ -квантов при облучении ^{113}In позитронами с граничными энергиями 1,04 и 2,6 МэВ из источников ^{45}Ti и ^{52}Mn соответственно. Внизу — контрольные эксперименты

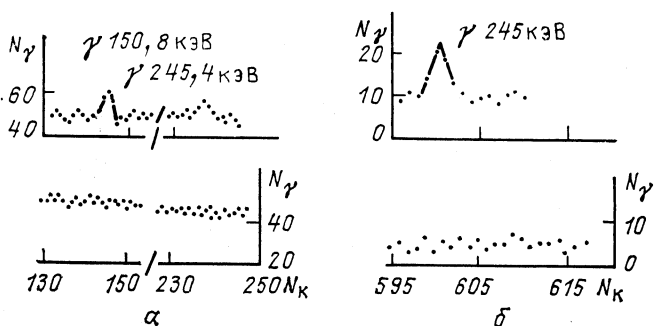


Рис. 7. Спектр γ -квантов при облучении ^{111}Cd позитронами с граничными энергиями 658 кэВ и 1,04 МэВ из источников ^{64}Cu (а) и ^{46}Ti (б)

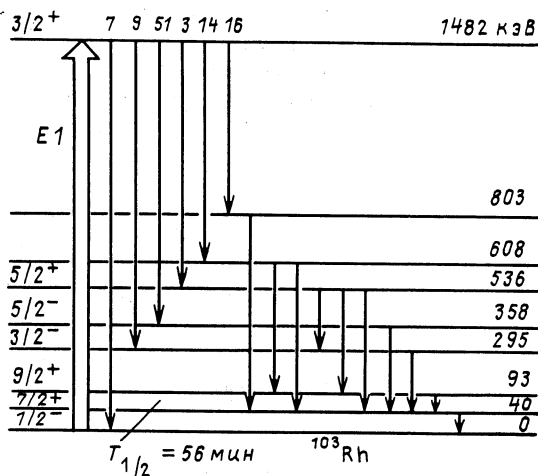


Рис. 8. Фрагмент схемы уровней ядра ^{103}Rh

изомерных состояний в этих ядрах сильно конвертированы (коэффициент конверсии $\alpha \geq 10$). Поэтому наиболее эффективным способом определения вероятности возбуждения изомерных состояний оказалось измерение выхода рентгеновских квантов, сопровождающих процесс внутренней конверсии. Кроме того, из-за малого периода полураспада изомерных состояний (рис. 8—10) возникла необходимость создания установки для быстрого переноса облученной

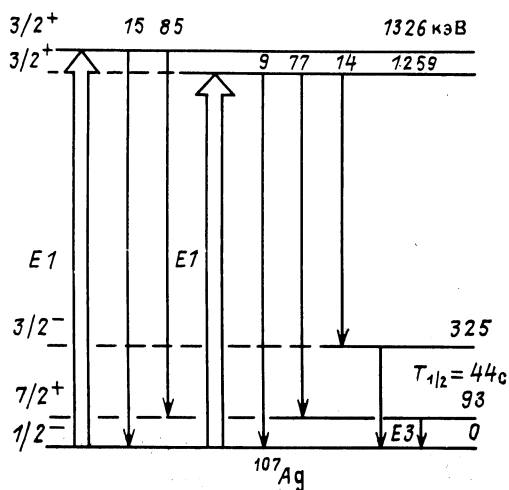


Рис. 9. Фрагмент схемы уровней ядра ^{107}Ag

мишени от источника позитронов в низкофоновые условия. Для этих целей была использована автоматизированная пневмотранспортная установка, созданная на У-240 ИЯИ АН УССР [14]. В измерениях использовались мишени из естественного родия и серебра. На рис. 11 приведены фрагменты рентгеновских спектров. Идентификация

спектров осуществлялась по энергии характеристического излучения и периоду полураспада. Было надежно установлено возбуждение ядер ^{103}Rh , $^{107,109}\text{Ag}$ и ^{197}Au при аннигиляции позитронов с граничной энергией 657 кэВ из ^{64}Cu [11].

В [10] исследовалось также возбуждение ^{176}Lu позитронами с $\epsilon_{\beta^+}^{\text{макс}} = 658$ кэВ. Методика воз-

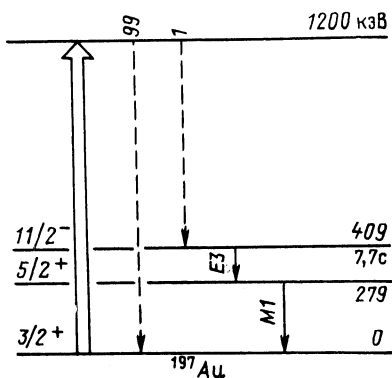


Рис. 10. Фрагмент схемы уровней ядра ^{197}Au

буждения изомера ^{176}Lu и соответствующих измерений была полностью аналогична той, что описана выше для ядра ^{115}In . В γ -спектре наблюдались переходы с энергией 88 кэВ, по которым была оценена вероятность возбуждения ^{176}Lu .

Эффективное сечение. Для сравнения экспериментальных данных с теоретическими оценками необходимо определить сечение возбуждения ядра при аннигиляции пучка падающих позитронов на атом-

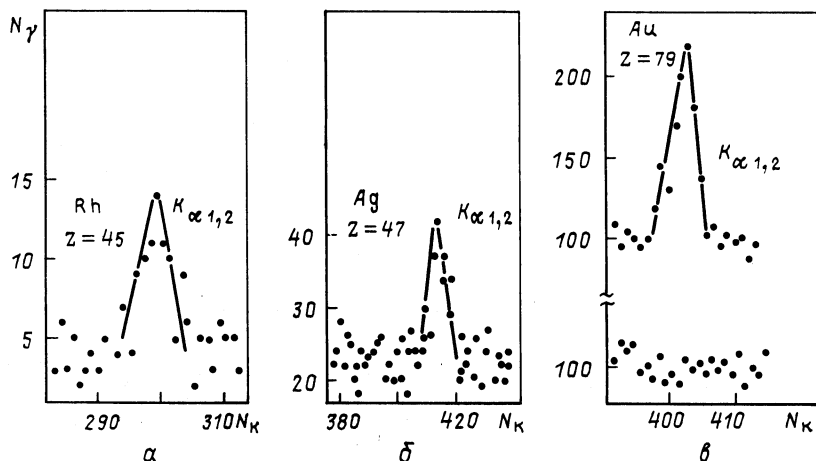


Рис. 11. Рентгеновские спектры после облучения позитронами с граничной энергией мишеней из родия *а*, серебра *б* и золота *в*. В нижней части рисунка *в* — фоновые измерения

ных электронах. В реальных условиях мы имеем широкое распределение позитронов по энергии, которое формируется β^+ -источником и условиями прохождения пучка позитронов через мишень. По этой причине непосредственно из эксперимента может быть определено только эффективное сечение $\sigma_{\text{эф}}$ для всего спектра $S(E_+)$ позитронов. Определим $\sigma_{\text{эф}}$ следующим образом:

$$\sigma_{\text{эф}} = \frac{N(\lambda_2 - \lambda_1)e^{\lambda_2 t_3}}{N_a f \phi (1 - e^{-\lambda_2 t_2})(e^{-\lambda_1 t_1} - e^{-\lambda_2 t_1})}. \quad (1)$$

Здесь λ_1 и λ_2 — постоянные распада источника позитронов и изомерного состояния соответственно; t_1 , t_2 и t_3 — время облучения, измерения и задержки между концом облучения и началом измерения соответственно; N_a — полное число ядер-мишеней в толщине слоя, равной длине свободного пробега позитрона с максимальной энергией; f — эффективность регистрации спектрометра; ϕ — плотность потока позитронов в начале облучения. Определение числа отсчетов N зависит от используемой экспериментальной методики. При регистрации γ -квантов из изомерного состояния $N = N_\gamma (1 + \alpha)$, где N_γ — число отсчетов γ -квантов из изомерного состояния, α — пол-

ный коэффициент внутренней конверсии. При регистрации рентгеновского излучения $N = \frac{N_p}{\omega_h} \frac{1+\alpha}{\alpha_h}$, где N_p — число отсчетов характеристического излучения, α_h — коэффициент внутренней конверсии на K -оболочке; ω_h — выход флюоресценции на K -оболочке.

Плотность потока позитронов во всех работах определялась, как правило, с помощью измерения интенсивности аннигиляционного излучения, сопровождающего β^+ -распад. Точность определения плотности потока ϕ достаточно высокая (5—10 %) и в дальнейшем можно считать, что она не вносит погрешностей. Точность полученных экспериментальных данных зависит в основном от статистики N_γ и N_p , а также от точности определения количества ядер-мишеней N_a , реально облучаемых позитронами. В табл. 2 приведены известные

Таблица 2. Эффективные сечения ядерного возбуждения при аннигиляции позитронов (см. текст)

Ядро	Толщина мишени, мм	$\epsilon_{\beta^+}^{\text{макс}}$, МэВ	$\sigma_{\text{эф}}^{(1)}$, см ²	$\sigma_{\text{эф}}^{(2)}$, см ²	Толщина источника, мм	Литература
¹⁰³ Rh	0,1	0,658	$(1,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-30}$	$(1,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-30}$	0,3	[14]
^{107,109} Ag	0,4	0,658	$(1,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-28}$	$(5 \pm 2) \cdot 10^{-28}$	0,3	[11]
¹¹¹ Cd	0,4	0,658	$(7 \pm 4) \cdot 10^{-33}$	$(7 \pm 4) \cdot 10^{-32}$	0,7	[6]
	0,5	0,658	$(4,8 \pm 2,8) \cdot 10^{-32}$	$(5 \pm 3) \cdot 10^{-32}$	0,3	[9]
¹¹³ In	0,6	1,04	$(3,4 \pm 1,3) \cdot 10^{-31}$	$(4,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-31}$	0,06	[13]
	0,4	0,658	$(7,3 \pm 3,7) \cdot 10^{-33}$	$(4 \pm 2) \cdot 10^{-32}$	0,7	[6]
	0,6	1,04	$(9 \pm 4) \cdot 10^{-32}$	$(1,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-31}$	0,06	[13]
¹¹⁵ In	0,6	2,6	$(1,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-28}$	$(1,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-28}$	0,06	[16]
	0,6	0,658	$(1,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-32}$	$(1,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-31}$	0,7	[6]
	0,5	0,658	$(1,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-31}$	$(1,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-31}$	0,3	[8]
¹⁷⁶ Lu	0,5	1,04	$(5,7 \pm 1,1) \cdot 10^{-31}$	$(5,7 \pm 1,1) \cdot 10^{-31}$	0,06	[13]
	1	4,2	$(1,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-29}$	$(1,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-29}$	0,06	[16]
	2	4,2	$(1,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-30}$	$(1,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-30}$	0,06	[16]
¹⁹⁷ Au	0,2	0,658	$(2,6 \pm 0,9) \cdot 10^{-29}$	$(2,6 \pm 0,9) \cdot 10^{-29}$	0,3	[10]
	0,1	0,658	$(9,9 \pm 1,7) \cdot 10^{-29}$	$(2,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-28}$	0,3	[11]

данные о $\sigma_{\text{эф}}$. В этой таблице $\sigma_{\text{эф}}^{(1)}$ — сечение, отнесенное ко всем ядрам-мишеням, а $\sigma_{\text{эф}}^{(2)}$ — сечение, пересчитанное нами с учетом реального распределения позитронов на выходе источника. Распределение позитронов на выходе источника измерялось с помощью бета-спектрометра $\pi\sqrt{2}$ [15]. На рис. 12 в качестве примера приведены результаты таких измерений для активированной медной пластины толщи-

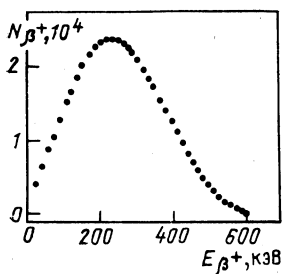


Рис. 12. Распределение позитронов по энергии на выходе активированной медной пластины толщиной 0,3 мм

ной 0,3 мм [11]. Сечение $\sigma_{\text{эф}}^{(2)}$ в некоторых случаях существенно больше, чем $\sigma_{\text{эф}}^{(1)}$, что связано с уменьшением числа ядер, реально облучаемых позитронами. Из табл. 2 видно, что при учете толщины мишени и источника экспериментальные данные разных групп хорошо согласуются между собой.

Процесс возбуждения ядра при аннигиляции позитронов включает различные механизмы бесфотонного и неупругого возбуждения. При бесфотонной аннигиляции вся выделяющаяся энергия идет на возбуждение ядра. Такой механизм носит резонансный характер и из полного потока позитронов вклад в аннигиляционное возбуждение ядра будет давать небольшая доля n позитронов, удовлетворяющих резонансным условиям (см. ниже). При неупругом аннигиляционном возбуждении ядра процесс возбуждения сопровождается испусканием одного или нескольких γ -квантов с произвольной, удовлетворяющей законам сохранения энергией. В этом последнем случае доля позитронов, дающих вклад в аннигиляционное возбуждение ядра, может быть сравнима с полным потоком позитронов. Предположим, что при аннигиляции позитронов возбуждается N^* уровней ядра-мишени и пусть σ_i — сечение возбуждения i -го уровня. Эффективное сечение $\sigma_{\text{эф}}$ связано с σ_i соотношением

$$\sigma_{\text{эф}} = \sum_{i=1}^{N^*} n_i \sigma_i \Gamma_{mi} / \Gamma_i, \quad (2)$$

где n_i — доля позитронов, участвующих в возбуждении i -го уровня; Γ_{mi} и Γ_i — соответственно парциальная ширина i -го возбужденного уровня по отношению к распаду в изомерное состояние и его полная ширина. Фактор Γ_{mi} / Γ_i в (2) обусловлен тем, что в определении $\sigma_{\text{эф}}$ (1) предполагалось, что возбужденные при аннигиляции ядерные уровни распадаются только в изомер.

В теоретических моделях наибольшая ясность достигнута при описании бесфотонной аннигиляции [3, 4, 8, 12, 17]. К сожалению, вклад бесфотонной аннигиляции $\sigma^{\text{бесф}}$ в полное эффективное сечение возбуждения ядра $\sigma_{\text{эф}}$ в настоящее время не может быть выделен экспериментально. Мы оценим сечение $\sigma^{\text{бесф}}$, пренебрегая вкладом в $\sigma_{\text{эф}}$ от всех неупругих процессов. При бесфотонной аннигиляции система электронная оболочка атома плюс ядро переходит в дискретное возбужденное состояние с конечной шириной $\Gamma_i^* = \Gamma_i + \Gamma_a$, где Γ_a — ширина возбужденного дырочного состояния в электронной оболочке атома. На необходимость учитывать в данном случае ширину атомного уровня Γ_a впервые обратили внимание Д. П. Гречухин и А. А. Солдатов [12]. Резонансным условиям при бесфотонной аннигиляции будут удовлетворять все позитроны с энергией

$$\varepsilon_{\beta+} = E_i - 2mc^2 + |E_a| \quad (3)$$

в пределах ширины Γ_i^* (E_i — энергия i -го возбужденного уровня ядра, E_a — энергия связи электрона, с которым аннигилирует позитрон).

трон). В зависимости от атомного номера ширина Γ_a изменяется от нескольких единиц до десятков электрон-вольт [18], и поэтому величиной Γ_i в выражении для Γ_i^* обычно можно пренебречь. Например, для уровней $E_1 = 1078$ кэВ и $E_2 = 1464$ кэВ в ядре ^{115}In (см. рис. 1) соответствующие ядерные ширины Γ_i составляют $\Gamma_1 = (6,47 \pm 0,95) \times 10^{-4}$ эВ [19] и $\Gamma_2 = (7,6 \pm 1,9) \cdot 10^{-3}$ эВ [20]. Для определения доли резонансных позитронов n_i в выражении (2) кроме ширины Γ_i^* нужно знать спектральное распределение $S(E_+)$ позитронов по толщине мишени. Отчасти, здесь можно использовать теоретические расчеты [21] в сочетании с измерением распределения позитронов из источника на спектрометре. К сожалению, точность определения доли резонансных позитронов n_i при этом не велика, и в настоящее время можно говорить только о качественных оценках величины $\sigma_i^{\text{бесф}}$. Положение усложняется еще и тем, что обычно вклад в сумму (2) дают несколько резонансных слагаемых, и необходимы дополнительные предположения о соотношении этих вкладов, чтобы оценить парциальные сечения $\sigma_i^{\text{бесф}}$ [8].

В некоторых случаях, однако, основной вклад в сумму (2) дает одно слагаемое. Например, в ^{115}In 94 % переходов с уровня $E_2 = 1464$ кэВ (см. рис. 1) идет в основное состояние и изомер заселяется, главным образом, переходами с уровня $E_1 = 1078$ кэВ. Вклад слагаемого, отвечающего уровню $E_2 = 1464$ кэВ в сумме (2), при этом подавлен на фактор $\sim 3 \cdot 10^{-3}$. Принимая для n_1 в (2) оценку $n_1^{\text{рез}} \approx \Gamma_1^*/(\epsilon_+^{\text{макс}} + 2mc^2 - E_1) \approx \Gamma_a/(\epsilon_+^{\text{макс}} + 2mc^2 - E_1) \approx 1,1 \times 10^{-5}$ ($\Gamma_a \approx 7$ эВ для ^{115}In [12]), используя $\Gamma_{\text{м1}}/\Gamma_1 = 0,19$ и $\sigma_{\text{эф}} \approx 1,5 \cdot 10^{-31}$ см² (см. табл. 2), из (2) получаем оценку для сечения бесфотонной аннигиляции с возбуждением уровня $E_1 = 1078$ кэВ E2-переходом

$$\sigma_i^{\text{бесф}}(E2) \approx 5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2. \quad (4)$$

В ядре ^{107}Ag при аннигиляции позитронов возбуждаются два уровня: 1259 кэВ ($3/2^+$) и 1326 кэВ ($3/2^+$) (см. рис. 9), которые заселяются E1-переходами. Близость квантовых характеристик этих уровней позволяет предположить, что сечения бесфотонного аннигиляционно-возбуждения $\sigma_i^{\text{бесф}}$ для этих уровней также близки, и мы можем оценить $\sigma_i^{\text{бесф}}$ с помощью соотношения (2) аналогично ^{115}In . Используя $\sigma_{\text{эф}} \approx 5 \cdot 10^{-28}$ см² (см. табл. 2) и $n_i^{\text{рез}} \approx \Gamma_a/(\epsilon_+^{\text{макс}} + 2mc^2 - E_i) \approx 1,5 \cdot 10^{-5}$, находим для E1-переходов с возбуждением уровней $E_1 = 1259$ кэВ и $E_2 = 1326$ кэВ

$$\sigma_{1,2}^{\text{бесф}}(E1) \approx 4 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2. \quad (5)$$

Эта величина существенно превосходит сечение одноквантовой аннигиляции σ_a на атоме ^{107}Ag [1, 2]

$$\sigma_a \approx 4 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2. \quad (6)$$

Такое превышение сечения бесфотонной аннигиляции $\sigma_i^{\text{бесф}}$ процесса более высокого порядка малости, чем одноквантовая аннигиляция,

говорит о существенном вкладе в σ_i отброшенных ранее неупругих каналов возбуждения ядра. Вклад в сечение $\sigma_i^{\text{неупр}}$ неупругого аннигиляционного возбуждения ядра дают все позитроны с кинетической энергией

$$\epsilon_{\beta+} > E_i - 2mc^2 + |E_a|, \quad (7)$$

и поэтому доля позитронов n_i , участвующих в возбуждении i -го уровня, существенно превышает долю резонансных позитронов и определяется соотношением

$$n_i^{\text{неупр}} = \int_{E_i - 2mc^2 + |E_a|}^{\epsilon_{\beta+}^{\text{макс}}} S(\epsilon_{\beta+}) d\epsilon_{\beta+}, \quad (8)$$

где спектральная плотность позитронов $S(\epsilon_{\beta+})$ нормирована на единицу. Для оценки сечения $\sigma_i^{\text{неупр}}$ для ядра ^{115}In мы использовали $S(\epsilon_{\beta+})$ для двух граничных энергий позитронов: $\epsilon_{\beta+}^{\text{макс}} = 0,658$ МэВ и $\epsilon_{\beta+}^{\text{макс}} = 1,04$ МэВ (см. табл. 1). Это необходимо, чтобы определить с помощью соотношения (2) парциальные сечения $\sigma_{1,2}^{\text{неупр}}$ для двух уровней: $E_1 = 1078$ кэВ и $E_2 = 1464$ кэВ (см. рис. 1). Пренебрегая вкладом в σ_i от бесфотонной аннигиляции, используя $\sigma_{\text{эф}}$ из табл. 2, с помощью соотношений (2) и (8) находим для $E2$ -, $M1$ -переходов

$$\sigma_1^{\text{неупр}} \approx 8 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2, \quad \sigma_2^{\text{неупр}} \approx 7 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2. \quad (9)$$

Аналогично для ядра ^{107}Ag для двух уровней: $E_1 = 1259$ кэВ и $E_2 = 1326$ кэВ (см. рис. 9) находим сечение неупругого возбуждения в случае $E1$ -переходов

$$\sigma_{1,2}^{\text{неупр}} \approx 6 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2. \quad (10)$$

Сложнее ситуация в случае ядра ^{113}In . Здесь возбуждаются четыре уровня и, кроме того, спин и четность двух из них надежно не установлены. Большое эффективное сечение возбуждения для ^{197}Au (см. табл. 2) говорит, по-видимому, о том, что здесь, как и в случае изотопов $^{107,109}\text{Ag}$, возбуждение идет за счет $E1$ -переходов. Недостаток спектроскопической информации для ядер ^{113}In , ^{197}Au , а также для ядер ^{103}Rh , ^{111}Cd не позволяет надежно оценить сечения $\sigma^{\text{бесф}}$ и $\sigma^{\text{неупр}}$ в этих случаях. Для ядра ^{176}Lu сечение $\sigma^{\text{бесф}}$ было оценено в [10]. Однако в этой работе не учитывался вклад ширины Γ_a в полную ширину Γ_i^* и поэтому для $\sigma^{\text{бесф}}$ было получено завышенное значение. Если устранить этот недостаток, то для $\sigma^{\text{бесф}}$ в этом случае получается оценка $\sigma^{\text{бесф}} \approx 10^{-25} \text{ см}^2$.

Нейтронный канал. Наряду с возбуждением дискретных ядерных уровней при аннигиляции позитронов возможен развал ядра в делительный, нейтронный и другие каналы. Удобным объектом исследования такой возможности является ядро ^9Be . На рис. 13 приведена схема нижайших уровней ^9Be . Как видно из этой схемы,

подбирая соответствующим образом источник и граничную энергию позитронов, можно возбудить уровень 1,68 МэВ, лежащий выше энергии связи нейтрона и распадающийся в нейтронный канал. Эта работа была нами выполнена с источниками позитронов ^{45}Tl ($\epsilon_{\beta^+}^{\text{макс}} = 1,04$ МэВ, $T_{1/2} = 3,1$ ч) (см. табл. 1) и ^{11}C ($\epsilon_{\beta^+}^{\text{макс}} = 0,96$ МэВ, $T_{1/2} = 20$ мин). При выборе методики мы исходили из того, что при ожидаемом эффекте порядка $10^{-8} - 10^{-10}$ нейтронов на один позитрон использование нейтронных детекторов не надежно. Поэтому

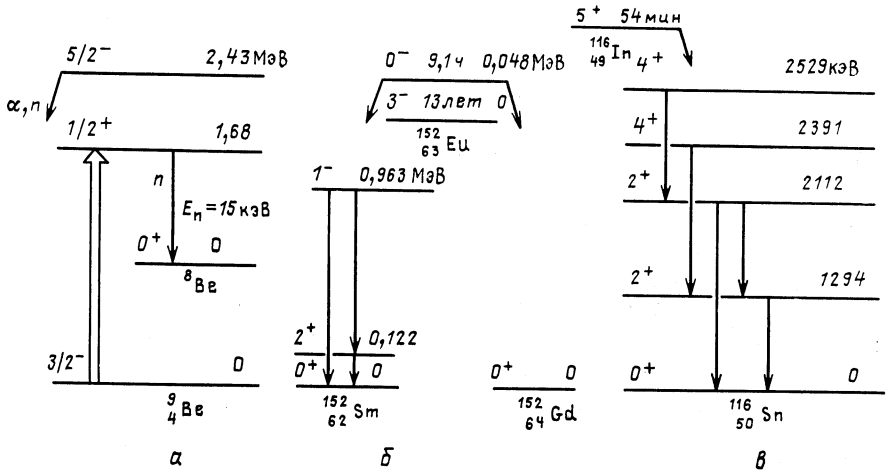


Рис. 13. Схема нижайших уровней для ядер ^9Be , ^{152}Eu , ^{152}Sm и ^{116}Sn

для измерения выхода нейтронов использовался метод активационного анализа. В качестве детекторов нейтронов служили изотопы ^{151}Eu и ^{115}In , которые имеют большие сечения захвата нейтронов.

Эксперимент проводился следующим образом. С двух сторон тонкого позитронного источника находились две пластинки из ^9Be толщиной 0,7 мм, за ними помещались спрессованные пластинки из окиси ^{151}Eu и полистирола (100 мг/см 2). Толщина по изотопу ^{151}Eu составляла 50 мг/см 2 . Если при аннигиляции позитронов в ^9Be происходит возбуждение уровня 1,68 МэВ, то его разрядка путем испускания нейтронов приведет к образованию изомера ^{152}Eu ($T_{1/2} = 9,3$ ч) в реакции $^{151}\text{Eu}(n, \gamma)^{152}\text{Eu}$.

Облучение позитронами проводилось сериями по 6 ч. После этого измерялся рентгеновский и γ -спектр полученного в эксперименте ^{152}Eu в низкофоновых условиях. Измерения выполнялись Ge-спектрометром объемом 5 см 3 и разрешением $0,5$ кэВ на γ -линии 59 кэВ ^{241}Am . Поскольку в мишени из ^{151}Eu присутствует небольшая примесь долгоживущего изотопа ^{152}Eu ($T_{1/2} = 13$ лет), были проведены измерения фона мишени до ее облучения нейтронами (рис. 14, б). После облучения мишени ^{151}Eu нейтронами ^9Be отчетливо наблюдается пик

Рис. 14. Рентгеновский спектр, сопровождающий β -распад ^{152}Eu :

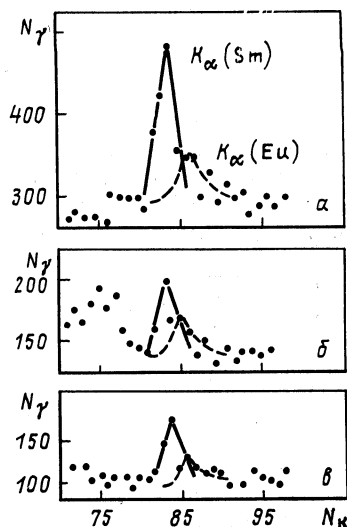
a — после облучения мишени ^{151}Eu нейтронами из ^9Be ; *b* — контрольный эксперимент; *в* — измерения фона ^{152}Eu

рентгеновской K_α -линии ^{152}Sm , сопровождающей β -распад ^{152}Eu (рис. 14, *a*).

Для контроля возможности возбуждения ^9Be γ -квантами от однофотонной аннигиляции и других примесных активностей проводился контрольный эксперимент. Для этого между источником позитронов и бериллиевыми пластинами помещались пластины из кадмия толщиной 3 мм, которые отсекали позитронную компоненту. Отсутствие в этом случае рентгеновских линий ^{152}Sm (рис. 14, *б*) позволило сделать вывод о том, что в основном эксперименте (рис. 14, *a*) возбуждается уровень $E^* = 1,68 \text{ МэВ}$ в ^9Be при аннигиляции позитронов из источника ^{45}Tl с последующей разрядкой его путем испускания нейтронов.

При распаде уровня $E^* = 1,68 \text{ МэВ}$ ^9Be образуются нейтроны с энергией $E_n = (15 \pm 10) \text{ кэВ}$ [22]. Точных данных по сечению взаимодействия таких нейтронов с ^{151}Eu нет, поэтому в нашем эксперименте эти нейтроны замедлялись до тепловых в полистироле. Оценки [23] показывают, что нейтроны с энергией около 100 кэВ в бериллиевой мишени толщиной 0,7 мм и полистироле толщиной 100 мг/см² практически полностью замедляются до тепловых энергий. В связи с этим для расчетов мы использовали сечения с реакторным спектром ($\sigma_g = 5,2 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$, $\sigma_m = 3,2 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$) и считали, что все нейтроны захватываются ^{151}Eu . Так как периоды полураспада основного и изомерного состояний сильно отличаются, то вклад от долгоживущего основного состояния ^{152g}Eu в наблюдаемый спектр был постоянным во всех измерениях. Полный поток позитронов, падающий на бериллиевую мишень, рассчитывался с помощью измерений интенсивности γ -квантов с энергией 1661 кэВ в распаде ^{45}Tl . Измерение γ -спектра ^{45}Tl проводилось через 10—15 ч после конца облучения ^9Be . В двух сериях облучения первоначальная плотность потока позитронов составляла $2,7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Измерения спектра ^{152}Eu проводились по периоду полураспада в течение трех периодов для идентификации γ -линий.

Определив из рентгеновского спектра число ядер ^{152}Eu , можно найти число N^* возбужденных ядер ^9Be в единицу времени. Если отнести это число к полной плотности потока позитронов ϕ и полному числу атомов бериллия N_a , получим эффективное сечение $\sigma_{\text{эф}}$ про-



цесса возбуждения ${}^9\text{Be}$ при аннигиляции позитронов

$$\sigma_{\alpha\phi} = \frac{N^*}{\phi N_{\alpha}} = (8 \pm 2) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2. \quad (11)$$

С целью повышения надежности результатов мы выполнили второй эксперимент по другой методике. На циклотроне был получен источник позитронов ${}^{11}\text{C}$ непосредственно в массе бериллия. Для этого пластина из ${}^9\text{Be}$ облучалась α -частицами с энергией 27,3 МэВ. В реакции (α , 2n) в мишени из ${}^9\text{Be}$ получались радиоактивные ядра

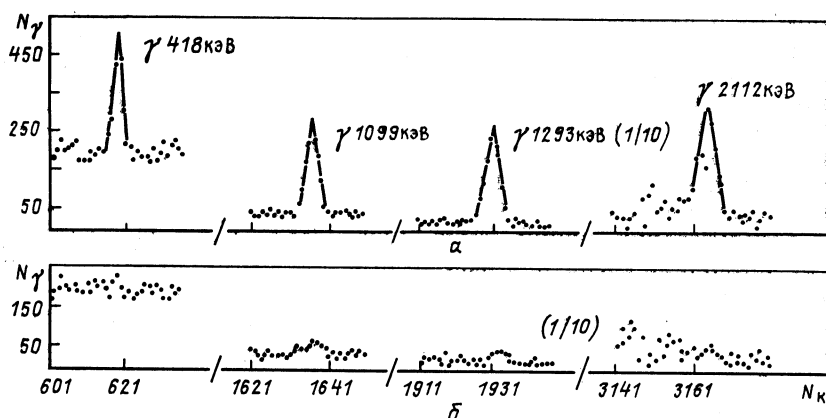


Рис. 15. Спектр γ -лучей и фоновые измерения для ядра ${}^{115}\text{In}$ после облучения нейтронами из ${}^9\text{Be}$

${}^{11}\text{C}$ ($T_{1/2} = 20$ мин), которые в результате β^+ -распада распадаются в основное состояние ${}^{11}\text{B}$. В качестве детектора использовался естественный индий (96 % ${}^{115}\text{In}$). Для замедления нейтронов до тепловых энергий и исключения попадания позитронов на ${}^{115}\text{In}$ бериллиевая пластина, содержащая ${}^{11}\text{C}$, помещалась в парафин. Толщина бериллиевой пластины была 0,7 мм, парафина 5 мм, а ${}^{115}\text{In}$ — 15 мм. Поскольку сечение захвата тепловых нейтронов в ${}^{115}\text{In}$ равно $41 \times 10^{-24} \text{ см}^2$, предполагалось, что все нейтроны из распада ${}^9\text{Be}$ захватываются ядрами ${}^{115}\text{In}$.

Облучение ${}^{115}\text{In}$ проводилось в течение 1 ч. Затем измерялся γ -спектр из изомера ${}^{116m}\text{In}$ ($T_{1/2} = 54$ мин). Измерения выполнялись Ge-детектором объемом 160 см^3 и разрешением 2,2 кэВ на γ -линии 1333 кэВ ${}^{60}\text{Co}$. Было проведено три серии облучений и измерений. На рис. 15 приведены фрагменты спектра γ -квантов и фоновых измерений. На этом рисунке отчетливо виден эффект возбуждения ядер ${}^{116}\text{In}$ нейтронами из ${}^9\text{Be}$, образовавшимися при аннигиляции позитронов. При данной методике нельзя экспериментально исключить вклад фотовозбуждения ядер ${}^9\text{Be}$ γ -квантами однофотонной аннигиляции. Однако сечение однофотонной аннигиляции на атомах ${}^9\text{Be}$ приблизительно равно $0,6 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$ [1, 2]. Первоначальная плотность

потока позитронов из ^{11}C составляет $4,7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а масса ^9Be — 0,12 г. Отсюда следует, что плотность потока γ -квантов из-за однофотонной аннигиляции равна $0,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. При такой плотности потока γ -квантов и при экспериментальном значении сечения σ_γ фотовозбуждения ядра ^9Be , равном $\sigma_\gamma = (1 \div 3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ [24], число фотонейтронов составит $\sim 10^{-3} \text{ ч}^{-1}$, что на несколько порядков меньше того, что дает в данном случае эксперимент рис. 15. Поэтому можно сделать вывод, что возбуждение ^9Be при облучении позитронами из распада ^{11}C происходит за счет аннигиляции позитронов. Эффективное сечение возбуждения ^9Be в этом случае определялось с помощью (11) и оказалось равным $\sigma_{\text{эф}} = (7,1 \pm 1,3) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$. Полученные результаты для $\sigma_{\text{эф}}$ в первом и втором случае хорошо согласуются между собой.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

При теоретическом описании возбуждения ядра при бесфотонной аннигиляции позитрона с атомным электроном полезно отметить, что этот процесс является обратным по отношению к парной конверсии

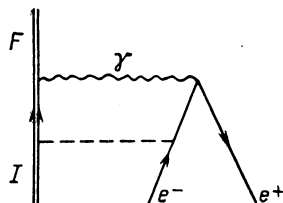


Рис. 16. Диаграмма, описывающая процесс бесфотонной аннигиляции позитрона e^+ с атомным электроном e^- с возбуждением ядра I

с испусканием моноэнергетического позитрона [25, 26]. На это обстоятельство впервые обратили внимание Р. Презент и С. Чен в работе [3], посвященной аннигиляционному возбуждению ядра. В нижайшем порядке теории возмущений по электромагнитному взаимодействию интересующий нас процесс аннигиляционного возбуждения ядра, который в дальнейшем будем обозначать как (a, ex) , может быть представлен диаграммой рис. 16. Здесь двойным линиям I и F отвечают начальное и конечное состояния ядра, волнистой линии — виртуальный фотон, тонким линиям — налетающий позитрон e^+ и связанный электрон атома e^- , пунктиру — кулоновское поле ядра.

Диаграмма рис. 16 описывает запаздывающее взаимодействие двух токов перехода: ядерного $j_{IF, \mu}(y)$ и аннигиляционного $j_{e^+e^-, \mu}(x)$. S -матрица, отвечающая диаграмме рис. 16, имеет вид (см. [1], гл. 6)

$$S_{fi}^{(2)} = -\frac{1}{2} \left(\frac{e}{\hbar c} \right)^2 \int d^4x \int d^4y j_{IF, \mu}(y) D^{(c)}(y-x) j_{e^+e^-, \mu}(x). \quad (12)$$

Здесь фотонный пропагатор $D^{(c)}(y-x)$ описывает взаимодействие зарядов в релятивистской теории. При вычислении пропагатора $D^{(c)}(y-x)$ мы предположим здесь и везде в дальнейшем, что элек-

ромагнитное поле нормировано условием: 1 фотон в единице объема. С S -матрицей связана амплитуда рассеяния U_{fi} :

$$S_{fi}^{(2)} = -2\pi i U_{fi} \delta(E_f - E_i). \quad (13)$$

Выполняя в (12) явно интегрирование по времени и используя указанную выше нормировку электромагнитного поля для амплитуды перехода U_{fi} , получаем

$$U_{fi} = -e \int d\mathbf{r} \Psi_{e^+}^+(\mathbf{r}) [\phi_{FI}(\mathbf{r}) - \hat{\alpha} A_{FI}(\mathbf{r})] \Psi_{e^-}(\mathbf{r}). \quad (14)$$

Здесь $\Psi_{e^-}(\mathbf{r})$ и $\Psi_{e^+}(\mathbf{r})$ — релятивистские биспиноры позитрона и электрона; $\hat{\alpha}$ — матрицы Дирака; $\phi_{FI}(\mathbf{r})$ и $A_{FI}(\mathbf{r})$ — скалярный и векторный потенциалы, создаваемые ядерным переходом. Для ядра можно ограничиться нерелятивистским приближением. В этом случае имеем

$$\phi_{FI}(\mathbf{r}) = e \int d\mathbf{r}' \rho_{FI}(\mathbf{r}') \frac{e^{i\frac{\omega_{FI}}{c}|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}, \quad (15)$$

где ядерная переходная плотность

$$\rho_{FI}(\mathbf{r}) = \langle \chi_F | \hat{\rho}(\mathbf{r}) | \chi_i \rangle; \quad (16)$$

χ_F и χ_i — конечная и начальная волновые функции ядра; $\hat{\rho}(\mathbf{r})$ — оператор плотности нуклонов:

$$\hat{\rho}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) [\hat{\tau}_3, i + 1]; \quad (17)$$

$\hbar\omega_{FI}$ — энергия ядерного перехода; $\hat{\tau}_3$ — оператор третьей проекции изотопического спина;

$$A_{FI}(\mathbf{r}) = \frac{e}{c} \int d\mathbf{r}' \mathbf{j}_{FI}(\mathbf{r}') \frac{e^{i\frac{\omega_{FI}}{c}|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}, \quad (18)$$

где ядерный ток перехода

$$\mathbf{j}_{FI}(\mathbf{r}) = \langle \chi_F | \hat{\mathbf{j}}(\mathbf{r}) | \chi_i \rangle, \quad (19)$$

$\hat{\mathbf{j}}(\mathbf{r})$ — оператор плотности тока нуклонов:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{j}}(\mathbf{r}) = & -\frac{i\hbar}{2} \sum_{i=1}^A \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) [\hat{\tau}_3, i + 1] \frac{\nabla_i}{M} + \\ & + \frac{\hbar}{2} \sum_{i=1}^A \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \frac{\mu_i}{M} [\hat{\sigma}_i, \nabla_i], \end{aligned} \quad (20)$$

μ_i — магнитный момент нуклона; M — масса нуклона; $\hat{\sigma}_i$ — матрицы Паули.

Интегрирование по \mathbf{r}' в выражениях (15) и (18) локализовано в объеме ядра. Основной вклад в интеграл (14) дает при этом область $r > r'$. Это позволяет воспользоваться разложением

$$\frac{e^{ik_\gamma|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} = \frac{ik_\gamma}{4\pi} \sum_{LM} \Phi_{LM}^*(\mathbf{r}') \phi_{LM}(\mathbf{r}). \quad (21)$$

Здесь $k_\gamma = \omega_{FI}/c$ — волновое число виртуального фотона;

$$\Phi_{LM}(\mathbf{r}) = 4\pi i^L j_L(k_\gamma r) Y_{LM}(\hat{\mathbf{r}}); \quad (22a)$$

$$\phi_{LM}(\mathbf{r}) = 4\pi i^L h_L^{(1)}(k_\gamma r) Y_{LM}(\hat{\mathbf{r}}). \quad (22b)$$

Подставляя разложение (21) в (15), (18), для амплитуды перехода из (14) получаем

$$U_{fi} = -e^2 \frac{ik_\gamma}{4\pi} \sum_{LM\lambda} \langle F | \hat{R}_{LM}^{(\lambda)} | I \rangle \langle e^+ | \hat{A}_{LM}^{(\lambda)} | e^- \rangle, \quad (23)$$

где λ — тип перехода (электрический или магнитный).

Матричный элемент $\langle F | \hat{R}_{LM}^{(\lambda)} | I \rangle$ отвечает электромагнитному переходу в ядре. В длинноволновом пределе ($k_\gamma R \ll 1$, R — радиус ядра) он принимает вид

$$\langle F | \hat{R}_{LM}^{(\lambda)} | I \rangle = \kappa_L \langle \chi_F | \hat{Q}_{LM}^{(\lambda)} | \chi_I \rangle, \quad (24)$$

где

$$\kappa_L = 4\pi (-i)^L \sqrt{\frac{L+1}{L}} \frac{k_\gamma^L}{(2L+1)!!}; \quad (25)$$

$\hat{Q}_{LM}^{(\lambda)}$ — операторы электрического ($\lambda = E$) и магнитного ($\lambda = M$) переходов;

$$\hat{Q}_{LM}^{(E)} = \int d\mathbf{r} \hat{\rho}(\mathbf{r}) r^L Y_{LM}(\hat{\mathbf{r}}); \quad (26a)$$

$$\hat{Q}_{LM}^{(M)} = \frac{1}{c(L+1)} \int d\mathbf{r} r^L \hat{\mathbf{L}} Y_{LM}(\hat{\mathbf{r}}) \cdot \hat{\mathbf{j}}(\mathbf{r}). \quad (26b)$$

Для аннигиляционной амплитуды $\langle e^+ | \hat{A}_{LM}^{(\lambda)} | e^- \rangle$ с учетом (26) могут быть получены следующие выражения.

Для электрического перехода:

$$\langle e^+ | \hat{A}_{LM}^{(E)} | e^- \rangle = -\langle \Psi_{e^+} | V_{LM} + \hat{\alpha} \mathbf{A}_{LM}^{(E)} | \Psi_{e^-} \rangle. \quad (27)$$

Здесь

$$V_{LM} = 4\pi i^L \sqrt{\frac{L}{L+1}} h_L^{(1)}(k_\gamma r) Y_{LM}(\hat{\mathbf{r}}); \quad (28a)$$

$$\mathbf{A}_{LM}^{(E)} = \frac{1}{\sqrt{L(L+1)}} 4\omega i^{L-1} h_{L-1}^{(1)}(k_\gamma r) \left(r \nabla + L \frac{\mathbf{r}}{r} \right) Y_{LM}(\hat{\mathbf{r}}). \quad (28b)$$

Для магнитного перехода:

$$\langle e^+ | \hat{A}_{LM}^{(M)} | e^- \rangle = \langle \psi_{i^+} | \hat{\alpha} \mathbf{A}_{LM}^{(M)} | \psi_{e^-} \rangle, \quad (29)$$

где

$$\mathbf{A}_{LM}^{(M)} = 4\pi i^{L+1} \frac{1}{\sqrt{L(L+1)}} h_L^{(1)}(k_\gamma r) [\mathbf{r}, \nabla] Y_{LM}. \quad (30)$$

Волновые функции позитрона ψ_{e^+} и электрона ψ_{e^-} являются релятивистскими биспинорами. Оценки показывают [12], что основной вклад в сечение аннигиляционного возбуждения ядра дают K -электроны. Ограничиваясь этим случаем, транспонированную волновую функцию электрона $\psi_{e^-}^T$ для двух возможных значений проекции углового момента запишем в виде

$$\psi_{e^-}^T(\mathbf{r}) = \left(-\frac{1}{2} i\alpha Z \cos \theta, -\frac{1}{2} i\alpha Z \sin \theta e^{i\varphi}, 1, 0 \right) \frac{e^{-r/a}}{\sqrt{\pi a^3}} \quad (31a)$$

для $m_{e^-} = 1/2$;

$$\psi_{e^-}^T(\mathbf{r}) = \left(-\frac{i}{2} \alpha Z \sin \theta e^{-i\varphi}, \frac{1}{2} i\alpha Z \cos \theta, 0, 1 \right) \frac{e^{-r/a}}{\sqrt{\pi a^3}} \quad (31b)$$

для $m_{e^-} = 1/2$.

Здесь $\alpha = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры; $a = \hbar^2/Zme^2$ — радиус K -орбиты электрона.

Поскольку позитрон движется в кулоновском поле ядра и атомных электронов, его волновая функция ψ_{e^+} должна находиться из решения соответствующего уравнения Дирака во внешнем поле. При достаточно больших энергиях позитрона, для которых выполняется условие $Ze^2/\hbar v_+ \ll 1$ (v_+ — скорость позитрона), кулоновскими поправками можно пренебречь и можно воспользоваться борновским приближением, в котором транспонированная волновая функция позитрона $\psi_{e^+}^T$ для двух проекций спина имеет вид

$$\psi_{e^+}^T = \left(1, 0, \frac{-cp_+, z}{E_+ + mc^2}, \frac{-c(p_+, x + ip_+, y)}{E_+ + mc^2} \right) \sqrt{\frac{E_+ + mc^2}{2E_+}} e^{-ik_+ r} \quad (32a)$$

для $m_{e^+} = 1/2$;

$$\psi_{e^+}^T = \left(0, 1, \frac{-c(p_+, x - ip_+, y)}{E_+ + mc^2}, \frac{cp_+, z}{E_+ + mc^2} \right) \sqrt{\frac{E_+ + mc^2}{2E_+}} e^{-ik_+ r} \quad (32b)$$

для $m_{e^+} = -1/2$.

Здесь $p_+ = \hbar k_+$ — импульс позитрона; E_+ — полная энергия позитрона, включающая энергию покоя. Биспиноры (32) нормированы на единицу в единичном трехмерном объеме.

Как и в случае внутренней конверсии, основной вклад в амплитуду (23) аннигиляционного возбуждения ядра дает слагаемое с $L = |I_f - I_i|$, где I_f и I_i — конечный и начальный угловые моменты ядра соответственно. С помощью амплитуды (23) может быть найдена вероятность $P_{fi}^{(\lambda)}(M)$ перехода типа λ при заданных L, M . Усреднив

эту вероятность по проекциям M_i углового момента начального состояния ядра, проекциям m_{e^+} и m_{e^-} спина позитрона и электрона и просуммировав по проекциям M_f конечного состояния ядра, получим для вероятности аннигиляционного возбуждения ядра следующее выражение:

$$\langle P_{ji}^{(\lambda)}(L) \rangle = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{e^4 k_\gamma^2}{16\pi^2} \frac{1}{4(2I_i+1)} \times \\ \times \sum_{M_f M_i m_{e^+} m_{e^-}} |\langle F | \hat{R}_{LM}^{(\lambda)} | I \rangle|^2 |\langle e^+ | \hat{A}_{LM}^{(\lambda)} | e^- \rangle|^2 \delta(\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_f), \quad (33)$$

где $\mathcal{E}_i = E_+ + mc^2 - |E_a|$ — начальная энергия; E_a — энергия связи электрона на K -оболочке, $\mathcal{E}_f = E^*$ — конечная энергия, равная энергии возбуждения ядра E^* .

Амплитуда $\langle F | \hat{R}_{LM}^{(\lambda)} | I \rangle$ определяет число γ -квантов $N_\gamma^{(\lambda)}(L)$, испущенных в единицу времени:

$$N_\gamma^{(\lambda)}(L) = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{e^2}{4\pi^2} k_\gamma \frac{2L+1}{2I_i+1} \sum_{M_f M_i} |\langle F | \hat{R}_{LM}^{(\lambda)} | I \rangle|^2. \quad (34)$$

Для того чтобы представить конечный результат для вероятности аннигиляционного возбуждения ядра (33) в наглядной форме, удобно ввести вероятность $P_{aq}^{(\lambda)}(L)$ аннигиляции позитрона с K -электроном, при которой испущенная электромагнитная волна сходится на ядре [3]. Для того чтобы найти вероятность $P_{aq}^{(\lambda)}(L)$, воспользуемся выражением (33), в котором потребуем, чтобы на каждый акт аннигиляции в единицу времени был испущен один γ -квант, т. е. $N_\gamma^{(\lambda)}(L) = 1$ [см. (34)]. Кроме того, поскольку такая аннигиляция сопровождается испусканием γ -кванта в сплошной спектр, то выражение (33) следует домножить на число состояний $(2L+1)/2\pi\hbar$, приходящихся на единичный интервал энергии при испускании γ -кванта с мультипольностью L в единицу времени, и затем проинтегрировать по энергии перехода. В результате получим:

$$P_{aq}^{(\lambda)}(L) = \frac{2\pi}{\hbar} e^2 k_\gamma \frac{\hbar}{8\pi} \frac{1}{2L+1} \frac{1}{4} \sum_{m_{e^+} m_{e^-}} |\langle e^+ | \hat{A}_{LM}^{(\lambda)} | e^- \rangle|^2 \frac{2L+1}{2\pi\hbar}. \quad (35)$$

Введем вероятность электромагнитного λL -перехода в ядре $P_\gamma^{(\lambda)}(L)$, усредненную по начальным и просуммированную по конечным магнитным квантовым числам:

$$P_\gamma^{(\lambda)}(L) = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{e^2 k_\gamma}{4\pi^2} \frac{(2\pi)^3 \hbar c}{4\pi k_\gamma^2 V} \frac{(2L+1)}{2I_i+1} \times \\ \times \sum_{M_f M_i} |\langle F | \hat{R}_{LM}^{(\lambda)} | I \rangle|^2 \delta(\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_f). \quad (36)$$

Здесь произвольный объем V выделен для удобства. Он входит в определение вектор-потенциала электромагнитного поля в операторе $\hat{R}_{LM}^{(\lambda)}$, и поэтому конечный результат от V не зависит.

Используя соотношения (35), (36), выражение (33) для вероятности аннигиляционного возбуждения ядра можно записать следующим образом:

$$\langle P_{fi}^{(\lambda)}(L) \rangle = P_{aq}^{(\lambda)}(L) P_{\gamma}^{(\lambda)}(L) \frac{k_{\gamma}^2 V}{\pi c (2L+1)}. \quad (37)$$

Это выражение приобретает простой физический смысл, если заметить, что вероятность поглощения γ -кванта мультипольности L абсолютно черным телом $P_{\gamma}^{\text{черн}}(L)$ имеет вид

$$P_{\gamma}^{\text{черн}}(L) = \sigma_{\gamma}^{\text{черн}}(L) I_{\gamma} = \frac{\pi c (2L+1)}{k_{\gamma}^2 V}, \quad (38)$$

где $\sigma_{\gamma}^{\text{черн}}(L) = \pi (2L+1)/k_{\gamma}^2$ — сечение поглощения 2^L -мультиполя черным телом [27]; $I_{\gamma} = c/V$ — плотность потока γ -квантов. Принимая это во внимание, запишем

$$\langle P_{fi}^{(\lambda)}(L) \rangle = P_{aq}^{(\lambda)}(L) \frac{P_{\gamma}^{(\lambda)}(L)}{P_{\gamma}^{\text{черн}}(L)}. \quad (39)$$

Аналогичное выражение для сечения процесса в случае $E1$ -перехода было впервые получено в [3]. Следует подчеркнуть, что вероятность $\langle P_{fi}^{(\lambda)}(L) \rangle$ (39) описывает единый процесс аннигиляции позитрона с возбуждением ядра электромагнитным полем. Гамма-квант в этом процессе является виртуальным. Поэтому факторизация (39) на относительную вероятность фотопоглощения и вероятность аннигиляции имеет формальный смысл. Отражением того факта, что промежуточный γ -квант на рис. 16 является виртуальным, есть то, что вероятность $P_{aq}^{(\lambda)}(L)$ описывает ненаблюдаемый процесс аннигиляции с испусканием электромагнитной волны, сходящейся на ядре.

Поскольку участвующие в аннигиляции позитроны принадлежат сплошному спектру, вместо вероятностей $\langle P_{fi}^{(\lambda)}(L) \rangle$ и $P_{aq}^{(\lambda)}(L)$ удобнее ввести соответственно сечение $\sigma_{a,ex}^{(\lambda)}(L)$ аннигиляционного возбуждения ядра и сечение $\sigma_{aq}^{(\lambda)}(L)$ аннигиляции, при которой электромагнитная волна сходится на ядре. Вместо (39) имеем

$$\sigma_{a,ex}^{(\lambda)}(L) = \sigma_{aq}^{(\lambda)}(L) \frac{P_{\gamma}^{(\lambda)}(L)}{P_{\gamma}^{\text{черн}}(L)}. \quad (40)$$

При выбранной в (32) нормировке волновой функции позитрона сечение $\sigma_{aq}^{(\lambda)}(L)$ получается из (35) делением вероятности $P_{aq}^{(\lambda)}(L)$ на скорость падающих позитронов v_+ :

$$\sigma_{aq}^{(\lambda)}(L) = \frac{1}{8\pi} \frac{e^2 k_{\gamma}}{v_+ \hbar} \frac{1}{4} \sum_{m_e + m_{e^-}} | \langle e^+ | \hat{A}_{LM}^{(\lambda)} | e^- \rangle |^2. \quad (41)$$

Приведем окончательные выражения для $\sigma_{aq}^{(\lambda)}(L)$ (см. [3, 8]), полученные в борновском приближении для $E1$ -, $E2$ - и $M1$ -переходов из (41) с помощью (27), (29), (31) и (32):

$$\sigma_{aq}(E1) = \pi\alpha^4 Z^3 \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 (x^2 + 2x + 3)(x + 1)^{-9/2}(x - 1)^{-1/2}; \quad (42a)$$

$$\sigma_{aq}(E2) = \frac{8}{9} \pi\alpha^4 Z^3 \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 (x^2 + x + 3)(x + 1)^{-11/2}(x - 1)^{1/2}; \quad (42б)$$

$$\sigma_{aq}(M1) = \pi\alpha^4 Z^3 \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 (x + 1)^{-7/2}(x - 1)^{1/2}. \quad (42в)$$

Здесь $x = E_+/mc^2$. При выводе соотношений (42) мы пренебрегли энергией связи электрона E_a и, с учетом закона сохранения энергии,

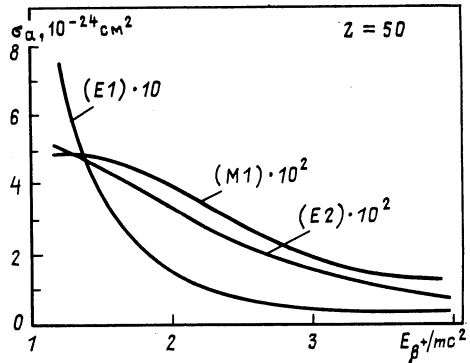


Рис. 17. Зависимость сечения аннигиляции позитрона, сопровождающейся испусканием сходящейся на ядре электромагнитной волны, от энергии позитронов

для k_γ использовали выражение $k_\gamma = (E_+ + mc^2)/\hbar c$. Зависимость сечения аннигиляции $\sigma_{aq}^{(\lambda)}(L)$ от энергии позитронов приведена на рис. 17. Пропорциональность $\sigma_{aq}^{(\lambda)}(L) \sim Z^3$ является следствием борновского приближения. Учет кулоновских поправок в волновой функции позитрона приводит к более сложной зависимости $\sigma_{aq}^{(\lambda)}(L)$ от Z [12]. Отметим также, что зависимость $\sigma_{aq}^{(\lambda)}(L) \sim Z^3$ отличается от зависимости сечения однофотонной аннигиляции $\sigma_a^{(\lambda)}(L)$ от Z . В том же борновском приближении $\sigma_a^{(\lambda)}(L) \sim Z^5$ [1]. Такое различие в поведении $\sigma_{aq}^{(\lambda)}(L)$ и $\sigma_a^{(\lambda)}(L)$ является следствием того, что $\sigma_{aq}^{(\lambda)}(L)$ описывает процесс с испусканием виртуального γ -кванта, сходящегося на ядре.

Возвращаясь к сечению аннигиляционного возбуждения (40) и используя соотношения (36), (38), запишем

$$\sigma_{a,ex}^{(\lambda)}(L) = \sigma_{aq}^{(\lambda)}(L) k_\gamma \kappa_L^2 B(\lambda L) \delta(\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_f), \quad (43)$$

где

$$B(\lambda L) = \frac{e^2}{2I_i + 1} |\langle I_f || \hat{Q}_L^{(\lambda)} || I_i \rangle|^2. \quad (44)$$

Следует различать два случая. Если конечное состояние ядра принадлежит сплошному спектру, например если при аннигиляционном возбуждении ядра испускается нейтрон, то выражение (43) должно быть домножено на $\rho_f d\mathcal{E}_f$ (ρ_f — плотность конечных состояний) и проинтегрировано по конечной энергии \mathcal{E}_f . В результате получим

$$\sigma_{a,ex}^{(\lambda)}(L) = \sigma_{aq}^{(\lambda)}(L) k_\gamma \kappa_L^2 B(\lambda L) \rho_f \text{ при } \mathcal{E}_f = E_+ + mc^2 - |E_a|. \quad (45)$$

Если конечное состояние в (43) является возбужденным состоянием в дискретном спектре, то следует учесть конечность времени жизни такого возбужденного состояния и проинтегрировать (43) по линии перехода аналогично, например, тому, как это делается в случае фотовозбуждения ядра. При этом, как уже упоминалось в предыдущем разделе (см. [12]), в качестве времени жизни следует взять время жизни всей системы: возбужденного состояния ядра и K -дырки в электронной оболочке атома, образовавшейся после аннигиляции электрона с позитроном. Конечность времени жизни τ возбужденного состояния системы означает, что переходы возможны в область энергий $\Delta\mathcal{E}_f \approx \Gamma \sim 1/\tau$ вблизи возбужденного уровня ядра E_i . Пусть $W(\mathcal{E}_f) d\mathcal{E}_f$ — вероятность того, что система имеет энергию, заключенную в интервале $\mathcal{E}_f, \mathcal{E}_f + d\mathcal{E}_f$, тогда, домножая выражение (43) на эту величину и интегрируя по всем конечным энергиям, получаем

$$\sigma_{a,ex}^{(\lambda)}(L) = \sigma_{aq}^{(\lambda)}(L) k_\gamma \kappa_L^2 B(\lambda L) W(\mathcal{E}_i). \quad (46)$$

При экспоненциальном законе распада для $W(\mathcal{E}_f)$ имеем

$$W(\mathcal{E}_f) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_i^*}{(E_i - \mathcal{E}_f)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_i^{*2}}, \quad (47)$$

где Γ_i^* включает ширину ядерного уровня Γ_i и ширину Γ_a K -дырки в атоме [12]: $\Gamma_i^* = \Gamma_i + \Gamma_a$.

Из (46), (47) следует, что сечение аннигиляционного возбуждения ядра в резонансе

$$\sigma^{\text{бесф}(\lambda)}(L) = \frac{2}{\pi \Gamma_i^*} \sigma_{aq}^{(\lambda)}(L) k_\gamma \kappa_L^2 B(\lambda L), \quad k_\gamma = E^*/\hbar c \quad (48)$$

определяется полной шириной Γ_i^* , а не шириной ядерного уровня Γ_i . Это обстоятельство не учитывалось как в первой работе Р. Презента и С. Чена, так и в последующих работах японской группы [5, 8 — 10]. Расчет $\sigma^{\text{бесф}}(L)$ требует определенных модельных предположений о ядерных волновых функциях, необходимых для вычисления приведенной вероятности $B(\lambda L)$ в (48). Здесь, однако, можно воспользоваться выражением (40), которое перепишем в виде

$$\sigma_{a,ex}^{(\lambda)}(L) = \sigma_{aq}^{(\lambda)}(L) \frac{\sigma_\gamma^{(\lambda)}(L)}{\sigma_\gamma^{\text{черн}}(L)}, \quad (49)$$

где $\sigma_\gamma^{(\lambda)}(L)$ — сечение фотовозбуждения ядра.

Сечение фотовозбуждения $\sigma_{\gamma}^{(\lambda)}(L)$ можно взять непосредственно из эксперимента. Такой путь был реализован в [8] для двух возбужденных уровней: $E_1 = 1078$ кэВ, $I_{f,1} = 5/2^+$ и $E_2 = 1464$ кэВ, $I_{f,2} = 7/2^+$ в ядре ^{115}In . При этом для E_2 -переходов из основного $I_i = 9/2^+$ состояния найдено соответственно

$$\sigma_1^{\text{бесф}}(E_2) = 3,7 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2, \quad \sigma_2^{\text{бесф}}(E_2) = 1,35 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2. \quad (50)$$

Следует, однако, отметить, что экспериментальное определение сечения фотовозбуждения $\sigma_{\gamma}^{(\lambda)}(L)$ содержит интегрирование по линии поглощения, ширина которой Γ_i равна ширине возбужденного уровня ядра. [Для ядра ^{115}In , для двух указанных выше уровней эти ширины равны соответственно $\Gamma_1 = (6,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}$ эВ и $\Gamma_2 = (7,6 \pm 1,9) \cdot 10^{-3}$ эВ.] Как уже отмечалось выше, для аннигиляционного возбуждения ядра в (47) должна быть использована полная ширина $\Gamma_i^* = \Gamma_i + \Gamma_a$. Обычно $\Gamma_a \gg \Gamma_i$ и поэтому оценка $\sigma^{\text{бесф}(\lambda)}(L)$ (50), полученная в [8], существенно завышена.

Чтобы обойти трудность с корректным определением $\sigma_{\gamma}^{(\lambda)}(L)$ в (49), следует более последовательно вычислять $\sigma^{\text{бесф}(\lambda)}(L)$ непосредственно с помощью (48), используя ядерные модели при нахождении $B(\lambda L)$. Подобные вычисления с учетом кулоновских поправок в волновой функции позитрона для ядер ^{115}In и ^{235}U выполнены в [12]. Используя одночастичные оценки для ядерных матричных элементов, входящих в $B(\lambda L)$, в этой работе получены, в частности, для тех же переходов, что и в (50) для ^{115}In , следующие значения сечения аннигиляционного возбуждения ядра в резонансе [при $B(E_2) = 9,5 \cdot 10^{-27} \text{ e}^2 \cdot \text{см}^2$]:

$$\sigma_1^{\text{бесф}}(E_2) = 6,2 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2, \quad \sigma_2^{\text{бесф}}(E_2) = 6,4 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2. \quad (51)$$

Здесь для Γ_a брали оценку, полученную при учете радиационных $L - K$ -переходов в атоме ^{115}In : $\Gamma_a = 7,2$ эВ. Как и следовало ожидать, эти значения $\sigma^{\text{бесф}}(L)$ отличаются от соответствующих значений в (50) примерно на фактор Γ_i/Γ_a .

При современных экспериментальных условиях сечение $\sigma_{a,ex}^{(\lambda)}(L)$ (46), записанное для моноэнергетического пучка позитронов, не может быть непосредственно измерено. Реально мы имеем широкое распределение $S(E_+)$ позитронов по энергии, которое формируется источником позитронов и условиями прохождения пучка через мишень. Нормируем распределение $S(E_+)$ на единицу

$$\int_{mc^2}^{E_+^{\text{макс}}} dE_+ S(E_+) = 1. \quad (52)$$

Тогда определяемым на эксперименте сечением будет эффективное сечение

$$\sigma_{\text{эф}}^{(\lambda)}(L) = \int_{+mc^2}^{E_{\text{макс}}+} dE_+ \sigma_a^{(\lambda)}(L) S(E_+). \quad (53)$$

Поскольку $S(E_+)$ — плавная функция на фоне быстро изменяющейся функции $W(\mathcal{E}_i = E_+ + mc^2 - |E_a|)$ в (46), то из (53) и (46) — (48) имеем оценку

$$\sigma_{\text{эф}}^{(\lambda)}(L) \approx \frac{\pi}{2} \frac{\Gamma_a}{\Delta E} \sigma_{\text{рез}}^{(\lambda)}(L), \quad (54)$$

где $\Delta E = E_{\text{макс}} - mc^2$. Обычно $\Delta E \sim 100$ кэВ, $\Gamma_a \sim 10$ эВ и, следовательно, наблюдаемое сечение составляет 10^{-4} оценки (51), что приводит к необходимости использовать толстые мишени для улучшения статистики.

Аккуратный расчет $\sigma_{\text{эф}}^{(\lambda)}(L)$ наталкивается на определенные трудности, связанные с тем, что исходное статическое распределение

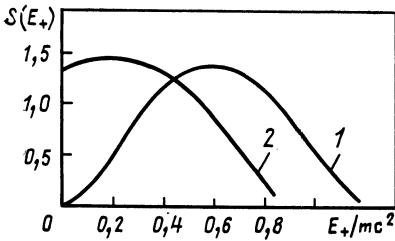


Рис. 18. Зависимость формы позитронного спектра ^{64}Cu от глубины проникновения в мишень ^{115}In :
1 — начальный спектр; 2 — спектр на глубине 0,175 г/см² (из работы [28])

позитронов по энергии, получаемое из β^+ -источника, искажается за счет ионизационных и тормозных потерь по мере распространения позитронов в толстой мишени. В [28] было вычислено искажение начального статистического распределения позитронов из источника ^{64}Cu внутри мишени ^{115}In , связанное с ионизационными потерями. Ионизационные потери учитывались по формуле Бете — Блоха. Результаты такого расчета функции распределения $S(E_+)$ из [28] приведены на рис. 18. Окончательно для эффективного сечения аннигиляционного возбуждения ядра ^{115}In для тех же уровней, что и в (51), при этом получается

$$\sigma_{\text{эф},1}(E_2) = 8,4 \cdot 10^{-36} \text{ см}^2, \quad \sigma_{\text{эф},2}(E_2) = 2,4 \cdot 10^{-35} \text{ см}^2. \quad (55)$$

Это согласуется с оценкой (51), (54), но существенно меньше экспериментальных данных (см. разд. 1).

Для того чтобы устранить значительное расхождение между теорией и экспериментом Ракхаван и Миллс предложили [29] учесть, наряду с диаграммой бесфотонной аннигиляции рис. 16, вклад неупругого аннигиляционного возбуждения, которому отвечают диа-

граммы рис. 19. Вклад этих диаграмм в аннигиляционное возбуждение ядра содержит дополнительную малость $\sim \alpha = 1/137$ по сравнению с диаграммой рис. 16 (46). Однако благодаря неупруго испущенному γ -кванту жесткие резонансные условия, которые содержатся

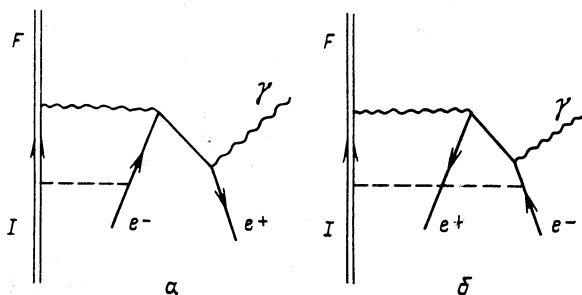


Рис. 19. Диаграмма, описывающая процесс неупругого возбуждения ядра при аннигиляции позитрона e^+ с атомным электроном e^-

в (46) из-за множителя $W(\mathcal{E}_i)$, будут отсутствовать, и в эффективное сечение $\sigma_{\text{эф}}^{(\lambda)}(L)$ (53) дадут примерно одинаковый вклад позитроны в широком интервале энергий $\overline{\Delta E} = E_{\text{макс}} - E^*$. Таким образом, вклад $\sigma_{\text{эф}}^{\text{неупр}}(\lambda L)$ от неупругих процессов рис. 19 в эффективное сечение аннигиляционного возбуждения ядра по порядку будет равен

$$\sigma_{\text{эф}}^{\text{неупр}}(\lambda L) \approx \frac{1}{137} \sigma_{\text{эф}}^{\text{бесф}}(\lambda L) \frac{\overline{\Delta E}}{\Gamma_a}, \quad (56)$$

где мы использовали обозначение $\sigma_{\text{эф}}^{\text{бесф}}(\lambda L)$ для сечения $\sigma_{\text{эф}}^{(\lambda)}(L)$ (53), отвечающего диаграмме рис. 16. Поскольку $\overline{\Delta E} \sim \Delta E \approx 100$ кэВ, то при $\Gamma_a \approx 10$ эВ вклад неупругих процессов рис. 19 в эффективное сечение $\sigma_{\text{эф}}(\lambda L)$ будет примерно в 10^2 раз больше, чем вклад упругой диаграммы рис. 16.

Вклад прямой диаграммы (рис. 19а), в эффективное сечение $\sigma_{\text{эф}}^{(\lambda)}(L)$ в борновском приближении исследован в [28]. Для уже рассмотренных выше [см. (50), (51), (55)] двух уровней в ядре ^{115}In в этой работе получено (для источника ^{64}Cu)

$$\sigma_{\text{эф},1}^{\text{неупр}}(E2) = 2,2 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2, \quad \sigma_{\text{эф},2}^{\text{неупр}}(E2) = 1,4 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2. \quad (57)$$

Эти значения ближе к экспериментальным данным (см. табл. 2), хотя значительное расхождение сохраняется. Отметим, что в двух работах [30, 31] идея Р. Ракхавана и А. Миллса о доминирующем вкладе в эффективное сечение неупругих процессов рис. 19 была подвергнута критике. В этих работах отмечено, что в неупругом процессе рис. 19, в котором один из фотонов (в данном случае виртуальный фотон, идущий на возбуждение ядра) имеет резонансную энергию

$\epsilon_\gamma \sim E^*$ в пределах ширины уровня Γ^* , дополнительной константой малости, связанной с испусканием реального фотона, будет не $\alpha = 1/137$, а существенно меньшее значение, приблизительно равное $\alpha\Gamma/(E_+ + mc^2)$. Если это учесть, то вклад неупругих процессов в эффективное сечение $\sigma_{\text{эф}}^{(\lambda)}(L)$ составит лишь 10^{-2} вклада бесфотонной аннигиляции рис. 16. В этом случае расхождение между теорией и экспериментом по-прежнему составит несколько порядков.

До сих пор мы рассматривали возбуждение дискретных уровней ядра, лежащих ниже порога ядерных реакций с вылетом частиц. Сейчас мы рассмотрим бесфотонную аннигиляцию с вылетом из ядра нейтрона. Сечение такого процесса описывается формулой (45), где

$$\rho_f = Mk_n/2\pi^2\hbar^2. \quad (58)$$

Здесь M — масса нейтрона; k_n — волновое число нейтрона. Предполагается, что волновая функция нейтрона нормирована на единичный объем. В дальнейшем удобно воспользоваться соотношением (49) и представить сечение $\sigma_{a,n}^{(\lambda)}(L)$ аннигиляционного возбуждения ядра с вылетом нейтрона в виде

$$\sigma_{a,n}^{(\lambda)}(L) = \sigma_{aq}^{(\lambda)}(L) \frac{\sigma_{\gamma,n}^{(\lambda)}(L)}{\sigma_{\gamma,\text{черн}}^{(\lambda)}(L)}. \quad (59)$$

Здесь $\sigma_{\gamma,n}^{(\lambda)}(L)$ — сечение фотоэффекта [см. (38), (45)]:

$$\sigma_{\gamma,n}^{(\lambda)}(L) = \pi(2L+1)k_\gamma^{-1}\kappa_L^2 B(\lambda L) \rho_f \quad (60)$$

при $k_\gamma = (E_+ + mc^2 - |E_a|)/\hbar c$.

Сечение фотоэффекта $\sigma_{\gamma,n}^{(\lambda)}(L)$ можно взять из опыта. Здесь, в отличие от (49), это не приводит к погрешности, так как ширина Γ ядерного резонанса в нейтронном канале намного превосходит ширину Γ_a возбуждения в электронной оболочке. Сечение $\sigma_{\gamma,n}^{\text{рез}}(E1)$ в резонансе вблизи порога реакции ($E_{\text{пор}} = 1,64$ МэВ) составляет $\sigma_{\gamma,n}^{\text{рез}}(E1) \approx 2 \cdot 10^{-27}$ см² [24]. Используя это значение, а также оценив $\sigma_{aq}(E1)$ с помощью (42а), из (59) находим сечение аннигиляционного возбуждения ${}^9\text{Be}$ в резонансе

$$\sigma_{a,n}^{\text{рез}}(E1) \approx 7 \cdot 10^{-35} \text{ см}^2. \quad (61)$$

Как и в ранее рассмотренных случаях аннигиляционного возбуждения ядра в дискретном спектре, эта теоретическая оценка существенно меньше экспериментального значения $\sigma_{a,n}^{\text{экс}} \approx 10^{-30}$ см². Учет неупругого канала рис. 19 не может в данном случае улучшить согласие, поскольку переходы здесь идут в сплошной спектр и вклад в сечение упругого процесса рис. 16 дают все позитроны, имеющие энергию выше порога реакции.

3. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДРА ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ В β^+ -РАСПАДЕ

Уже отмечалось, что сравнение теоретических и экспериментальных данных по возбуждению ядер при аннигиляции позитронов сталкивается с трудностями корректного учета тормозных и ионизационных потерь пучка позитронов по толщине мишени, а также с неконтролируемым вкладом от перерассеяния позитронов внутри мишени, предшествующего аннигиляции. С этой точки зрения более «чистым» является процесс внутреннего аннигиляционного возбуждения ядра при β^+ -распаде, при котором позитрон, вылетающий из материнского ядра, аннигилирует с электроном собственной электронной оболочки и возбуждает дочернее ядро. Отметим, что хотя экспериментальное выделение канала внутреннего аннигиляционного возбуждения ядра затруднено из-за вклада конкурирующих процессов β^+ -распада и ϵ -захвата, идущих в то же конечное состояние дочернего ядра, такое выделение в принципе возможно, если соответствующие β^+ -, ϵ -переходы заторможены из-за запрета по некоторым квантовым числам.

Для экспериментальной проверки высказанной возможности нужно выбрать хорошо изученное ядро, в котором имелся бы уровень, удовлетворяющий условию (3), а прямое заселение его в β^+ -, ϵ -распаде было бы запрещено. Благоприятным в этом смысле является ядро ^{45}Sc , которое получается при β^+ -, ϵ -распаде ^{45}Ti . Распад ^{45}Ti на 99,8% идет в основное состояние ^{45}Sc , причем на 86% в результате испускания позитронов с $\epsilon_{\beta^+} = 1,04$ МэВ. На рис. 20 приведен фрагмент схемы уровней ядра ^{45}Sc . Качественный анализ показывает [32], что состояния 975 и 1801 кэВ принадлежат различным квазиротационным полосам с $\Delta L = 2$. Это приводит для уровня 1801 кэВ к оценке $\lg ft = 9,5 \div 10$.

Чтобы проверить, как возбуждается состояние с энергией 1801 кэВ, было проведено тщательное измерение γ -спектра, сопровождающего β^+ -, ϵ -распад ^{45}Ti . Измерения выполнялись

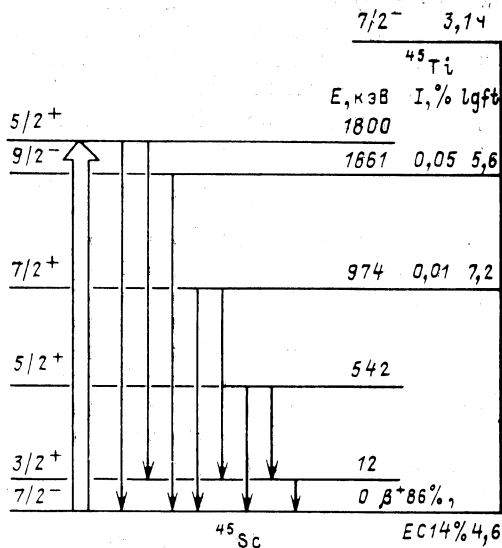


Рис. 20. Фрагмент схемы уровней ядра ^{45}Sc

Ge (Li)-детектором объемом около 90 см^3 и энергетическим разрешением $2,1 \text{ кэВ}$ на γ -линиях ^{60}Co . Источники получались в (p, n) -реакции при $E_p = 6,8 \text{ МэВ}$ облучением химически чистого ^{45}Sc . В γ -спектре нами надежно идентифицированы γ -линии с энергиями 1789 и 1801 кэВ , разряжающие возбужденное состояние 1801 кэВ в основное и первое возбужденное состояние ^{45}Sc . Интенсивности этих линий составляют $(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$ и $(1,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$ относительно перехода 1661 кэВ . Фрагмент этого спектра приведен на рис. 21. Если бы

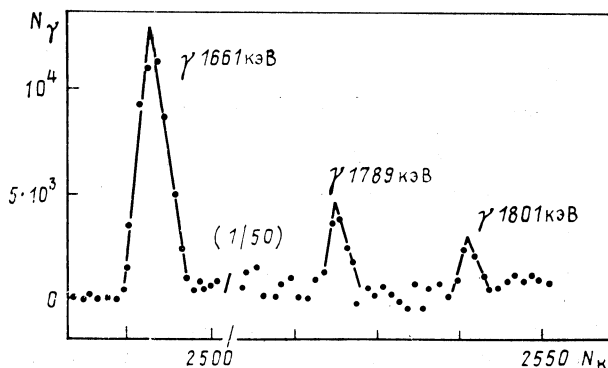


Рис. 21. Спектр γ -квантов из распада ^{45}Sc после облучения мишени ^{45}Sc протонами с энергией $E_p = 6,8 \text{ МэВ}$

уровень 1801 кэВ заселялся в ϵ -захвате, то это означало бы, что для этого уровня $\lg ft = 7,8$, и расхождение с приведенной выше оценкой составило бы два порядка. Поэтому можно предположить, что уровень 1801 кэВ имеет дополнительный канал возбуждения, например, $E1$ -переходом при аннигиляции позитрона при β^+ -распаде ^{45}Ti в основное состояние ^{45}Sc . При этом предположении из экспериментальных данных может быть оценена вероятность возбуждения $P_{a,ex}^{\text{экс}}$ уровня 1801 кэВ на один акт β^+ -распада

$$P_{a,ex}^{\text{экс}} \approx 10^{-4} \% / 86 \% \approx 10^{-6}. \quad (62)$$

В качестве еще одного примера, где также, возможно, происходит аннигиляционное возбуждение ядра при β^+ -распаде, приведем ядро ^{62}Ni . Уровни ядра ^{62}Ni заселяются при β^+ -, ϵ -распаде ^{62}Cu . Фрагмент этой схемы распада приведен на рис. 22. Здесь идет распад на основное состояние ^{62}Ni ($99,6 \%$) путем испускания β^+ -частиц. Мы обращаем внимание на слишком высокий $\lg ft$ для уровня $E_i = 3,86 \text{ МэВ}$ и допускаем вклад в его возбуждение от аннигиляции позитронов при β^+ -распаде ^{62}Cu в основное состояние ^{62}Ni . Если отсутствуют другие каналы возбуждения этого уровня, то для вероятности $P_{a,ex}^{\text{экс}}$ такого процесса на каждый акт β^+ -распада имеем

$$P_{a,ex}^{\text{экс}} \approx 3 \cdot 10^{-4} \% / 99,6 \% \approx 3 \cdot 10^{-6}, \quad (63)$$

что согласуется с аналогичной оценкой для $E1$ -перехода в ядре ^{48}Sc (62).

Для теоретической оценки вероятности внутреннего аннигиляционного возбуждения ядра можно воспользоваться развитым в разд. 2 формализмом, изменив лишь вид волновой функции позитрона $|\psi_{e^+}\rangle$, входящей в определение величины $P_{aq}^{(\lambda)}(L)$ (35). Мы ограничимся раз-

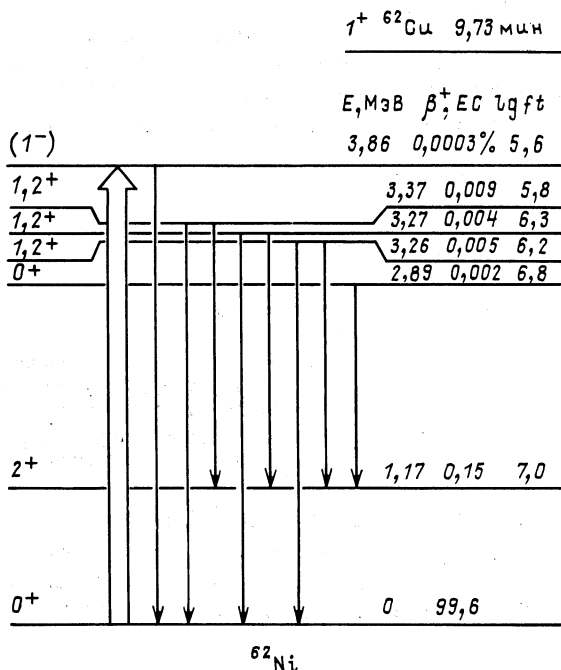


Рис. 22. Фрагмент схемы уровней ядра ^{62}Ni

решенными β^+ -переходами и пренебрежем влиянием кулоновского поля ядра (борновское приближение). Для большой компоненты $|\varphi_{e^+}\rangle$ релятивистского биспинора $|\psi_{e^+}\rangle$ в этом случае можем записать (см. [33, § 33])

$$|\varphi_{e^+}\rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi u_+}} \frac{e^{-ik_+r}}{r} u_+, \tag{64}$$

где u_+ — единичный спинор.

Нормирующий множитель в функции (64) выбран таким образом, чтобы полный поток позитронов в единицу времени через произвольную сферу, описанную вокруг ядра, был равен единице. При такой нормировке вероятность $P_{aq}^{(\lambda)}(L)$ (35), а значит, и полная вероятность $\langle P_{fi}^{(\lambda)}(L) \rangle$ (39) будут отнесены к одному акту β^+ -распада.

Ограничимся случаем дипольного $E1$ -возбуждения ядра. Для вероятности $P_{aq}(E1)$ из определения (35) и соотношений (31), (64) получим

$$P_{aq}(E1) = 3Z^3 \alpha^4 x_1 (1+x_1)^{-1} (x_1^2-1)^{-1/2} \times \\ \times \{ [1+x_1 - \sqrt{x_1^2-1}]^2 + (\alpha Z)^2 \}^{-1}, \quad (65)$$

где $x_1 = x - 1$ [см. (42)].

Зависимость вероятности аннигиляции $P_{aq}(E1)$ от энергии позитрона E_+ для $Z = 50$ приведена на рис. 23. Для определения вероятности аннигиляционного возбуждения воспользуемся выражением (39). При этом, как и прежде, вероятность $P_\gamma^{(\lambda)}(L) \equiv P_\gamma(E1)$ долж-

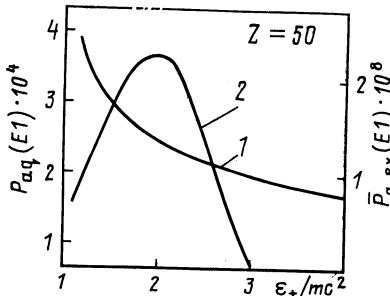


Рис. 23. Зависимость вероятности аннигиляции $P_{aq}(E1)$ (кривая 1) и вероятности внутреннего аннигиляционного возбуждения ядра $\bar{P}_{a,ex}(E1)$ (кривая 2) от энергии позитронов при β^+ -распаде

на быть усреднена с весовой функцией (47) и, наконец, полная вероятность $\langle P_{fi}^{(\lambda)}(L) \rangle \equiv P_{a,ex}(E1)$ должна быть еще усреднена по спектру позитронов при β^+ -распаде подобно тому, как это было сделано в (53) при вычислении эффективного сечения. В данном случае для разрешенного β^+ -перехода

$$S(E_+) = \frac{1}{mc^2} S_0 x_1 (x_1^2 - 1)^{1/2} (x_1 - x_0), \quad (66)$$

где $x_0 = E_+^{макс}/mc^2$, $E_+^{макс}$ — энергия β^+ -перехода; S_0 находится из условия

$$\int_{mc^2}^{E_+^{макс}} dE_+ S(E_+) = 1. \quad (67)$$

Выполнив перечисленные выше усреднения, из (39) получим

$$\bar{P}_{a,ex}(E1) = \frac{4}{3} (2\pi)^2 Z^3 \alpha^5 \lambda_e^{-2} B(E1) \times \\ \times \frac{2x_1^2 (1+x_1)^2 (x_1-x_0)^2}{[1+x_1 - (x_1^2-1)^{1/2}]^2 + (\alpha Z)^2} \text{ при } x_1 = x_1^*, \quad (68)$$

где $x_1^* = (E^* - mc^2)/mc^2$, $\lambda_e = \hbar/mc$. Зависимость вероятности $\bar{P}_{a,ex}(E1)$ от энергии E_+ для ядра $Z = 50$ приведена на рис. 23.

Для качественной оценки вероятности внутреннего аннигиляционного возбуждения ядра на один акт β^+ -распада подставим в (68) $E_{\text{макс}}^+ = 1,5 \text{ МэВ}$, $E^* = 1,8 \text{ МэВ}$, пренебрежем энергией связи электрона $|E_a|$ и воспользуемся одночастичной оценкой для приведенной вероятности $B(E1)$. В результате получим

$\bar{P}_{a,ex}(E1) \approx 4 \cdot 10^{-10}$ для $Z = 20$, $\bar{P}_{a,ex}(E1) \approx 10^{-8}$ для $Z = 50$. Эти оценки на 3—4 порядка меньше, чем экспериментальное значение $P_{a,ex}^{\text{экс}}$ для ^{45}Sc [см. (62)]. Причина расхождения здесь, возможно, в неучтенном неупругом процессе аннигиляционного возбуждения ядра (рис. 19).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение кратко остановимся на перспективах исследования ядерного возбуждения при аннигиляции позитронов. В первую очередь следует отметить возможность применения позитронного пучка для ядерно-спектроскопических целей. На эту возможность указывалось в [12, 34]. Идеальным для спектроскопических исследований был бы моноэнергетический пучок позитронов. Уже сейчас можно получать пучки позитронов с разрешением по энергии около 1 % на современных магнитных спектрометрах, таких как призмные или даже типа $\pi\sqrt{2}$ [15]. Светосила таких спектрометров может достигать около 10^{-2} . Для активированной в реакторе меди-64 это позволяет получить моноэнергетические позитроны с плотностью потока $I_{\beta^+} \approx 10^{12} \cdot 10^{-4} = 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Такие потоки вполне достаточны для возбуждения дискретных состояний в ядре, особенно если возбуждение происходит $E1$ -переходами.

Вторым интересным направлением является исследование процессов развала ядер при аннигиляции позитронов. Как отмечалось выше (см. разд. 1), при соответствующих условиях аннигиляция позитронов сопровождается заметной эмиссией нейтронов. Это открывает такую интересную возможность, как исследование эмиссии нейтронов из ориентированных ядер [35]. В этом же направлении следовало бы продолжить исследования по эмиссии α -частиц при аннигиляции позитронов. Подходящими для этой цели могут быть легкие ядра ^6Li , ^9Be , ^{10}B , причем α -спектр можно измерять спектрометром типа SiAu, который малочувствителен к γ - и β -излучению, и, кроме того, большая часть α -спектра будет находиться при этом в энергетической области, в которую γ - и β -излучение не попадает по энергии.

При аннигиляции позитронов возможно также подбарьерное деление ядер, идущее, в частности, через спонтанно делящийся изомер. Полученные в [36] оценки показывают, что сечение возбуждения спонтанно делящегося изомера при бесфотонной аннигиляции позитронов зависит от природы изомера, что дает в принципе возможность проверить модель изомерии формы. Отметим в этой связи работу [37], в которой спонтанно делящиеся изомеры возбуждались при облучении γ -квантами и позитронами. Наряду с обсуждавшимся в этой работе фотовозбуждением, следует принять во внимание воз-

буждение за счет бесфотонной аннигиляции позитронов. Для выделения этого канала возбуждения необходимы дополнительные эксперименты, в частности контрольный эксперимент с отсечением позитронов с помощью защиты (см. разд. 1).

Представляет несомненный интерес дальнейшее исследование возбуждения ядер при аннигиляции позитронов в β^+ -распаде (см. разд. 3). Хотя вероятность этого процесса мала, он может служить своеобразным аннигиляционным мостиком для заселения тех состояний дочернего ядра, в которые прямые β^+ , ϵ -переходы сильно заторможены из-за правил запрета. Учет этого канала β^+ -распада может оказаться важным при уточнении β -силовых функций, особенно для переходов в высоколежащие состояния. Его учет может быть полезным также при исследовании резонансной структуры в различных задержанных процессах, например в спектре задержанных протонов, сопровождающих β^+ -распад [38—40].

Актуальной задачей остается выяснение механизма ядерного возбуждения при аннигиляции позитронов в связи со значительным расхождением между теорией и экспериментом. Для исключения неопределенностей, связанных с оценкой эффективного числа позитронов, участвующих в возбуждении ядра (см. разд. 1), необходимы эксперименты на тонких мишенях. Информацию о вкладе в эффективное сечение $\sigma_{\text{эф}}$ возбуждения ядра от бесфотонной аннигиляции (см. рис. 16) и от неупругих процессов (см. рис. 19) можно получить, исследуя энергетическую зависимость $\sigma_{\text{эф}}$ от граничной энергии позитронов $\epsilon_{\beta^+}^{\text{макс}}$ или выполняя эксперименты с моноэнергетическими позитронами. В теоретических моделях при описании аннигиляционного возбуждения ядер необходимы дополнительные исследования процессов упругого и неупругого рассеяния позитронов, а также тормозных и ионизационных потерь при движении позитронов в мишени. Необходимо также более тщательный анализ вклада в $\sigma_{\text{эф}}$ неупругих процессов аннигиляции, особенно в связи с противоречивостью выводов, сделанных в [28, 29] и [30, 31]. При дальнейшем развитии теории следует также учесть взаимодействие позитронов с электронами и возможность образования ими промежуточного связанного состояния до аннигиляционного возбуждения ядра. Таким образом, необходимы новые объединенные усилия теоретиков и экспериментаторов для того, чтобы получить адекватное описание рассмотренного здесь явления ядерного возбуждения при аннигиляции позитронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахизер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. М.: Гостехиздат, 1953.
2. Broda K. W., Johnson W. R. // Phys. Rev. 1972. A6. P. 1693—1702.
3. Present R., Chen S. // Phys. Rev. 1952. Vol. 85. P. 447—451.
4. Shimizu S., Mukoyama T., Nakayama Y. // Phys. Rev. 1968. Vol. 173. P. 405—416.
5. Mukoyama T., Shimizu S. // Phys. Rev. 1972. Vol. C5. P. 95—99.

6. Вишнеvский И. Н., Желтоножский В. А., Свято В. П., Тришин В. В. Препринт КИЯИ-78-4. Киев, 1978; Письма в ЖЭТФ, 1979. Т. 30. С. 394—396.
7. Вишнеvский И. Н., Желтоножский В. А., Свято В. П., Тришин В. В. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1979. Т. 43. С. 2142—2147.
8. Watanabe Y., Mukoyama T., Shimizu S. //Phys. Rev. 1979. Vol. C19. P. 32—37.
9. Watanabe Y., Mukoyama T., Shimizu S. //Phys. Rev. 1980. Vol. C21. P. 1753—1757.
10. Watanabe Y., Mukoyama T., Katano R. //Phys. Rev. 1981. Vol. C23. P. 695—699.
11. Вишнеvский И. Н., Желтоножский В. А., Свято В. П. и др. //ЯФ. 1983. Т. 38. С. 273—278.
12. Гречухин Д. П., Солдатов А. А. //ЖЭТФ, 1979. Т. 74. С. 13—22.
13. Борозенец Г. П., Вишнеvский И. Н., Желтоножский В. А. //Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. С. 881—883.
14. Вишнеvский И. Н., Головач Л. А., Желтоножский В. А. и др. //Препринт КИЯИ-83-6. Киев, 1983.
15. Гаврилюк В. И., Купряшкин В. Т., Латышев Г. Д. и др. //Прикладная ядерная спектроскопия. 1971. Т. 2. С. 124—134.
16. Борозенец Г. П., Вишнеvский И. Н., Желтоножский В. А., Харлапов В. Б. Препринт КИЯИ-87-13. Киев, 1987.
17. Алешин В. П. //Укр. физ. журн. 1983. Т. 28. С. 1146—1152.
18. Krause M. O., Oliver J. H. //J. Phys. Chem. Data. 1979. Vol. 8. P. 329.
19. Ерохина К. И., Жиргулевичус Р. К., Лемберг И. Х. и др. //Прогр. и тез. докл. XXIII Совещ. по ядерн. спектр. и структ. атомн. ядра. Л.: Наука, 1973. С. 364.
20. Voivin M., Cauchois Y., Heno e.a. //Nucl. Phys. 1973. Vol. A204. P. 220.
21. Бете Г., Ашкин Ю. Прохождение частиц через вещество //Экспериментальная ядерная физика: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1955. Т. 1. С. 215.
22. Aizenberg-Selove F., Lauritsen T. //Nucl. Phys. 1974. Vol. A227. P. 114—131.
23. Ядра и радиационная стойкость конструкционных материалов. Под ред. М. В. Пасечника. Киев: Наукова думка, 1978.
24. Bergman V. L., Van Hemert R. L., Bowman C. D. //Phys. Rev. 1967. Vol. 163. P. 958—963.
25. Слив Л. А. //ДАН СССР. 1949. Т. 64. С. 321—323.
26. Карпешин Ф. Ф., Слив Л. А. //Изв. АН СССР. Сер. физ. 1978. Т. 42. С. 186—190.
27. Давыдов А. С. Теория атомного ядра. М.: Физматгиз, 1958.
28. Баткин И. С., Чуракова Т. А. //ЯФ. 1982. Т. 35. С. 282—287.
29. Raghavan R. S., Mills A. P. //Phys. Rev. 1981. Vol. C24. P. 1814—1815.
30. Ljubicic A., Kremar M., Pisk K., Logan V. A. //Phys. Rev. 1984. Vol. C30. P. 2109—2110.
31. Pisk K., Kremar M., Ljubicic A., Logan V. A. //Phys. Rev. 1985. Vol. C. 32. P. 83—86.
32. Stychen I., Chevallier I., Haas V. e.a. //Nucl. Phys. 1976. Vol. A262. P. 317—327.
33. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: ГИФМЛ. 1963.
34. Гречухин Д. П., Солдатов А. А. Препринт ИАЭ-3097. М., 1979.
35. Гречухин Д. П., Солдатов А. А. //ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 399—413.
36. Гречухин Д. П., Солдатов А. А. //ЯФ. 1979. Т. 29. С. 296—305.
37. Гангрский Ю. П., Миллер М. Б., Михайлов Л. В. и др. Препринт ОИЯИ Р6-80-153. Дубна, 1980.
38. Karnaukov V. A., Bogdanov D. D., Petrov L. A. Preprint E6-6870. Dubna, 1972.
39. Bogdanov D. D., Demyanov A. V., Karnaukhov V. A. e.a. //Nucl. Phys. 1978. Vol. A303. P. 145—153.
40. Tidemand-Peterson P., Kirchner R., Klepper O. e.a. //Z. Phys. 1981. Vol. A302. P. 343—345.