

Испускание легких ядер (p, d, t, α) при аннигиляции медленных антипротонов в ядерной эмульсии

В. В. Дубинина, Н. П. Егоренкова, Е. А. Пожарова, В. А. Смирнитский

Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова, 117259 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 декабря 2010 г.

После переработки 27 января 2011 г.

В ядерной эмульсии изучена аннигиляция медленных (~ 7 МэВ) антипротонов. Измерены выходы и энергетические спектры p -, d -, t - и α -частиц в испарительной области. Форма спектров p -, d - и t -частиц согласуется с распределением Максвелла и энергия возбуждения ядра не противоречит теоретической оценке для процесса испарения из равновесного состояния. Приведена, по множественности h -частиц, оценка вероятности поглощения антипротонов внутри ядра: $\varepsilon = (2.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$. Относительный выход: d/p совпадает с аналогичным отношением, возникающим при захвате медленных π^- -мезонов ядрами фотоэмульсии. Выход t - и α -частиц при аннигиляции антипротонов значительно превышает аналогичный процесс у пионов. Для идентификации g -частиц ($0.29 < \beta < 0.70$) измерены по ионизации потери энергии dE/dx и многократное рассеяние. В этой области скоростей наблюдается выход: p -, d -, t -частиц и пионов. Отношения: $(n_d/n_p)_g$, $(n_d/n_p)_b$ и (n_d/n_p) при захвате π^- -мезонов практически совпадают. В этом интервале скоростей (g -частиц) α -частицы нами не наблюдались.

1. Введение. При аннигиляции медленных антипротонов с нуклонами ядра выделяется энергия ~ 2 ГэВ. Эта энергия реализуется, в основном, в виде испускания $\langle 5 \rangle$ пионов (заряженных и нейтральных) [1]. Из них $2 \div 3$ поглощаются в ядре, а остальные вылетают и уносят из ядра часть энергии, прежде чем установится тепловое равновесие [2]. Это приводит к высокой энергии возбуждения ядра без передач большого линейного импульса и углового момента, характерных для возбуждения частицами высоких энергий. При энергии больше 40–50 МэВ пробеги легких ядер достаточны для измерений электронными методами. При более низкой энергии идентификация легких ядер возможна только фотоэмульсионной методикой, а именно такие экспериментальные данные важны для проверки испарительных механизмов испускания частиц, что и было целью данной работы. Аннигиляции антипротонов посвящено много экспериментальных работ, особенно после пуска в ЦЕРНе накопительного кольца антипротонов низких энергий LEAR. Ранние работы [3] показали, что наряду с аннигиляцией у поверхности ядра есть события с большой множественностью, когда антипротоны аннигилируют в глубине ядра [3]. Подробное исследование множественности и энергетических спектров легких ядер с энергией больше $40 \div 50$ МэВ, возникающих при аннигиляции антипротонов в различных ядрах от ^{12}C до ^{238}U , приведено в работе [4]. Эти измерения выполнены методом измерения ΔE , E , времени пролета и формы сцинтилляционного импульса. В результате изучен процесс диссипации энергии и из-

мерена энергия возбуждения при аннигиляции антипротонов в различных ядрах. В работе [5] наблюдался в пластике CR-39 выход легких ядер, возникающих при аннигиляции антипротонов. В этой работе получен только качественный результат без количественных оценок. При аннигиляции антипротонов низкой энергии необходимо учитывать кулоновское взаимодействие с ядром (“прилипание”). Так, на водороде сечение аннигиляции антипротонов с импульсом 60 МэВ/с с учетом кулоновского взаимодействия на 100 мб превышает аналогичное сечение без его учета [6]. Поэтому при аннигиляции медленных антипротонов в ядерной фотоэмульсии процесс, преимущественно, происходит из-за “прилипания” на тяжелых ядрах AgBr и вкладом от CNO можно пренебречь.

В нашей работе мы измерили выходы и энергетические спектры легких испарительных ядер: протонов, дейтронов, трития и альфа-частиц (все частицы с зарядом $Z = 2$ считались ^4He) и сравнили наши экспериментальные данные с термодинамической теорией испарения [7] и аналогичным опытом с π^- -мезонами [8]. Результат пионной работы невозможно было полностью согласовать с термодинамической картиной испарения ядра при поглощении π^- -мезонов. Авторы этой работы считают, что продукты расщепления являются результатом своеобразной прямой реакции [9]. Нам представлялось интересным сравнить процессы, которые происходят при поглощении ядрами антипротонов и пионов.

2. Экспериментальная процедура. Аннигиляция антипротонов исследовалась нами в эмульси-

онной камере, облученной на ускорителе LEAR антипротонами с энергией ~ 180 МэВ. Поиск аннигиляций проводился по площади в области максимального числа остановок антипротонов. Аннигиляция при остановке отбиралась по характерному рассеянию антипротона в конце пробега. В каждом событии измерялось количество b -, g - и s -частиц. Тип частиц определялся по общепринятой эмульсионной методике: к b относились сильно ионизирующие частицы с пробегом $R \leq 3.5$ мм, к g – с пробегом $R > 3.5$ мм и ионизацией $I_g/I_0 \geq 1.4$, где I_g – количество зерен на 100 мкм следа g -частиц, I_0 – ионизация релятивистских s -частиц, которая определялась на следах пионов, возникающих при аннигиляции, h – сумма b - и g -частиц. Угловые измерения проводились в системе координат микроскопа, в которой ось X совпадала с направлением импульса антипротона на входе в эмульсионную камеру, ось Z – с оптической осью микроскопа, а Y определяла правую систему координат. Для каждого следа измерялись координатным методом и вычислялись три угла направления следа: φ – угол в плоскости эмульсии ($0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$), δ – угол заглупления следа в эмульсионном слое ($0^\circ \leq \delta \leq 90^\circ$), θ – угол с направлением оси X ($0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$). Измерения проводились на микроскопе KSM, связанном в линию с ЭВМ. Программа сопровождения обеспечивала оперативный контроль измерений и вычисляла геометрические параметры каждого следа.

Всего было отобрано для измерений 1304 аннигиляций, для которых визуально определялась остановка антипротона. В результате измерений возникающие при аннигиляции частицы были классифицированы: b -частиц 5327, g -частиц 1370 и s -частиц 2156 (для s -частиц геометрическая эффективность $\sim 75\%$). Это дает среднее число частиц на одно событие аннигиляции:

$$\begin{aligned} \langle b \rangle &= 4.08 \pm 0.06, & \langle g \rangle &= 1.05 \pm 0.03, \\ \langle h \rangle &= 5.13 \pm 0.06, & \langle s \rangle &= 2.20 \pm 0.05. \end{aligned} \quad (1)$$

На рис.1 показано распределение по $\cos(\theta)$ для b -, g - и s -частиц. Для сравнения распределений по углам φ и θ угловое распределение по φ было свернуто относительно оси X ($0^\circ < \varphi < 180^\circ$). Поскольку остановка антипротона определялась визуально, то аннигиляция преимущественно происходила на лету, что можно оценить по асимметрии вылета b -, g - и s -частиц относительно импульса антипротона. Асимметрия или симметрия вылета частиц: n_f вперед ($0^\circ \leq (\varphi \text{ и } \theta) \leq 90^\circ$) и n_b назад ($90^\circ < (\varphi \text{ и } \theta) \leq 180^\circ$) позволяет оценить энергию антипротона при аннигиляции. Из гистограмм, приведенных на рис.1, видно, что отно-

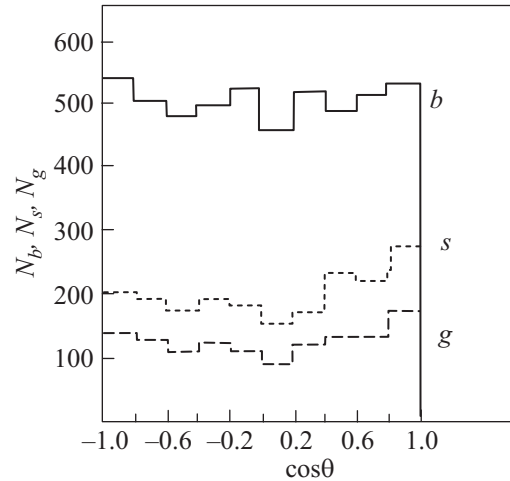


Рис.1. Зависимость количества b -, g - и s -частиц от $\cos \theta$

шение $\omega = n_f/n_b$ для s - и g -частиц $\omega_{g,s}(\cos(\theta)) \geq 1$ и $\omega_{g,s}(\varphi) \geq 1$, а для b -частиц $\omega_b(\cos(\theta), \varphi) \approx 1$:

$$\begin{aligned} \omega_b(\cos \theta) &= 0.999 \pm 0.021; & \omega_g(\cos \theta) &= 1.057 \pm 0.056; \\ \omega_b(\varphi) &= 0.998 \pm 0.021; & \omega_s(\cos \theta) &= 1.113 \pm 0.041; \\ & & \omega_g(\varphi) &= 1.067 \pm 0.062; \\ & & \omega_s(\varphi) &= 1.111 \pm 0.047. \end{aligned} \quad (2)$$

Если считать, что правый столбец (2) вычисления ω_i характеризует асимметрию распределений по φ и $\cos(\theta)$, то оценка средней энергии антипротона в момент аннигиляции по среднему значению $\langle \omega_{s,g} \rangle$, дает $E_{\text{анн}} \sim 7$ МэВ (импульс $P_{\text{анн}} \sim 115$ МэВ/с). Так как импульс невелик, то он передается только s - и g -частицам, а для b -частиц наблюдается изотропия.

Определение массы легких ядер (b -частиц) проводилось измерением рассеяния методом постоянной сагитты. Для этого нами была усовершенствована методика измерения, позволившая выделить протоны, дейтроны, тритий и альфа-частицы. Длина переменной измерительной ячейки метода постоянной сагитты определялась с учетом изменения профиля следа, особенно вблизи остановки b -частицы. Программа координатным методом вычисляла длину трека (измерительной ячейки) и давала возможность оператору сравнивать на экране монитора реальную длину перемещения с той, которая необходима по программе метода постоянной сагитты. Для измерений мы использовали 0.5 мкм протонную программу. Это означает, что определение массы частиц проводилось методом измерения пробега и рассеяния. Калибровка метода проводилась по следам остановившихся антипротонов и остановкам протонов, которые мы имели в эмульсионной камере, об-

лученной на ускорителе ОИЯИ. Из-за измерительных ошибок распределение по массам достаточно хорошо описывается нормальным распределением. Вычисление массы осуществлялось по соотношению [10]

$$M_x = M_p (Z_p/Z_x)^{0.39} (D_x/D_p)^{-2.39}. \quad (3)$$

В этой формуле $M_p = 938.3$ МэВ, $D_p = 0.5$ мкм, D_x – измеренное значение сагитты. Длина треков b -частиц, для которых измерен спектр масс, имеет ограничения. Мы не могли использовать для измерений методом постоянной сагитты следы короче 234 мкм из-за больших ошибок $\langle D_x \rangle$, что приводило к сильному размытию спектра масс. Максимальная длина – 3.5 мм ограничивалась определением пробега b -частиц. При такой выборке длин диапазон энергий составлял: для протонов – от 5.9 МэВ до 30 МэВ, для дейтронов – от 6.8 МэВ до 39 МэВ, для трития – от 9.2 МэВ до 46 МэВ, для α -частиц от 23.5 МэВ до 110.7 МэВ.

На рис.2 показан гистограммой спектр масс испарительных легких ядер и сплошной линией – сумма

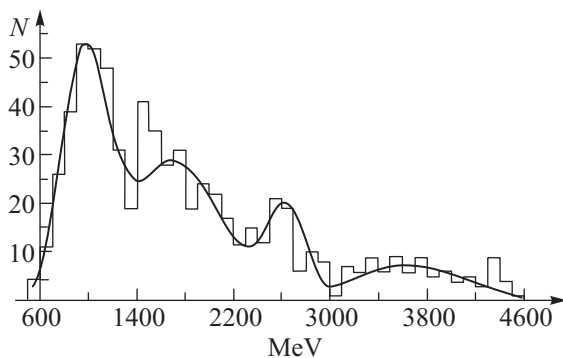


Рис.2. Спектр масс b -частиц. Гистограмма – экспериментальный спектр; сплошная кривая результат фитирования 4 нормальными распределениями

четырех нормальных распределений, которые наилучшим образом описывают экспериментальные данные ($\chi^2 \approx 1$). Вычисление массы по результатам измерений проводилось в два этапа. Сначала считалось, что у всех частиц $Z = 1$, затем для частиц с массой больше 3100 МэВ расчеты проводились с $Z = 2$. Дальнейший анализ с $Z > 2$ ограничивался статистикой. В табл.1 приведены результаты фитирования.

Таким образом, мы имели возможность оценить (в указанном выше диапазоне энергий) выходы испарительных частиц, возникающих при аннигиляции антипротонов, и сравнить их энергетические спектры с теорией испарения. Энергия частиц (E_i) определялась по их пробегу в эмульсии [10].

Известно, что основным источником медленных частиц является их испарение из равновесного состояния возбужденного ядра. Вероятность $W(E)$ испускания заряженных частиц (p, d, t, α), в зависимости от их кинетической энергии (E), описывается распределением Максвелла [11]:

$$W(E) \approx n((E - V_i)/\tau^2) \exp(-(E - V_i)/\tau). \quad (4)$$

В этом выражении V_i – кулоновский барьер i -й частицы, а τ – температура возбужденного ядра. На рис.3 гистограммой показаны энергетические спек-

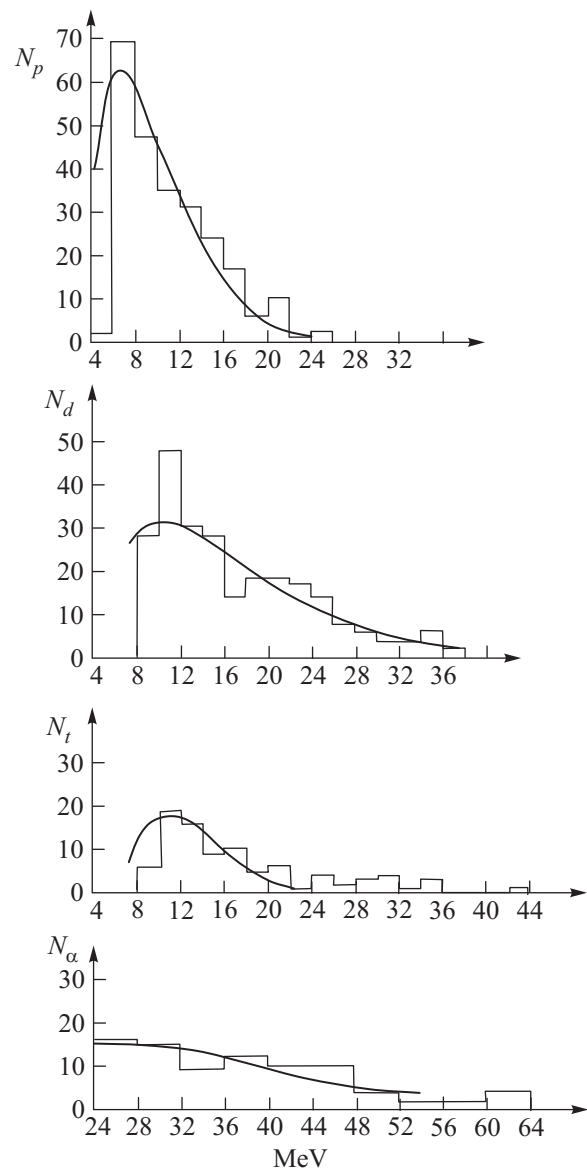


Рис.3. Распределения по энергии испарительных протонов, дейтронов, трития и α -частиц. Гистограмма – экспериментальные измерения; сплошные кривые – результат фитирования распределением Максвелла

Результаты фитирования гистограммы спектра масс

Значение массы в максимуме нормального распределения, МэВ	Дисперсия нормального распределения, МэВ	Ядро
972.6 ± 18.7	176.0 ± 16.7	Протон
1687.1 ± 48.1	407.4 ± 47.3	Дейтрон
2636.3 ± 32.2	154.3 ± 24.6	Тритий
3698.3 ± 67.9	432.9 ± 65.6	α -частица

ры легких испарительных ядер: p , d , t и α . Сплошные кривые на этом рисунке – результат фитирования экспериментальных данных распределением (4). Численные значения параметров V_i и τ_i приведены ниже

протоны:

$$V_p = (4.0 \pm 0.1) \text{ МэВ} \quad \tau_p = (3.1 \pm 0.1) \text{ МэВ};$$

дейтроны:

$$V_d = (4.9 \pm 0.1) \text{ МэВ} \quad \tau_d = (3.7 \pm 0.1) \text{ МэВ}; \quad (5)$$

тритий:

$$V_t = (8.6 \pm 0.2) \text{ МэВ} \quad \tau_t = (5.9 \pm 0.2) \text{ МэВ};$$

альфа-частицы:

$$V_\alpha = (15.1 \pm 3.7) \text{ МэВ} \quad \tau_\alpha = (11.5 \pm 2.7) \text{ МэВ}.$$

При небольших длинах следов испарительных частиц и, соответственно, ограниченной статистике возможно частичное перепутывание трития и ^3He . Это, вероятно, привело к увеличению значений V_t и τ_t (см. (5)).

Обсуждение результатов измерений и анализ данных. Рассмотрим наши экспериментальные результаты с точки зрения их согласия с теорией испарения [7]. Связь между температурой и энергией возбуждения ядра [11] определяется соотношением $E^* \approx \lambda \tau^2$, где λ – параметр плотности уровней ядра. Для тяжелых ядер $\lambda \approx A/10 \text{ МэВ}^{-1}$ [7, 11]. Средняя температура (τ) возбуждения ядра, в случае испускания однозарядных и двухзарядных испарительных частиц, позволяет нам оценить E^* при аннигиляции антипротонов в ядерной эмульсии ($\langle A \rangle \approx 94$):

$$E_{z=1}^* \approx 168.1 \text{ МэВ} \quad (1.8 \text{ МэВ/нуклон}), \quad (6)$$

$$E_{z=2}^* \approx 1243.2 \text{ МэВ} \quad (13.2 \text{ МэВ/нуклон}).$$

Средние значения множественностей в событиях, когда испускаются только однозарядные b -частицы и когда, кроме однозарядных, наблюдаются и двухзарядные, соответственно равны $\langle n_{b1} \rangle = 5.05 \pm 0.14$ и

$\langle n_{b2} \rangle = 6.34 \pm 0.48$. Энергия возбуждения E^* , определенная по этим значениям из [7], равна $E^*(n_{b1}) \sim \sim 205 \text{ МэВ}$ и $E^*(n_{b2}) > 1200 \text{ МэВ}$, что не противоречит результату, приведенному в (6). Среднее значение $\langle n_b \rangle$, приведенное в (1), также дает возможность оценить энергию E^* , соответствующую испарительному механизму испускания b -частиц. При визуальном отборе b -частиц их минимальная длина составляла $R_b \sim 5 \text{ мкм}$ (длина меньше 5 мкм с большой вероятностью может оказаться ядром отдачи). В предположении, что большинство b -частиц в этом случае – испарительные протоны, расчетное значение $E^* \sim 175 \text{ МэВ}$, что находится в согласии с экспериментальным значением (6).

Рассмотрим энергетические спектры испарительных частиц (p , d , t и α), показанные на рис.3. Распределение Максвелла (4) описывает энергетическую зависимость $W(E)$ наших экспериментальных данных. Для однозарядных частиц p , d и t наблюдается согласие с теорией ($\chi^2 \approx 1 \div 2$) (см. рис.3). Следует иметь в виду, что диапазоны энергий p -, d - и t -частиц несколько отличаются. Для двухзарядных частиц нам доступен для описания только “хвост” распределения Максвелла. Фитирование $W(E)$ дает величину кулоновского барьера $V_\alpha = (15.1 \pm 3.7) \text{ МэВ}$ и температуру источника $\tau_\alpha = (11.5 \pm 2.7) \text{ МэВ}$. Из-за ограниченной статистики и сравнительно узкого интервала энергии мы не можем утверждать, что наблюдавшийся нами спектр α -частиц соответствует только испарительному механизму.

В табл.2 приведено сравнение относительных выходов легких ядер, которое наблюдается при захвате ядрами эмульсии антипротонов и пионов. Для сравнения приведены также данные [12], где изучался захват медленных π^- -мезонов различными ядрами. Величина относительного выхода d/p для антипротонов и пионов практически совпадает. Испускание t/p и α/p при аннигиляции антипротонов превышает аналогичный процесс при захвате медленных π^- -мезонов.

Таблица 2

Результаты сравнения отношения выходов испарительных частиц: $d/p, t/p, \alpha/p$ при аннигиляции медленных антипротонов и π^- -мезонов в ядерной эмульсии и захвате π^- -мезонов в ^{114}Cd

A_i/p	Антипротоны (наши измерения)	π^- -мезоны, остановки в ядерной эмульсии [8]	π^- -мезоны, остановки в ^{114}Cd [12]
d/p , интервалы энергии дейтронов и протонов, МэВ	0.86 ± 0.09 ($6.8 \div 39$)/($5.9 \div 30$)	0.67 ± 0.12 ($7.1 \div 32$)/($5.4 \div 29$)	0.38 ± 0.11 ($17.0 \div 38$)/($14 \div 29$)
t/p интервалы энергии триция и протонов, МэВ	0.36 ± 0.04 ($9.2 \div 46$)/($5.9 \div 30$)	0.10 ± 0.06 ($8.6 \div 37.5$)/($5.4 \div 29$)	0.12 ± 0.04 ($23 \div 47$)/($14 \div 29$)
α/p интервалы энергии α -частиц и протонов, МэВ	0.32 ± 0.04 ($23.5 \div 110.7$)/($5.9 \div 30$)	0.070 ± 0.025 ($21.5 \div 55.0$)/($5.4 \div 29$)	—

На рис.4 показан гистограммой спектр множественности h -частиц для случая, когда при анни-

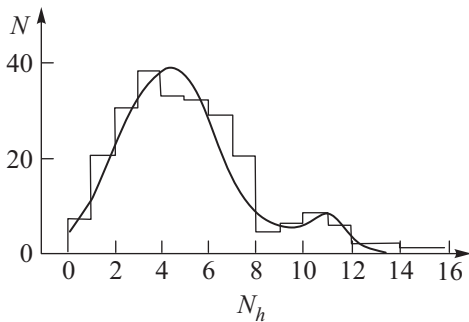


Рис.4. Распределение по множественности h -частиц для событий, в которых не наблюдается при аннигиляции антипротонов вылет заряженных пионов. Гистограмма – экспериментальные измерения, а сплошная кривая – результат фитирования двумя нормальными распределениями

гиляции не наблюдается вылет заряженных пионов. Сплошная кривая – описание экспериментальных данных двумя нормальными распределениями. Средние значения множественности соответственно равны: $\langle n_{1h} \rangle = 4.8 \pm 0.3$ и $\langle n_{2h} \rangle = 11.4 \pm 1.6$. Значение $\langle n_{1h} \rangle$ несущественно отличается от $\langle b \rangle$, приведенного в (1). Пик с множественностью $\langle n_{2h} \rangle$ наблюдается нами впервые. Статистика этих событий крайне ограничена, но, возможно, второй максимум $\langle n_{2h} \rangle$ обусловлен аннигиляцией антипротонов внутри ядра, когда в ядре, вероятно, поглощаются все заряженные

пионы. В этом случае вероятность этого процесса составляет $\varepsilon = (2.0 \pm 0.6)10^{-2}$.

Кроме b -частиц, при аннигиляции наблюдаются и g -частицы. В нашем опыте мы оценили, какие g -частицы (π, p, d, t, α) в этом случае вылетают из ядра. Одним из возможных способов определения массы частиц, возникающих в ядерных взаимодействиях, является измерение их многократного рассеяния и ионизации [10]. На рис.5 показаны эти изме-

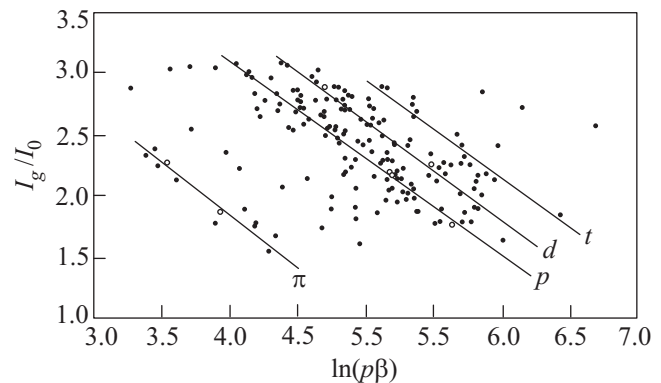


Рис.5. Зависимость ионизационных потерь (dE/dx) от импульса ($p\beta$) для g -частиц, возникающих при аннигиляции антипротонов в ядерной фотоэмульсии: \bullet – экспериментальные измерения, \circ – калибровочные измерения, когда g -частица была известной массы. Прямые соответствуют расчетной зависимости для различных частиц

рения в виде графика I_g/I_0 по одной оси и $\ln(p\beta)$ – по другой. Кружками обозначены результаты калибровочных измерений, когда масса частицы была из-

вестна, а прямые соответствуют зависимости I_g/I_0 от $p\beta$ у пионов, протонов, дейтронов и трития. Для измерения выходов этих частиц мы вычислили и построили распределение расстояний от каждой точки двумерного плота до соответствующей прямой. На рис.6 показана полученная гистограмма и результа-

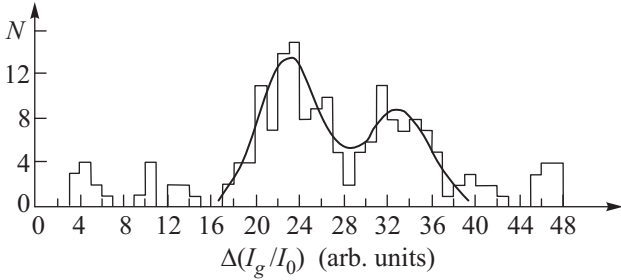


Рис.6. Гистограммой показано распределение расстояний $\Delta(I_g/I_0)$ экспериментальных точек (рис.5) до соответствующих прямых. Сплошная кривая – описание гистограммы расстояний до протонной и дейтронной линий двумя нормальными распределениями

ты фитирования двумя нормальными распределениями. Из этих измерений следует, что среди g -частиц, возникающих при аннигиляции антипротонов в ядерной эмульсии, достоверно установлен вылет протонов и дейтронов: $(n_d/n_p)_g = 0.72 \pm 0.11$. Эта величина практически совпадает с аналогичным отношением для b -частиц. Относительные выходы трития и пионов находятся на уровне статистических ошибок: $(n_\pi/n_p)_g = 0.13 \pm 0.12$ и $(n_t/n_p)_g = 0.14 \pm 0.12$, а α -частицы нами не наблюдались.

Заключение. В результате изучения аннигиляции медленных антипротонов ($E \sim 7$ МэВ, $P \sim 115$ МэВ/с) в ядерной фотоэмульсии можно утверждать, что полученные экспериментальные данные описываются испарением b -частиц из равновесного состояния возбужденного ядра-мишени. Энергетические спектры протонов, дейтронов и трития согласуются с распределением Максвелла. В отличие от аннигиляции антипротонов, поглощение медленных π^- -мезонов лучше всего описывается полюсным механизмом, в предположении, что виртуальной частицей является ядро ${}^4\text{He}$. Испускание испарительных α -частиц и трития при аннигиляции антипротонов превышает выход этих частиц при захвате медленных π^- -мезонов.

Множественности b - и g -частиц позволяют определить энергию возбуждения ядра-мишени. Полученный результат находится в согласии с теорией испарения. Аннигиляция антипротонов, при которой не наблюдается вылет пионов, сопровождается боль-

шой множественностью h -частиц. Возможно, это связано с поглощением антипротона внутри ядра. В этом случае вероятность такого процесса составляет $\sim (2.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$.

Измерение ионизации g -частиц ($0.29 < \beta_g < 0.70$) и их многократного рассеяния позволило, в этом интервале скоростей, надежно идентифицировать протоны и дейтроны. Относительный выход $(n_d/n_p)_g = 0.72 \pm 0.11$ согласуется с аналогичным отношением для испарительных b -частиц, возникающих при захвате антипротонов и π^- -мезонов ядрами фотоэмульсии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Росатома. Авторы благодарят Ю.А. Батусова, предоставившего эмульсию, облученную медленными антипротонами, и за полезные обсуждения физических задач при изучении аннигиляций антипротонов в ядерной фотоэмульсии, В.В. Шаманова – за помощь при обработке результатов измерений.

1. О. Д. Далькаров, В. А. Карманов, ЭЧАЯ **18**, 1399 (1987); E. Klempt, C. B. Batty, and J. M. Richard, Phys. Rep. **431**, 197, (2005).
2. M. Cahay, J. Cugnon, P. Jassette, and J. Vandermuelen, Phys. Lett. B **115**, 7 (1982).
3. Yu. A. Batusov, S. A. Bunyatov, I. V. Falomkin et al., Europhys. Lett. **2**, 115 (1986); Yu. A. Batusov, Rad. Measurements **28**, 249, (1992); Yu. A. Batusov, F. Balestra, M. P. Bussa et al., Rad. Measurements **34**, 201 (2001); A. Rotondi, Nucl. Phys. A **692**, 397 (2001); A. Trzcinska, J. Jastrzebski, T. Crosnyka et al., Nucl. Phys. A **692**, 176, (2001); M. Cahary, J. Cugnon, and J. Vandermuelen, Nucl. Phys. A **393**, 237 (1983).
4. D. Poster, Acta Phys. Polonica **25**, 745 (1994).
5. M. A. Rana, E. U. Khan, M. I. Shahrud et al., CHIN Phys. Lett. **23**, 1716 (2006).
6. J. Carbonell and K. Protasov, Hyperfine Interact. **76**, 325 (1993); A. Gal, E. Friedman, and C. J. Batty, Phys. Lett. B **491**, 219, (2000).
7. I. Dostrovsky, P. Rabinowitz, and R. Bivins, Phys. Rev. **111**, 1659 (1958).
8. А. О. Вайсенберг, Э. Д. Колганова, Н. В. Рабин, ЖЭТФ **47**, 1262 (1964).
9. И. С. Шапиро, В. М. Колыбасов, ЖЭТФ **44**, 270 (1963).
10. С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс, Исследование элементарных частиц фотографическим методом, М.: Изд. Иностранной литературы, 1962.
11. В. В. Амосов, И. И. Баранов, Ю. А. Батусов и др., ЯФ **55**, 1000 (1992).
12. Ю. Г. Будяшов, В. Г. Зинов, А. Д. Конин и др., препринт ОИЯИ, p1-5977 (1971).