

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА

Ответственные редакторы *В. Д. Михайлов* и *И. Л. Розенталь*



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ЛИТЕРАТУРЫ
В ОБЛАСТИ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Москва 1962

ДВУПРОТОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

Применение принципов изотопической инвариантности к легким ядрам позволяет получить весьма простые соотношения между массами или энергиями связи нейтрона и протона в далеких зеркальных ядрах. На основании этих соотношений в статье устанавливаются границы устойчивости нейтронодефицитных изотопов легких ядер к распаду с испусканием протонов и предсказываются существование и свойства около ста таких изотопов. Наряду с протонной радиоактивностью для нейтронодефицитных изотопов четных легких элементов должен существовать новый, весьма своеобразный вид радиоактивного распада ядер — двупротонная радиоактивность. Излагается элементарная теория и анализируются основные свойства этого нового явления. Перечисляются $2p$ -радиоактивные ядра и оптимальные варианты их получения в реакциях с участием He^3 или тяжелых многозарядных ионов с указанием числа испаряемых нейтронов и порогов таких реакций. Оцениваются сечения образования $2p$ -радиоактивных ядер, достигающие 10^{-28} — 10^{-27} см². Рассматриваются энергетическая и угловая корреляции двух испускаемых протонов, зависящие от характера их взаимодействия как внутри ядра, так и за его пределами. По аналогии с некоторыми свойствами двупротонного распада предлагается истолкование тройного деления ядер с испусканием длиннопробежной α -частицы. Таким образом, данная статья подытоживает предыдущие публикации автора [1—4] по двупротонной радиоактивности.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время известно три вида самопроизвольного превращения химических элементов. Два из них были открыты еще в конце XIX — начале XX века. Первый — это α -распад, т. е. испускание ядер гелия ${}^4_2\text{He}$, вследствие которого заряд ядра уменьшается на две ($\Delta Z = 2$), а массовое число — на четыре единицы ($\Delta A = 4$). Второй — это β -распад, т. е. взаимное превращение внутриядерных протонов и нейтронов типа $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ (β^- -распад) или получаемых из этого же уравнения реакции (путем переноса частиц слева направо с заменой их на античастицы) двух других вариантов $n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu}$ (β^+ -распад) и $n + \bar{\nu} \rightarrow p + e^-$ (электронный захват).

Все варианты β -распада приводят к изменению заряда ядра на единицу ($\Delta Z = \pm 1$) без изменения массового числа ($\Delta A = 0$). Открытое в 1940 г. в СССР Г. Н. Флеровым и К. А. Петржаком спонтанное деление явилось третьим (и пока последним) видом самопроизвольного превращения химических элементов. Возможно, однако, существование еще двух видов такого превращения — протонной и двупротонной радиоактивности. Ясно, что, поскольку с усугублением дефицита нейтронов в ядре энергия связи протонов убывает, она может, наконец, стать отрицательной. Благодаря наличию кулоновского потенциального барьера малым отрицательным энергиям связи протона будет отвечать относительно большое время жизни протоннонестабильных ядер, результатом чего является протонная радиоактивность ($\Delta Z = \Delta A = 1$). Сама принципиальная возможность этого вида радиоактивного распада представляется настолько очевидной, что сейчас трудно сказать, кто первый упомянул об этом в печати (известно, что еще Резерфорд принимал вначале альфа-распад за испускание ядрами протонов). Что же касается анализа вопросов о том, какие именно ядра могут быть протонноактивными, каково будет время их жизни и насколько реальны перспективы наблюдения протонной радиоактивности, то, насколько нам известно, эти вопросы впервые были рассмотрены Б. С. Дзержевым [5] в 1951 г.

В 1960 г., анализируя свойства нейтронодефицитных изотопов легких ядер на основе принципов изотопической инвариантности, мы показали [1, 2], что должен наблюдаться еще один — новый и значительно более своеобразный, чем испускание одиночных протонов, — вид радиоактивного распада ядер — двупротонная радиоактивность ($\Delta Z = \Delta A = 2$). Многие ядра, будучи устойчивы к испусканию одного протона и даже к испусканию пары протонов, очень прочно связанной с двумя нейтронами в α -частицу (т. е. устойчивы к α -распаду), оказываются тем не менее неустойчивыми к распаду с испусканием сразу двух свободных протонов. Этот вид радиоактивности является отнюдь не редким исключением, но общим свойством легких ядер с четным числом протонов — от бериллия ($Z=6$) до олова ($Z=50$) — вблизи границы протоннонестабильности. Лишь для более тяжелых ядер с четными Z ($Z \gg 52$) двупротонная радиоактивность сменяется неустойчивостью к α -распаду, ибо энергия связи нейтронов даже в нейтронодефицитных изотопах таких ядер оказывается уже меньше, чем в α -частице. Причина возникновения двупротонной радиоактивности лежит в спаривании протонов в ядре, благодаря которому оказывается легче вырвать из ядра сразу пару протонов, чем оторвать один из них от другого (рис. 1). При уже отрицательной энергии связи нечетного, $2m+1$ -го протона ($B_{p_{\text{нечет}}} < 0$) энергия связи следующего,

$2m+2$ -го, четного протона оказывается больше на величину энергии спаривания $E_{\text{спарив}} \approx 1-2 \text{ Мэв}$:

$$V_{p_{\text{четн}}} = E_{\text{спарив}} + V_{p_{\text{нечет}}} = E_{\text{спарив}} - |V_{p_{\text{нечет}}}|$$

(при таком определении мы несколько занижаем величину энергии спаривания, ибо пренебрегаем изменением кулоновской энергии ядра при добавлении лишнего протона), и может оказаться положительной ($V_{p_{\text{четн}}} > 0$). Тогда испускание одного ($2m+2$)-го протона оказывается энергетически невозможным, в то время как испускание пары протонов происходит с выделением энергии $|E_{pp}| = |V_{p_{\text{нечет}}}| - V_{p_{\text{четн}}}$ ($E_{pp} < 0$ есть отрицательная энергия связи двух протонов).

Подобно β -распаду, двупротонная радиоактивность есть проблема трех тел (после превращения имеются два протона и ядро отдачи). Но необходимость проникновения двух испускаемых протонов через кулоновский потенциальный барьер (роднящая двупротонную радиоактивность с α -распадом) приводит к сильной энергетической корреляции между протонами.

Экспериментальное обнаружение и исследование двупротонной радиоактивности представляется весьма желательным не только как всякое наблюдение любого нового явления, но и потому, что изучение корреляции испускаемых протонов может дать сведения о характере их взаимодействия как внутри, так и за пределами ядра.

В настоящей работе рассмотрены основные характеристики энергетической и угловой корреляций протонов при двупротонном распаде, а также приводится ряд сведений и оценок, относящихся к перспективам экспериментального исследования двупротонной радиоактивности. Прежде, однако, мы остановимся на тех исходных соотношениях, которые позволяют прийти к выводу о самом существовании двупротонной радиоактивности.

II. НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫЕ ИЗОТОПЫ

Полную энергию ядра (A, Z, N), или для краткости (A, Z), можно записать так:

$$ZM_N^A \cdot c^2 = E^A(T) + E_{\kappa}(A, Z) + c^2(Zm_p + Nm_n), \quad (1)$$

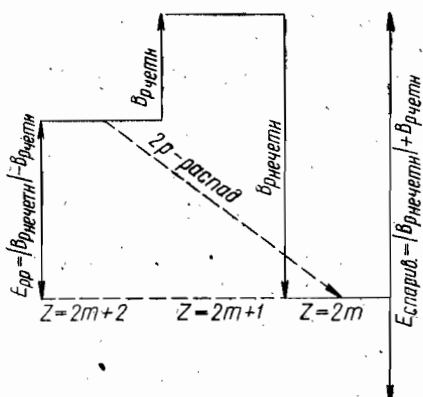


Рис. 1. Схема энергетических переходов при двупротонном радиоактивном распаде.

где $E^A(T)$ — та часть энергии, которая обусловлена специфическим ядерным взаимодействием между нуклонами в ядре, $E_k(A, Z)$ — энергия кулоновского взаимодействия протонов, а m_p и m_n — масса протона и нейтрона соответственно. Благодаря зарядовой инвариантности ядерных сил $E^A(T)$ зависит только от A и от изотопического спина T основного состояния рассматриваемого ядра. При этом $E^A(T)$ обычно возрастает с увеличением T . Поэтому основному состоянию соответствует минимально возможное при данных A и Z значение T , т. е. $T = \frac{|Z - N|}{2}$. Единственным исключением из этого правила являются ядра с $A \geq 34$, у которых $E^A(0)$ примерно на $0,5$ Мэв больше, чем $E^A(1)$. Эта часть полной энергии не меняется при переходе от ядра (A, Z) к изотопически сопряженному ядру $(A, A - Z)$. Кулоновская энергия в первом приближении равна

$$E_k(A, Z) \simeq Q \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}, \quad Q \simeq 0,6 \text{ Мэв} \quad (2)$$

и представляет собой энергию электростатического взаимодействия Z протонов между собой; каждый из протонов взаимодействует с $(Z-1)$ остальными протонами; численный коэффициент соответствует предположению, что все протоны распределены равномерно внутри шара радиусом $R \approx \approx 1,45 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см и при этом вероятность найти протон в данной точке пространства не зависит от положения других протонов. Выражение $0,6 \cdot \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}$ представляет собой среднее значение (математическое ожидание) кулоновской энергии при таком предположении.

Известно, что прямые измерения распределения плотности заряда в ядре по рассеянию электронов на ядрах дают заметно меньший эффективный радиус ядра — около $1,05 \times \times A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см, поэтому можно было бы ожидать, что множитель в выражении кулоновской энергии достигнет $0,83$ Мэв вместо согласующегося с данными по энергиям легких ядер значения $0,6$ Мэв. В действительности имеется ряд факторов, уменьшающих среднее значение кулоновской энергии по сравнению с приведенным выше элементарным вычислением. Это так называемые обменная и корреляционная поправки [6,7]. Первая из них связана с тождественностью протонов и стремится уменьшить кулоновскую энергию. Корреляционная поправка возникает из-за влияния ядерных и кулоновских сил на вид волновой функции двух протонов, находящихся близко друг от друга. Знак этой поправки зависит от конкретного вида ядерного взаимодействия.

Из сказанного следует, что выражение (2) для кулоновской энергии является приближенным, поэтому естественно, что коэффициент Q в нем надо подбирать эмпирически, по данным об энергиях ядер, а не по радиусу ядра; естественно также, что и после этого остаются заметные расхождения между формулой и опытом. Так, например, при $Z=3$ (см. два правых столбца табл. 1) кулоновская энергия, приходящаяся на один протон, на $0,6$ Мэв меньше, чем по формуле (2). Зная энергию Li^8 и используя формулу (2) при вычислении энергии B^8 , мы пришли бы к выводу о нестабильности B^8 . В действительности B^8 протонностабилен, существование его удалось наблюдать в опыте; энергия связи протона примерно $0,2$ Мэв (вместо $-0,4$ Мэв, по формуле).

Итак, мы видим, что второй член в уравнении (1) вычисляется без труда, третий же член известен. Это позволяет из экспериментально найденной массы ${}_Z M_N^A$ получить значение ядерной энергии $E^A(T)$ и затем при ее помощи вычислить массу ${}_N M_Z^A$ изотопически сопряженного ядра. Таким образом, зарядовая инвариантность дает возможность определить полную энергию нейтронодефицитного ядра (A, Z) (с $Z > N = A - Z$), если известна масса ядра ($A, A - Z$). Более того, из зарядовой инвариантности следует, что волновые функции ядер (A, Z) и ($A, A - Z$) совпадают с точностью до замены нейтронов на протоны и обратно. Поэтому оба ядра обладают очень похожими свойствами, и, следовательно, по известным свойствам одного из них можно предсказать свойства другого.

Все эти простые соображения применимы лишь для легких ядер ($A \lesssim 50$), в которых кулоновская энергия еще мала по сравнению с ядерной и где, следовательно, еще можно пользоваться идеей зарядовой инвариантности.

При анализе экспериментальных данных удобнее пользоваться не формулой (1), а легко получаемой из нее формулой для энергии связи нуклонов [1, 2]. Если мы обозначим через $B_n(A, Z)$ и $B_p(A, Z)$ энергию связи нейтрона и протона в ядре (A, Z), то из соотношений (1) и (2) следует, что энергия связи Z -го протона (в A, Z) выражается через энергию связи Z -го нейтрона в изотопически сопряженном ядре ($A, A - Z$) следующим образом:

$$B_p(A, Z) = B_n(A, A - Z) - \Delta E_{np}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta E_{np} &= [E_k(A, Z) - E_k(A - 1, Z - 1)] - \\ &\quad - [E_k(A, A - Z) - E_k(A - 1, A - Z)] = \\ &= 2Q \frac{Z - 1}{(2Z - 1)^{1/3}} \left[1 + \left(\frac{A - 2Z}{3A} \right)^2 \left(1 - \frac{5}{A - 2Z} \right) + \dots \right] \approx \\ &\approx 1,2 \cdot \frac{Z - 1}{(2Z - 1)^{1/3}} \text{ Мэв.} \end{aligned} \quad (4)$$

Второй член в квадратной скобке для реальных ядер очень мал (не больше нескольких процентов), поэтому мы всегда им будем пренебрегать¹. Примечательно, что ΔE_{np} оказывается не зависящим от A и N . Поэтому для всех изотопов данного элемента можно пользоваться одним и тем же значением величины ΔE_{np} , определяемым, например, как разность ΔE_0 энергии отрыва нейтрона и протона в четном само-сопряженном ядре ($2Z, Z$)

$$\Delta E_{np} \approx \Delta E_0 = B_n(2Z, Z) - B_p(2Z, Z). \quad (4a)$$

Формулы (4) и особенно (4a) хорошо согласуются с известными в данный момент значениями B_n и B_p , как это видно из табл. 2. Сравнивая эмпирические данные с рассчитанными по формуле (4) (правая графа табл. 1), видим, что качественно формула (4) справедлива для всех легких ядер, а для получения количественных результатов ею можно пользоваться начиная с $Z=6$. Однако лучше пользоваться средними экспериментальными значениями (последняя графа табл. 1) или величинами ΔE_0 (выделенными жирной рамкой в табл. 1). Выпадающие из общей картины точки для Ne^{21} и Na^{20} , по-видимому, указывают на неточность известного в данный момент значения массы Na^{20} .

Иногда оказывается более удобным пользоваться следующей формулой для разности масс далеких зеркальных ядер:

$${}_Z M_N^A - {}_N M_Z^A \approx (Z - N) \cdot \Delta M_0, \quad (5)$$

где

$$\Delta M_0 = \frac{A+1}{2} \frac{M_{A-1}^A}{2} - \frac{A-1}{2} \frac{M_{A+1}^A}{2} \quad \text{для нечетных } A$$

$$\text{и } \Delta M_0 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{A}{2} + 1 \frac{M_{\frac{A}{2}-1}^A}{2} - 1 - \frac{A}{2} - 1 \frac{M_{\frac{A}{2}+1}^A}{2} + 1 \right\} \quad \text{для четных } A.$$

¹ Для двух зеркальных ядер с $|Z-N|=1$ формула (4) превращается в широкоизвестное соотношение $\Delta E_{np} = 1,2 (Z-1) A^{-1/2}$. В общем случае изотопически сопряженных ядер с $|Z-N| > 1$ необходимо учитывать, что знаменатель в формуле (4) равен $(2Z-1)^{1/2}$, а не $A^{1/2}$, т. е. не зависит от N .

Так, например, для $Z=4$ имеем

B_n (Мэв)	He ⁶ +1,90	Li ⁷ +7,25	Be ⁸ +18,90	B ⁹ +18,58	C ¹⁰ +21,9
B_p (Мэв)	Be ⁶ +0,27	Be ⁷ +5,61	Be ⁸ +17,25	Be ⁹ +16,88	Be ¹⁰ +20,1
ΔE_{np} (Мэв)	1,63	1,65	1,65	1,70	1,8

т. е., несмотря на увеличение N втрое (от $N=2$ до $N=6$), величина ΔE_{np} не уменьшается, но даже немного возрастает.

Z	Элемент	N	A	(M-A), Мэв	E_p , Мэв	E_n , Мэв	E_β , Мэв	$T_{1/2}$, сек	Примечание
5	Бор . . .	2	7	$31,5 \pm 0,5$	-3,6	-	-	-	
6	Углерод .	2	8	$< 40,4 \pm 4$	$< (< 1,3)$	-	$< 4,5$	-	
7	Азот . . .	4	11	28,6	-2,5	-	-	-	
8	Кислород .	4	12	$< 38,3$	$< (< 2,1)$	-	-	-	
10	Неон . . .	5	13	27,3	1,4	$< 19,4$	17,1	0,01	
		6	16	27,7-29	$0,5 < E_p < 1,8$	-	11,1-12,4	Зависит от уровней Γ_{16}	
		7	17	21,4	$< 1,8$	< 16	13,4	0,05	$T_{1/2}$ дано для перехода на $1/2^+$ -уровень Γ_{17} (3,1 Мэв)
11	Натрий . .	8	19	18,3	-0,3	-	- (9,9)	(0,7)	$T_{1/2}$ дано для перехода на $5/2^+$ -уровень Ne^{19} (0,2 Мэв)
12	Магний . .	8	20	23,1	2,8	-	9,4	0,7	
		9	21	17	3,4	14,5	12	0,3	
		10	22	-	-	-	-	5	
14	Кремний	10	24	17,9	3,3	-	9,7	0,2	$T_{1/2}$ дано для перехода на Γ^+ -уровень Al^{24} (0,5 Мэв)
		11	25	11	3,6	15,2	11,6	0,4	
		12	26	0,6	5,5	18,8	4,1	1,7	

15	Фосфор . . .	11	26	—	—	—	15,6	?	$T_{1/2}$ дано для перехода на $1/2^+$ -уровень S_{j27} ($0,9 Mэв$)
		12	27	7,5	0,7	—	10,9	0,3	
16	Сера . . .	12	28	12,1	2,2	—	10,5	0,2	$T_{1/2}$ дано для перехода на $\sim 1,5 Mэв$ -уровень P_{28}
		13	29	5	3,1	15,5	12,4	0,4	$T_{1/2}$ дано для перехода на $3/2^+$ -уровень P_{28} ($\sim 1,4 Mэв$)
17	Хлор . . .	14	30	-5,1	4,4	18,5	5,1	2	$T_{1/2}$ дано для перехода с $\Delta T=0$
		13	30	—	0,9	—	$\sim 17,0$?	
		14	31	1,8	0,6	—	10,6	2	
18	Аргон . . .	14	32	6,9	2,5	—	<20	1	$T_{1/2}$ дано для перехода с $\Delta T=0$
		15	33	0,2	3,3	15,1	10,8	0,7	
		16	34	-8,6	4,6	17,2	4,7	1	$T_{1/2}$ дано для перехода с $\Delta T=0$
19	Калий . . .	14	33	>15,3	— (>0,8)	—	(14,1)	(<0,1)	
		15	34	8,1	-0,3	>15,6	(15,7)	(0,1)	
		16	35	-1,1	0,1	17,6	10,6	0,7	
		17	36	-6,7	1,7	14	<12	-0,8	$T_{1/2}$ дано для перехода с $\Delta T=0$

Z	Элемент	N	A	(M-A), Мэв	E_p , Мэв	E_n , Мэв	E_β , Мэв	$T_{1/2}$, сек	Примечание
20	Кальций	16	36	4	2,5	—	9,7	0,5	$T_{1/2}$ дано для переходов с $\Delta T=0$
		17	37	-2	2,9	14,4	10,9	0,5	
		18	38	-10,6	4,4	17	5,8	(0,7)	
		16	37	14	-0,7	—	(15)	(0,05)	
21	Скандий	17	38	6,3	-0,2	16,1	(15,9)	(0,5)	$T_{1/2}$ дано для перехода на $\sim 2,7$ Мэв-уровень S_{a37}
		18	39	-2,9	0,6	17,6	11,7	0,5	
		16	38	21	0,6	—	13,7	0,3	
		17	39	13,1	0,8	16,3	15	0,3	
22	Титан	18	40	2,0	2,6	19,5	10,2	0,4	Для всех последующих изотопов $T_{1/2}$ считалось для переходов с $\Delta T=0$
		19	41	-4,4	2,8	14,8	11,6	0,4	
		20	42	-13,7	4,2	17,7	5,6	0,5	
		21	43	-17,1	4,3	11,8	5,5	(0,6)	
23	Ванадий	16	39	>29,6	— (>1)	—	—	—	
		17	40	22,2	-1,7	>16,4	—	—	

Ванадий	18	41	10,9	-0,6	19,6	14,3	0,2
	19	42	3,2	-0,1	16,1	16	0,2
	20	43	-6,5	0,4	18,2	9,5	0,3
	21	44	-11,5	2,2	13,5	12,1	0,3
	22	45	-19	1,9	15,8	5,7	0,3
	18	42	<18	-(<0,2)		(<13,8)	(0,2)
	19	43	9	1,9	<17,4	14,5	0,2
	20	44	-2,3	3,4	19,7	8,2	0,2
	21	45	-7,6	3,6	13,7	10,4	0,2
	22	46	-16,8	5,2	17,6	5,7	(1,1)
Марганец	23	47	-21,2	5,3	12,8	6	(0,4)
	19	44	16,6	0	-	(17,9)	(0,2)
	20	45	5,9	-0,6	19,1	(12,5)	(0,2)
	21	46	-0,8	0,8	15,1	15	0,2
	22	47	-10,1	0,9	17,7	10	0,2
	23	48	-16,1	2,5	14,4	11,8	0,2
	24	49	-23,8	2,5	16,1	6,2	(0,4)

24

25

Z	Элемент	N	A	(M-A), Мэв	E_p , Мэв	E_n , Мэв	E_β , Мэв	$T_{1/2}$, сек	Примечание	
26	Железо . . .	20	46	11,3	2,2	—	11,1	<0,2		
		21	47	4,4	2,4	15,3	13,5	<0,2		
		22	48	-5,8	3,4	18,6	9,3	<0,2		
		23	49	-11,9	3,4	14,5	10,8	0,2		
		24	50	-20,9	4,7	17,4	6,3	0,2		
		25	51	-25,7	5,1	13,2	6,4	0,2		
		27	Кобальт .	20	47	20	-1,1	—	—	
		21	48	12,2	-0,2	16,2	(17)	(<0,2)		
		22	49	2,1	-0,3	18,6	(13)	(<0,2)		
		23	50	-5,2	0,9	15,4	14,7	<0,2		
		24	51	-14,1	0,8	17,3	10,6	<0,2		
28	Никель . . .	25	52	-20,2	2,1	14,5	12	<0,2		
		26	53	(<27,4)	>1,9	15,5	6,6	<0,2		
		20	48	25,8	1,4	—	12,6	0,1		
		21	49	18,2	1,5	16	15,1	0,1		

Никель	22	50	7,1	2,3	19,5	11,3	0,1	
	23	51	-0,1	2,4	15,6	13,2	0,1	
	24	52	-10	3,4	18,3	9,2	0,1	
	25	53	-16,2	3,4	14,6	<10,2	<0,2	
	26	54	-24,8	5	17	6	<0,2	
	27	55	-30	6,6	13,5	6,9	<0,2	
	20	49	37	-3,7	-	-	-	
	21	50	27,9	-2,2	17,5	-	-	
	22	51	17,1	-2,5	19,2	-	-	
	23	52	9	-1,5	16,5	-	-	
Медь	24	53	-1,6	-0,9	19	(13,6)	(0,1)	
	25	54	-8,8	0,1	15,6	15,0	0,1	
	26	55	-17,8	0,4	17,4	11,2	0,1	
	27	56	-23,6	1,1	14,2	<13,2	0,1	
	28	57	-31,8	>1,7	16,6	7	(0,18)	
	23	53	16,2	0,4	-	-16,8	<0,1	
	24	54	5,3	0,7	19,3	13,1	<0,1	
	25	55	-2,4	1,2	16	14,4	<0,1	
	Цинк	23	53	16,2	0,4	-	-16,8	<0,1
		24	54	5,3	0,7	19,3	13,1	<0,1
25		55	-2,4	1,2	16	14,4	<0,1	

29

30

Z	Элемент	N	A	(M-A), Мэв	E _p , Мэв	E _n , Мэв	E _β , Мэв	T _{1/2} , сек	Примечание
31	Цинк . . .	26	56	-12,4	2,2	18,4	10,2	<0,1	
		27	57	-18,7	2,7	14,7	12	<0,1	
		28	58	-26,8	2,7	16,5	<6,8	<0,1	
		29	59	-30,6	>3,6	12,2	7,3	<0,1	
		24	55	16,1	-3,2	—	—	—	
		25	56	7,2	-2	17,3	—	—	
32	Германий	26	57	-3,2	-1,6	18,8	—	—	
		27	58	-10,1	-1	15,3	(15,7)	(<0,1)	
		28	59	-18,9	-0,3	17,2	(10,7)	(<0,1)	
		29	60	-23,7	0,7	13,2	—	<0,1	Устойчивы также пока не обнаруженные изо-топы с A=62—63
32	Германий	30	61	-29,5	—	14,2	—	<0,1	
		25	57	15,6	-0,8	—	(17,8)	(<0,1)	
		26	58	3,9	0,5	20,1	13	<0,1	
		27	59	-3,5	1	15,8	14,4	<0,1	
28	60	-13,2	1,9	18,2	9,5	<0,1			

Устойчивы также пока не обнаруженные изотопы с $A=63-65$

По-видимому, устойчивы изотопы с $A=64-67$

Устойчивы также пока не обнаруженные изотопы с $A=65-69$

Сейчас известны изотопы, начиная с $A=73$

Германий	29	61	-18,4	2,3	-13,6	10,1	<0,1	Устойчивы также пока не обнаруженные изотопы с $A=63-65$
	30	62	-25,5	3,6	15,5	—	<0,1	
33 Мышьак	26	59	14,5	-3	—	—	—	
	27	60	6,3	-2,2	16,7	—	—	
	28	61	-3,7	-1,9	18,4	—	—	
	29	62	-10	-0,8	14,8	(14,5)	(<0,1)	
	30	63	-17,4	-0,5	15,7	15,7	<0,1	По-видимому, устойчивы изотопы с $A=64-67$
34 Селен . . .	27	61	14,7	-0,8	—	(17,4)	(<0,1)	
	28	62	3,2	0,7	20	12,2	<0,1	
	29	63	-3,3	0,9	15	13,1	<0,1	Устойчивы также пока не обнаруженные изотопы с $A=65-69$
	30	64	-11,7	1,9	16,8	—	<0,1	
35 Бром . . .	27	62	25,3	-3	—	—	—	
	28	63	14,1	-3,3	19,7	—	—	
	29	64	6,5	-2,2	16,0	—	—	Сейчас известны изотопы, начиная с $A=73$
	30	65	-2	-2,1	16,9	—	—	

Z	Элемент	N	A	(M-A), Мэв	E _p , Мэв	E _n , Мэв	E _β , Мэв	T _{1/2} , сек	Примечание
36	Криптон	28	64	22,3	-0,6	—	(14,8)	(<0,1)	
		29	65	14,5	-0,4	16,3	—	(<0,1)	Сейчас известны изотопы, начиная с A=76
		30	66	4,9	0,7	18	—	(<0,1)	
37	Рубидий	28	65	34,3	-4,4	—	—	—	Сейчас известны изотопы, начиная с A=81
		29	66	25,5	-3,4	17,2	—	—	
		30	67	15,9	-3,4	18	—	—	Сейчас известны изотопы, начиная с A=81
38	Стронций	29	67	34,6	-1,5	—	—	(<0,05)	
		30	68	24	-0,5	19	—	—	Сейчас известны изотопы, начиная с A=82
39	Иттрий	30	69	36	-4,4	—	—	—	
40	Цирконий	30	70	45,4	-1,8	—	—	—	Сейчас известны изотопы, начиная с A=86

Используя соотношения (3) — (5), можно на основе обширных экспериментальных данных о B_n у ядер с $N > Z$ найти энергии связи протонов в сопряженных ядрах с $Z > N$ и тем самым установить, являются ли последние стабильными относительно испускания тяжелых частиц (как правило, при $Z > N$ порог испускания протона должен лежать ниже порогов испускания n , d , α и т. д.). Кроме того, удается установить и другие свойства этих ядер: дефекты масс, энергии и периоды β -распада, наличие протонной и двупротонной радиоактивности.

Все предсказываемые таким способом нейтронодефицитные изотопы и их свойства приведены в табл. 2, помещенной в конце статьи. Метод составления таблицы проиллюстрируем примером.

Известно, что существует ядро ${}_{11}\text{Na}_{14}{}^{25}$, причем энергия связи $B_n(\text{Na}^{25}) = 9,2 \text{ Мэв}$. Изотопически сопряженным с Na^{25} является неизвестный еще изотоп ${}_{14}\text{Si}_{11}{}^{25}$. При помощи уравнения (3) находим энергию связи протона $B_p(\text{Si}^{25}) = B_n(\text{Na}^{25}) - 5,6 = 3,6 \text{ Мэв}$, т. е. этот изотоп стабилен относительно испускания протона. Пользуясь сводными таблицами (например, из работ [8—10]), вычисляем масс-дефект этого ядра, равный 11 Мэв . Энергию β^+ -распада $\text{Si}^{25} \rightarrow \text{Al}^{25}$ (основное состояние) получаем из известных масс $\text{Al}^{24, 25}$:

$$E_{\beta^+} = M(\text{Al}^{24}) + m_H - 3,6 - M(\text{Al}^{25}) - 1,02 = 11,6 \text{ Мэв}.$$

Если бы массы этих ядер не были известны, то максимальную энергию β^+ -распада можно было бы грубо оценить по формуле

$$E_{\beta^+}(ZM_N^A) - E_{\beta^-}(NM_Z^A) \approx \left[1,2 \frac{A-1}{A^{1/3}} - 2,6 \right] \text{ Мэв} \quad (6)$$

[здесь $2,6 \text{ Мэв} = 2(m_e + m_n - m_H)c^2$], связывающей между собой максимальные энергии β -распадов в изотопически сопряженных ядрах и непосредственно следующей из уравнений (1) (2). Для Si^{25} , согласно формуле (4), получаем $E_{\beta^+} = 4,0 + 7,3 = 11,3 \text{ Мэв}$ [известно, что $E_{\beta^-}(\text{Na}^{25}) = 4,0 \text{ Мэв}$], что лишь на 3% отличается от приведенного выше значения $11,6 \text{ Мэв}$.

Период полураспада Si^{25} можно также оценить, исходя из данных о распаде сопряженного ядра Na^{25} . Для этого надо использовать экспериментальное значение $\lg ft$ (5, 2) для Na^{25} и полученную выше энергию β -распада Si^{25} (величина ft определяется видом волновых функций, и если применимы соображения зарядовой инвариантности, то величины ft для однотипных переходов в сопряженных ядрах должны быть одинаковыми). При этом получается $T(\text{Si}^{25}) \sim 0,5 \text{ сек}$.

При оценке периодов β -распада следует иметь в виду возможность «сверхразрешенных» переходов без изменения изотопического спина. Дело в том, что одним из следствий зарядовой инвариантности является существование подобных состояний у ядер с одним и тем же A , но с разным отношением числа нейтронов и протонов [например, (A, Z) и $(A, Z-1)$]. Пространственные части волновых функций $\Psi(A, Z)$ и $\Psi(A, Z-1)$ подобных состояний совпадают друг с другом, а сами состояния получаются друг из друга в результате замены одного из протонов в (A, Z) на нейтрон. Величины $\lg ft$ для переходов между подобными состояниями (так называемых «сверхразрешенных» переходов) имеют минимальное возможное значение $\lg ft \approx 3,5$, поскольку при таком переходе практически не происходит перестройки ядерной волновой функции.

Энергия β^+ -распада при «сверхразрешенных» переходах $(A, Z+1) \rightarrow (A, Z)$ определяется весьма просто

$$E_{\beta^+}(\Delta T=0) \approx \left(1,2 \frac{Z}{A^{1/2}} - 1,8\right) \text{ Мэв}, \quad (7)$$

где $1,8 \text{ Мэв} = c^2(2m_e + m_n - m_H)$, и очень мало меняется с изменением A при заданном Z . Если E_{β^+} превышает порог, задаваемый формулой (7), «сверхразрешенные» переходы начинают конкурировать с переходами в основное состояние.

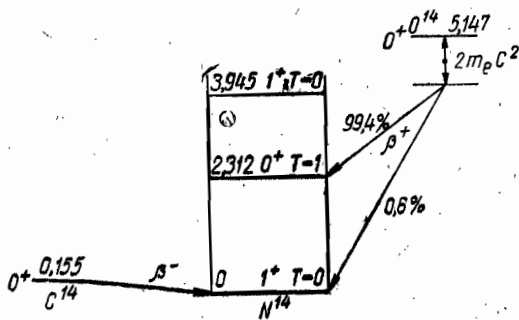


Рис. 2. Схема β^- и β^+ -распада зеркальных ядер C^{14} и O^{14} .

Для иллюстрации на рис. 2 приведена схема распада изотопически сопряженных ядер ${}^6_8C^{14}$ и ${}^8_6O^{14}$. Первое из них может распадаться лишь на основное состояние N^{14} (для этого перехода $\lg ft \approx 9,0$). Ядро O^{14} сильно поднято над N^{14} из-за избыточной по сравнению с C^{14} кулоновской энергии. Поэтому становится энергетически разрешенным переход на возбужденное ($T=1$) состояние N^{14} (2,31 Мэв), являющееся ана-

логом основных состояний C^{14} и O^{14} . Благодаря малой величине $\lg ft$ (3,5) этот переход является доминирующим (99,4% всех распадов). Многие (а начиная с $Z \geq 20$, практически все) предсказываемые здесь нейтронодефицитные изотопы должны претерпевать β^+ -распад с $\Delta T = 0$ и последующее каскадное испускание γ -квантов. В подобных случаях приведенные в табл. 2 значения E_{β^+} характеризуют сумму максимальной энергии позитронов и энергий последующих γ -переходов. Величины максимальной энергии позитронов при «сверхразрешенных» переходах меняются примерно от 5 Мэв для кальция до 8 Мэв для селена, а периоды полураспада (при $\lg ft \approx 3,5$) соответственно примерно от 0,5 до 0,07 сек.

Подтверждением этого служат величины периодов полураспада ядра уже открытых β^+ -активных изотопов с $Z = 13-25$, для которых $E_{\beta^+} > (1,2 ZA^{-1/2} - 1,8)$ Мэв (например, Al^{24} , Ca^{38} , V^{46} и Mn^{50}).

Для более легких ядер «сверхразрешенные» переходы оказываются из-за небольшой величины энергии довольно медленными (например, около 1 мин для O^{12}), потому главную роль чаще играют переходы в основные состояния.

Рассмотренный выше пример Si^{25} хорошо иллюстрирует метод построения табл. 2, поэтому мы не будем на этом долго останавливаться.

Ниже приводится список стабильных изотопов, расположенных, согласно полученным оценкам, на границе устойчивости по отношению к испусканию протонов:

Li^6 , Be^7 , B^8 , C^9 , N^{12} , O^{13} , F^{17} , Ne^{17} , $Na^{20(19?)}$, $Mg^{19(18?)}$,
 Al^{23} , $Si^{23(22?)}$, P^{27} , S^{26} , Cl^{31} , Ar^{30} , K^{35} , $Ca^{35(34?)}$, $Sc^{40(39?)}$, Ti^{39} ,
 $V^{43(42?)}$, Cr^{43} , Mn^{46} , Fe^{45} , $Co^{50(48?)}$, Ni^{48} , Cu^{54} , $Zn^{55(54?)}$,
 $Ga^{60(59?)}$, Ge^{59} , $As^{64(?)}$, $Se^{62(61?)}$.

Сопоставление этого списка с перечнем ныне известных изотопов [11] приводит к выводу о возможности обнаружения примерно ста новых нейтронодефицитных изотопов легких ядер (см. табл. 2 и рис. 3).

По поводу примененного выше метода оценки устойчивости нейтронодефицитных изотопов следует заметить следующее. Многие предсказанные ядра (и, в частности, все лежащие на границе области устойчивости) расположены непосредственно вблизи порога испускания протона.

Волновые функции этих ядер должны поэтому простираться на значительно большие расстояния, чем у их изотопически сопряженных «коллег», расположенных вдали от границы устойчивости (на больших расстояниях $\Psi \sim e^{-ar}$, где

$\alpha = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar}$, E — энергия связи последнего нуклона). Таким образом, волновые функции сопряженных ядер (A, Z) и $(A, A-Z)$ в этом случае несколько отличаются друг от друга (ярко это проявляется только в том случае, если энергия рассматриваемого ядра близка к порогу испускания S -нейтрона).

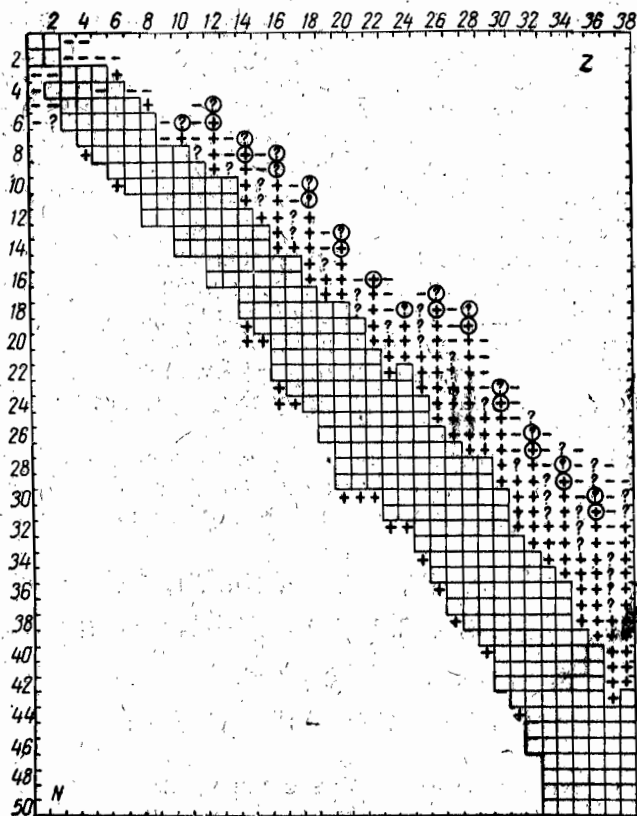


Рис. 3. Известные и еще не открытые (нейтрондефицитные) изотопы легких ядер.

Для нейтронов с $l \neq 0$ или протонов волновая функция лишь слабо «расплывается» из-за сдерживающего влияния центростремительного или кулоновского барьера. В связи с этим возникает вопрос о применимости идей изотопической инвариантности для оценки энергии таких весьма малоустойчивых ядер. Кроме того, можно усомниться в справедливости соотношений (2) — (5) для ядер с $Z > 10$, где кулоновская энергия стано-

вится сравнимой с ядерной. Легко видеть, однако, что оценки с помощью соотношений (2) — (5) дают заниженные величины энергии связи протона в нейтронодефицитных ядрах, следовательно, если ядро, согласно нашим расчетам, оказывается устойчивым, то оно действительно устойчиво. В самом деле, наша процедура фактически заключалась в том, что при рассмотрении нейтронодефицитного ядра (A, Z) мы брали волновую функцию Ψ сопряженного ядра $(A, A-Z)$ и вычисляли с ее помощью энергию (1) ядра $(A, Z) : M(\Psi, H\Psi)$, где H — гамильтониан этого ядра. При этом фактически приходилось вычислять лишь второй и третий члены в соотношении (1), так как значение первого бралось нами из данных о ядре $(A, A-Z)$. Но имеется строгая теорема о том, что вычисляемый с неточными волновыми функциями (в нашем случае Ψ) матричный элемент $(\Psi, H\Psi)$ всегда больше, чем точное значение $(\varphi, H\varphi)$, вычисленное с точной волновой функцией ядра (A, Z) . Отсюда и следует высказанное выше утверждение.

III. ПРОТОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

На границе устойчивости нейтронодефицитных ядер к распаду с испусканием протонов должно наблюдаться новое физическое явление — протонная радиоактивность. Однако вероятность зарегистрировать это явление оказывается довольно малой [5]. При времени жизни относительно p -распада более $1 \div 10$ сек эффект будет сильно экранироваться β^+ -распадом. С другой стороны, при периодах полураспада p -радиоактивных ядер менее 10^{-12} сек оказывается невозможно заметить запаздывающее испускание протона даже с использованием толстослойных фотоэмульсий или камер Вильсона. Период полураспада протоннорадиоактивных изотопов приближенно можно определить по формуле

$$\lg T_{1/2}(\text{сек}) \approx 0,43 Z^{2/3} \cdot f(x) - 22, \quad (8)$$

где x — отношение энергии испускаемого протона к высоте кулоновского барьера, и при $x \ll 1$.

$$f(x) = 0,7x^{-1/2} [\arccos x^{1/2} - x^{1/2}(1-x)^{1/2}] \approx 0,7 \left[\frac{\pi}{2} x^{-1/2} - 2 \right]. \quad (9)$$

Интервалу $T_{1/2} = 10 - 10^{-12}$ сек соответствуют следующие величины энергии испускаемых протонов: до 0,04 Мэв для $Z = 10$; 0,1—0,35 Мэв для $Z = 20$; 0,2—0,7 Мэв для $Z = 30$; 0,35—1,1 Мэв для $Z = 40$. Точность всех расчетов масс нейтронодефицитных ядер, конечно, недостаточна, чтобы предсказать, для каких именно изотопов периоды полураспада по механизму протонной радиоактивности попадут в указанные выше пределы. Ясно, однако, что это явление следует искать

вблизи вышеуказанных границ стабильности (как и для ряда не рассматривавшихся здесь более тяжелых ядер).

IV. ДВУПРОТОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

Благодаря очень большой энергии связи нейтронов рассмотренных изотопов легких ядер все они стабильны относительно α -распада из основного состояния.

Однако можно наблюдать совершенно новый эффект, значительно более интересный, чем протонная радиоактивность. Речь идет о явлении двупротонной радиоактивности [1, 2], характерном для расположенных вблизи границ устойчивости ядер элементов с четными Z . Благодаря эффектам спаривания для таких ядер при еще положительной энергии связи одного протона может уже возникнуть нестабильность к одновременному испусканию двух протонов. Такая нестабильность может обусловить двупротонную радиоактивность ряда изотопов, стабильных по отношению к протонному и α -распадам.

Приведем пример. Ядро F^{15} неустойчиво к распаду ($F^{15} \rightarrow O^{14} + p$), происходящему с выделением энергии 2,3 Мэв. Однако соседнее четное ядро Ne^{16} , как это видно из табл. 1, устойчиво к распаду $Ne^{16} \rightarrow F^{15} + p$, требующему, как это можно показать на основании раздела II, затраты энергии от 0,5 до 1,8 Мэв. Следовательно, распад $Ne^{16} \rightarrow F^{15} + p$ энергетически невозможен, распад же $Ne^{16} \rightarrow O^{14} + 2p$ идет с выделением энергии примерно от 0,5 до 1,8 Мэв, что значительно меньше высоты кулоновского барьера ядра Ne^{16} для двухзарядной частицы (около 6 Мэв). Поэтому ядро Ne^{16} должно обладать свойством двупротонной радиоактивности¹.

¹ Используемая здесь оценка энергии связи протонов в ядре Ne^{16} ($E_p > 0,5$ Мэв) основана на предположении, что энергия связи нейтрона в зеркальном ядре C^{16} превышает 4,6 Мэв. В самом деле, энергии спаривания нейтронов (т. е. разности энергии связей четного ($2m+2$)-го и предыдущего нечетного ($2m+1$)-го нейтрона) всегда больше для ядер с четными Z , чем для соседних ядер с нечетными Z . Это обстоятельство, отмеченное ранее в нашей статье («Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 1637, 1960), приводит к выводу, что энергия спаривания 9-го и 10-го нейтронов в C^{16} должна превышать 3,35 Мэв (значение для N^{17}), а значит, энергия связи нейтрона в C^{16} превышает 4,6 Мэв. Однако, судя по недавнему сообщению об открытии ядра C^{16} [Hinds S., Middleton R., Litherland A. E., Pullen D. J. Phys. Rev. Lett., 6, 113 (1961)], энергия связи нейтрона в этом ядре меньше примерно на 1,5 Мэв (что, видимо, свидетельствует об ином состоянии 9-го и 10-го нейтронов в C^{16} , нежели в N^{17} , O^{18} , F^{19} и Ne^{20}). Если это верно, то энергия связи первого протона в ядре Ne^{16} окажется отрицательной (-1 Мэв), т. е. ядро будет не двупротонно-радиоактивным, а протоннонеустойчивым. В связи с отмеченным обстоятельством желательно ориентировать будущие экспериментальные поиски двупротонной радиоактивности так, чтобы они не были нацелены лишь на какое-то одно ядро, но давали возможность проверки многих вариантов, например перечисленных в табл. 4.

К числу $2p$ -радиоактивных ядер должны также принадлежать $Mg^{17(18?)}$, $Si^{21(22?)}$ и т. д. (см. табл. 2) — всего около 40 ядер.

Вероятность двупротонного распада много меньше, чем однопротонного, так как она включает в себя произведение двух коэффициентов проницаемости кулоновского барьера. Действительно, нетрудно убедиться, что вероятность двупротонного распада, при котором протоны уносят энергии E_1 и $E - E_1$, должна иметь следующий вид:

$$W(E_1; E - E_1) = \frac{a}{\sqrt{E_1(E - E_1)}} |\Psi_{E_1}(R) \Psi_{E - E_1}(R)|^2,$$

где a — некоторая постоянная, а $\Psi_{E_1}(R)$ — значение кулоновской функции F_0 , отвечающей протону с энергией E_1 на радиусе ядра R (предполагается, что протоны испускаются с нулевым орбитальным моментом). Для сильно подбарьерных протонов

$$\frac{1}{\sqrt{E_1}} |\Psi_{E_1}(R)|^2 \sim \exp \left\{ -\frac{\pi}{\hbar} Ze^2 \sqrt{\frac{2m}{E_1}} \right\}, \quad (10)$$

где Z — заряд ядра A , а m — масса протона. Тогда

$$w(E_1; E - E_1) = a \cdot \exp \left\{ -\frac{\pi}{\hbar} Ze^2 \sqrt{2m} \left(\frac{1}{\sqrt{E_1}} + \frac{1}{\sqrt{E - E_1}} \right) \right\}.$$

Как видно из этой формулы, наиболее вероятно испускание двух протонов с одинаковой энергией: $E_1 = \frac{E}{2}$, так как при этом выражение в показателе экспонента минимально. Отсюда следует, что полная вероятность распада

$$w(E) = \int_0^E dE_1 w(E_1; E - E_1) \sim \\ \sim a \cdot \exp \times \left\{ -\frac{\pi}{\hbar} \cdot 2Z \cdot e^2 \sqrt{2 \cdot 2m} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}} \right\}. \quad (11)$$

имеет такой же вид, как если бы испускалась двухзарядная частица с массой $2m$ (дипротон), для которой кулоновский барьер вдвое выше, чем для протона [ср. выражения (11) и (10)]. Поэтому время жизни изотопов относительно двупротонного радиоактивного распада в заметно большем, чем для протонной радиоактивности, интервале энергий, попадает в удобные для регистрации пределы ($T_{1/2} = 10^{-12} - 10$ сек).

Нижние границы возможного времени жизни относительно двупротонного распада могут быть зафиксированы в соот-

ветствии с заданным верхним пределом суммарной энергии двух испускаемых протонов

$$E \leq E_{\text{спарив.}}$$

Воспользовавшись формулами (8) и (9) [имея при этом в виду, что для двупротонного распада $f(x)$ удваивается] и приведенными в табл. 2 значениями энергий спаривания, легко можно заключить, что нижние пределы времен жизни ядер относительно $2p$ -распада систематически возрастают с увеличением атомного номера и составляют примерно от 10^{-21} сек для Ne^{16} до 10^{-8} сек для Sn^{97} или Sn^{98} . Таким образом, для более тяжелых двупротоннорадиоактивных ядер относительно большую роль могут играть конкурирующие процессы β^+ -распада, что может заметно уменьшить вероятность наблюдения $2p$ -распадов при $Z \sim 40-50$ и свести число $2p$ -активных ядер при каждом данном четном Z к 1.

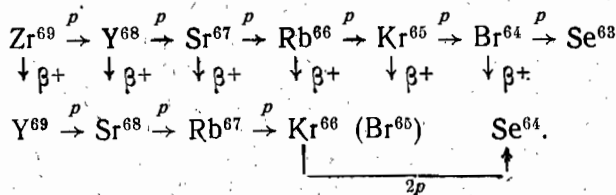
Двупротонную радиоактивность можно с успехом наблюдать (например, при помощи толстослойных фотоэмульсий или камер Вильсона) и в тех случаях, когда распад происходит почти мгновенно ($T_{1/2} \geq 10^{-19}$ сек), поскольку сумма энергий двух испускаемых протонов задана ($E_1 + E_2 = E$) и к тому же между энергиями двух испускаемых протонов должна наблюдаться сильнейшая корреляция (см. раздел VI). Так, вероятность $2p$ -распада, при котором один протон получает энергию $(0,5 + \kappa)E$, а другой — $(0,5 - \kappa)E$, пропорциональна

$$\exp \left\{ - \frac{6\pi (Z-2) e^2 \sqrt{m}}{\hbar \sqrt{E}} \kappa^2 \right\}.$$

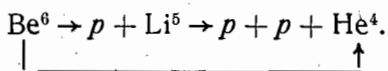
Следовательно, для доказательства двупротонного механизма радиоактивного распада достаточно продемонстрировать, что сумма энергий двух подбарьерных протонов есть какая-то определенная величина, а распределение разности их энергий носит не статистический характер, а сосредоточено в окрестности нулевого значения этой разности ($\kappa = 0$).

Взаимодействие испускаемых $2p$ -радиоактивными ядрами пар протонов не только в пределах потенциальной ядерной ямы, но и вне ядра (в частности, под барьером) должно обусловить не только энергетическую, но и определенную угловую корреляцию протонов (см. раздел VII).

Двупротонную радиоактивность следует, конечно, отличать от обычных цепочек последовательных актов p -распада типа



Однако переход от такого последовательного испускания протонов к двупротонной радиоактивности имеет плавный характер (рис. 4). Пусть энергия $V_{p\text{нечетн}}$ связи нечетного $(2m+1)$ -го протона отрицательна, т. е. ядро с $Z=2m+1$ нестабильно. Пока энергия связи следующего четного $(2m+2)$ -го протона $V_{p\text{четн}}$ также сильно отрицательна, имеет место обычная цепочка последовательных актов p -распада. Когда $V_{p\text{четн}}$ становится столь малой отрицательной величиной, что энергия связи двух протонов $|E_{pp}| > 8 |V_{p\text{четн}}|$ (см. рис. 4,а), $2p$ -распад начинает заметно конкурировать с обычной последовательностью p -распадов. Очевидно, что такая конкуренция происходит в области $0 < |V_{p\text{четн}}| < \frac{1}{6} E_{\text{спарив}}$. Если энергия связи $(2m+2)$ -го протона $V_{p\text{четн}}$ — величина положительная, но меньшая, чем полуширина уровня, с которого происходит испускание $(2m+1)$ -го протона, процессы одновременного и последовательного испускания двух протонов оказываются уже неразличимыми (см. рис. 4,б). В качестве примера здесь можно привести исследованную в работе [12] схему распада ядра



И, наконец, в том случае, когда $V_{p\text{четн}}$ — столь большая положительная величина, что уровни испускания $(2m+2)$ -го и $(2m+1)$ -го протона не перекрываются, мы приходим к «чистому» случаю двупротонной радиоактивности (см. рис. 4,в).

В заключение этого раздела отметим, что и для нейтронов можно наблюдать явление, аналогичное двупротонной радиоактивности. Поскольку кулоновский барьер в этом случае отсутствует, центробежный же барьер проявляется лишь при $l \neq 0$ и слабо задерживает испускание нейтронов, уровни, с которых происходит испускание $(2m+2)$ -го и $(2m+1)$ -го нейтронов, оказываются, как правило, очень широкими и перекрываются. Поэтому для нейтронов вряд ли может осуществиться вариант $2n$ -распада, соответствующий изображенному на рис. 4,в, однако вполне возможны последовательное испускание, но с перекрытием уровней или вариант, показанный на рис. 4,б. Хорошо известно множественное испарение нейтронов сильно возбужденными ядрами (особенно тяжелыми). Такое испарение происходит в несколько стадий, причем последовательно испаряемые нейтроны не взаимодействуют друг с другом и уровни, реализуемые до и после испарения каждого из нейтронов, не перекрываются. В рассматриваемом случае речь идет именно об одновременном испускании пар

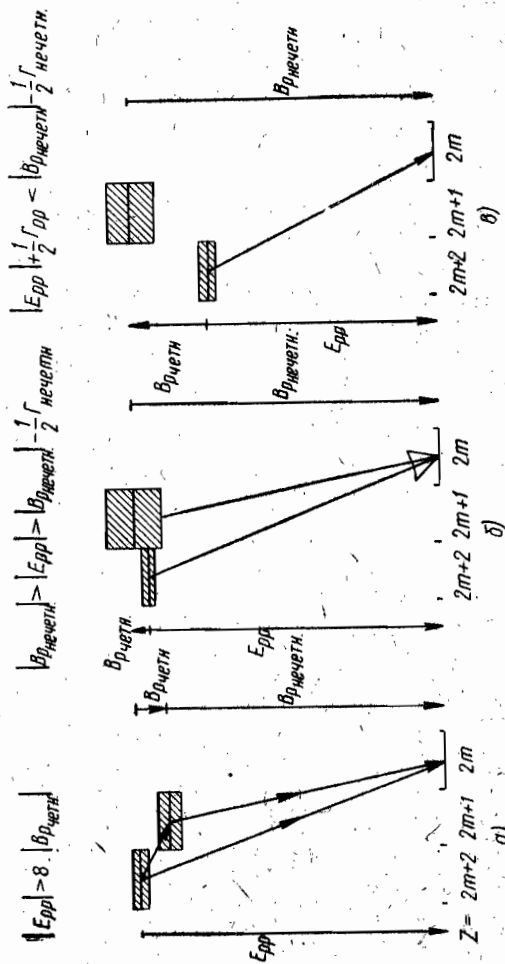


Рис. 4. Схема постепенного перехода от варнанта последовательного испускания двух протонов к двулучотной радиоактивности.

нейтронов, коррелированных по углам, а следовательно, и по энергиям в результате взаимодействия нейтронов между собой. Именно такая корреляция должна исследоваться при экспериментальном наблюдении рассматриваемого явления с целью его различения от тривиальных каскадных «испарительных» переходов. Удобным способом обнаружения двунейтронной корреляции может явиться исследование совпадений запаздывающих пар нейтронов, испускаемых ядрами перегруженными нейтронами, после предшествующего β -распада.

Интересно также исследовать угловые корреляции двух нейтронов, испускаемых в реакциях типа $T(t, 2n)\text{He}^4$ или $\text{Be}^9(n, 2n)\text{Be}^8 \rightarrow 2\text{He}^4$.

V. ДВУПРОТОННОРАДИОАКТИВНЫЕ ЯДРА

Для оценки энергии связи протонов в нейтронодефицитных ядрах и установления перечня ядер, принадлежащих к числу двупротоннорадиоактивных, можно воспользоваться нашими работами [1, 2] и составленными Камероном [10] таблицами масс атомных ядер. В своих расчетах Камерон использовал усовершенствованную формулу Вейцеккера — Ферми, в которой до некоторой степени учитывалась оболочечная структура ядер. Любопытно отметить, что в той области, где расчеты, перекрываются [1, 2, 10], полученная Камероном граница устойчивости для нейтронодефицитных ядер почти совпадает с полученной с учетом соображений изотопической инвариантности [1, 2].

Перечень, включающий более 40 $2p$ -радиоактивных ядер, отнесенных к этому числу на основании полученных в работах [1, 2, 10] значений масс атомных ядер, приведен в табл. 3, куда включены также дефекты масс, энергии связи пар протонов и энергии сдвигания протонов для этих ядер.

Распространение двупротонной радиоактивности ограничивается областью легких ядер — до олова ($Z=50$), поскольку у более тяжелых ядер с усугублением нейтронного дефицита раньше возникает α -нестабильность.

VI. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ ИСПУСКАЕМЫХ ПРОТОНОВ

Энергетическая корреляция двух протонов, испускаемых $2p$ -радиоактивными ядрами, возникает как прямое следствие туннельного прохождения протонов сквозь кулоновский потенциальный барьер, и для нее характерно преобладание таких случаев, когда энергия распада делится между протонами поровну. В самом деле, уменьшение вероятности про-

2 p-радиоактивные ядра

Ядро	$M-A, \text{ Мэв}$	$E_{pp}, \text{ Мэв}$	$E_{\text{спарив}}, \text{ Мэв}$
${}^6_2\text{Be}$	20,3	1,5	2,1
${}^{16}_6\text{Ne}$	27,7–29 ¹	0,5–1,8 ¹	4,1–2,8 ¹
${}^{17}_5\text{Mg}$	—	—	—
${}^{18}_6\text{Mg}$	—	—	—
${}^{21}_7\text{Si}$	—	—	—
${}^{22}_8\text{Si}$	—	—	—
${}^{24}_8\text{S}$	—	—	—
${}^{25}_9\text{S}$	—	—	—
${}^{28}_{10}\text{Ar}$	—	—	—
(a) ${}^{29}_{11}\text{Ar}$	40,6	(4,1)	1,8
(б) ${}^{30}_{12}\text{Ar}$	25,1	1,4	1,8
(c) ${}^{33}_{13}\text{Ca}$	33,8	(2,4)	2,3
(d) ${}^{34}_{14}\text{Ca}$	19,0	(–0,1)	2,3
(e) ${}^{37}_{15}\text{Ti}$	28,2	2,7	2,7
${}^{38}_{16}\text{Ti}$	21 ¹ 15,5	0,1 ¹ 0,4	1,3 ¹
(f) ${}^{41}_{17}\text{Cr}$	24,6	1,8	2,3
(g) ${}^{42}_{18}\text{Cr}$	<18 ¹ 12,3	0,6 ¹ (–0,3)	0,6–0,8 ¹ 2,3
${}^{43}_{17}\text{Fe}$	—	—	—
(к) ${}^{44}_{18}\text{Fe}$	30,4	(2,9)	2,0
${}^{45}_{19}\text{Fe}$	20,9	1,0	2,0
${}^{46}_{18}\text{Ni}$	—	—	—
${}^{47}_{19}\text{Ni}$	—	—	—
(l) ${}^{48}_{20}\text{Ni}$	25,8 ¹ 27,3	(–0,3 ¹) (2,9)	2,5 ¹ 1,7
(j) ${}^{49}_{21}\text{Ni}$	18,2 ¹ 18,9	(–1,3 ¹) 1,1	1,7 ¹ 1,7
(з) ${}^{50}_{23}\text{Zn}$	16,2 ¹ 19,4	1,1 ¹ (3,7)	1,9 ¹ 1,0
(l) ${}^{54}_{24}\text{Zn}$	5,3 ¹ 7,6	0,2 ¹ (2,0)	1,6 ¹ 1,0

Ядро	$M-A, Mэв$	$E_{pp}, Mэв$	$E_{спарив}, Mэв$
(m) ${}_{30}Zn^{55}_{25}$	-2,4 ¹ -0,6	(-1,3 ¹) 0,4	1,1 ¹ 0,9
(n) ${}_{32}Ge^{58}_{26}$	3,9 ¹ 7,0	1,1 ¹ (2,5)	2,1 ¹ 1,5
${}_{32}Ge^{59}_{27}$	-3,5 ¹ -1,4	0 ¹ 0,9	2 ¹ 1,5
(o) ${}_{34}Se^{62}_{28}$	3,2 ¹ 6,4	1,2 ¹ (2,9)	2,6 ¹ 2,1
(p) ${}_{24}Se^{63}_{29}$	-3,3 ¹ -0,6	(-0,1 ¹) 1,4	1,7 ¹ 2,1
(q) ${}_{36}Kr^{66}_{30}$	4,9 ¹ 8,7	1,4 ¹ (2,7)	2,8 ¹ 2,0
${}_{38}Kr^{67}_{31}$	1,9	1,3	2,0
(r) ${}_{36}Kr^{68}_{32}$	-6,9	(-0,1)	2,0
${}_{38}Sr^{71}_{33}$	4,6	1,6	1,8
${}_{38}Sr^{72}_{34}$	-4,2	0,2	1,8
${}_{40}Zr^{76}_{36}$	-1,4	0,8	1,5
${}_{42}Mo^{80}_{38}$	1,0	0,9	1,4
${}_{44}Ru^{84}_{40}$	3,5	1,4	1,7
${}_{44}Ru^{85}_{41}$	-2,5	0,2	1,7
${}_{46}Pd^{88}_{42}$	6,1	2,0	2,0
${}_{46}Pd^{89}_{43}$	-0,1	0,8	2,0
${}_{48}Cd^{93}_{45}$	1,9	1,5	2,1
${}_{48}Cd^{94}_{46}$	-7,1	0,4	2,1
${}_{50}Sn^{97}_{47}$	3,6	1,6	2,3
${}_{50}Sn^{97}_{48}$	-5,6	0,6	2,3
(${}_{52}Te^{105}_{53}$)	-16,9	1,6 $E_{\alpha} = 4,2$	1,7
(${}_{52}Te^{106}_{54}$)	-22,2	0,7 $E_{\alpha} = 4,3$	1,7

Примечание. *a, c, h, k, l, n, o, q* — ядра 2p-радиоактивные по [1, 2] но протоннонестабильные по Камерону; *b, j, m, r* — протоннонестабильные по [1, 2] ядра; *d, g, r* — ядра, стабильные, хотя и близкие к 2p-неустойчивости по Камерону [10] (*c* — протоннонестабильны по [1, 2]); *e* — протоннонестабильны под вопросом; *f, g* — протоннонестабильные по [1, 2] ядра; *i* — ядро 2p-стабильное по [1, 2], но протоннонестабильные по Камерону [10].

При 2p-активности $B_{pчeтн} > 0$ и $B_{pнeчeт} < 0$, но $|B_{pнeчeт}| > B_{pчeтн}$. При этом $E_{pp} = |B_{pнeчeт}| - B_{pчeтн}$ $E_{спарив} = |B_{pнeчeт}| + B_{pчeтн}$. Таким образом, всегда должно выполняться неравенство $E_{спарив} > E_{pp}$. Исключения (см. выше) связаны лишь с тем, что энергии связи протонов иногда берутся не из того источника, из которого следует самый факт 2p-радиоактивности данного ядра.

¹ См. работы [1] и [2].

хождения барьера $W_{\text{бар}}(E)$ с уменьшением энергии протона на некоторую долю κ всегда оказывается сильнее, чем увеличение этой вероятности при таком же (на κE) увеличении энергии протона, т. е.

$$\frac{W_{\text{бар}}(E)}{W_{\text{бар}}(E - \kappa E)} > \frac{W_{\text{бар}}(E + \kappa E)}{W_{\text{бар}}(E)},$$

вследствие чего при одновременном испускании двух протонов наиболее вероятным оказывается деление энергии пополам между ними.

Легко показать, что в отсутствие кулоновского барьера картина энергетической корреляции была бы совершенно иной. Действительно, представим полную энергию двупротонного радиоактивного распада E_{pp} (далее будем опускать индексы pp) в виде суммы кинетической энергии центра тяжести пары протон — протон $E - \epsilon = \frac{q^2}{2 \cdot 2m}$ (где m — масса протона, q — импульс) и энергии относительного движения протонов в системе их центра тяжести (СЦТ) ϵ (для каждого из протонов энергия в СЦТ равняется $\frac{\epsilon}{2} = \frac{p^2}{2m}$, где p — импульс). Энергией отдачи ядра мы пренебрегаем, полагая $A \gg 1$. Если угол испускания одного из протонов (1) в СЦТ равен Θ , то энергия каждого из протонов в лабораторной системе определяется соотношениями

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= \frac{E}{2} + \kappa E = \frac{E}{2} \left[1 + 2 \sqrt{\frac{\epsilon}{E} \left(1 - \frac{\epsilon}{E} \right) \cos \Theta} \right], \\ \epsilon_2 &= \frac{E}{2} - \kappa E = \frac{E}{2} \left[1 - 2 \sqrt{\frac{\epsilon}{E} \left(1 - \frac{\epsilon}{E} \right) \cos \Theta} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Разность этих энергий равна

$$\epsilon_1 - \epsilon_2 = 2\kappa E = 2E \sqrt{\frac{\epsilon}{E} \left(1 - \frac{\epsilon}{E} \right) \cos \Theta}. \quad (13)$$

Энергетическую корреляцию протонов можно характеризовать значением параметра корреляции $\kappa = \left| \frac{\epsilon_1}{E} - \frac{1}{2} \right|$, т. е. его близость к нулю. Равенству энергий двух протонов в лабораторной системе (когда $\kappa = 0$) отвечает одна из следующих возможностей (рис. 5): 1) $\epsilon = 0$, т. е. пара протонов вылетает из ядра как единое целое, как дипротон (при максимальной энергии отдачи ядра, равной $\frac{2}{A}E$); 2) $\epsilon = E$, т. е. центр тяжести

ти пары протонов совпадает с ядром, протоны разлетаются в противоположные стороны и энергия отдачи ядра равняется 0; 3) $\cos \Theta = 0$, т. е. $\Theta = \frac{\pi}{2}$ (независимо от величины ϵ).

Наибольшему различию энергии двух протонов в лабораторной системе соответствует условие $\epsilon = \frac{E}{2}$. При этом $\kappa = \kappa_{\text{макс}} = 1/2 \cos \Theta$, тогда

$$\epsilon_1 = \frac{E}{2} (1 + \cos \Theta); \quad \epsilon_2 = \frac{E}{2} (1 - \cos \Theta), \quad (14)$$

а при $\Theta = 0$ $\epsilon_1 = E$ и $\epsilon_2 = 0$.

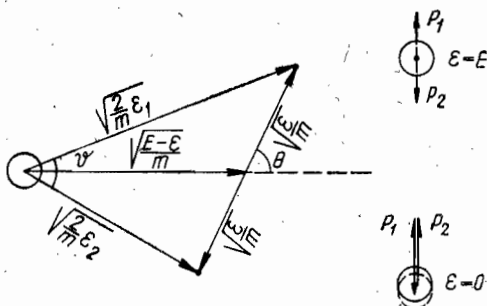


Рис. 5. Связь углов и энергий (в лабораторной системе и системе центра масс) при двупротонном радиоактивном распаде.

При отсутствии какого-либо взаимодействия испускаемых протонов в конечном состоянии (друг с другом или с ядром отдачи) энергетический их спектр в СЦТ определяется соотношением

$$f(\epsilon) \cdot d\epsilon \sim p^2 \cdot dp \int q^2 dq \delta \left(E - \frac{p^2}{m} - \frac{q^2}{4m} \right) \sim \sqrt{\epsilon} (E - \epsilon) \cdot d\epsilon. \quad (15)$$

Поскольку $\kappa = \sqrt{\frac{\epsilon}{E} \left(1 - \frac{\epsilon}{E} \right)} \cos \Theta$, а при изотропии испускания в СЦТ усреднение по углам дает $\bar{\kappa} = \frac{1}{2} \times$

$$\times \sqrt{\frac{\epsilon}{E} \left(1 - \frac{\epsilon}{E} \right)} = \frac{1}{2} \kappa_{\text{макс}},$$

то из формулы (15) легко получаем вид функции распределения по усредненному параметру, характеризующему отклонение от равенства энергий двух протонов

$$f(\bar{\kappa}) d\bar{\kappa} \sim \frac{[\epsilon(E - \epsilon)]^{3/2}}{\sqrt{\epsilon} (E - 2\epsilon)} \cdot d\bar{\kappa} \sim \frac{\bar{\kappa}^3}{\sqrt{\epsilon} \sqrt{1 - 16\bar{\kappa}^2}} d\bar{\kappa}. \quad (16)$$

Очевидно, что при таком простом рассмотрении мы приходим к преобладанию максимально возможных значений κ , близких к $1/4$, т. е. максимально возможных различий в энергии двух протонов в лабораторной системе. Следует, правда, иметь в виду, что в результате кулоновского взаимодействия между протонами и остаточным ядром изотропия разлета пары протонов в СЦТ должна нарушаться в сторону углов Θ , близких к $\frac{\pi}{2}$, за счет малых ($\Theta \sim 0$) и больших ($\Theta \sim \pi$) углов, а это приведет к некоторому уменьшению $\bar{\kappa}$, т. е. сближению энергий двух протонов. Но общий вывод о преобладании $\bar{\kappa}$, близких к $\kappa_{\text{макс}}$, оставался бы тем не менее в силе и при учете указанного обстоятельства. Однако картина энергетической корреляции меняется из-за наличия кулоновского потенциального барьера, сквозь который проходят испускаемые протоны. В сильно подбарьерном случае ($x = \frac{E}{V_{\text{кул}}} = \frac{E \cdot R}{2(Z-2)e^2} \ll 1$) произведение двух экспонент барьерной проницаемости при делении энергии пополам (по $\frac{E}{2}$) между двумя протонами ($\kappa = 0$) равняется

$$W_p(0) = \exp \left\{ -2 \frac{2\pi(Z-2)e^2\sqrt{m}}{\hbar\sqrt{E}} \right\} = W_{pp}, \quad (17)$$

т. е. оказывается таким же, как экспонента барьерной проницаемости (W_{pp}) для двухзарядной частицы с массой $2m$. Если же энергия каждого из протонов равняется $\frac{E}{2} \pm \kappa E$, то произведение двух экспонент барьерной проницаемости для протонов составляет

$$W_p(x) = \exp \left\{ -\frac{2\pi(Z-2)e^2\sqrt{m}}{\hbar\sqrt{E}} \left[\frac{1}{\sqrt{1+2x}} + \frac{1}{\sqrt{1-2x}} \right] \right\} \approx \\ \approx W_p(0) \exp \left\{ -\frac{6\pi(Z-2)e^2\sqrt{m}}{\hbar\sqrt{E}} x^2 \right\} \quad (18)$$

(причем последнее соотношение получается в приближении $2x \ll 1$). Таким образом, под влиянием кулоновского потенциального барьера в приближении $x \ll 1$ и $2x \ll 1$ имеет место довольно простое соотношение гауссовского типа $W_p(x) \approx W_p(0) e^{-\alpha x^2}$, в котором коэффициент α характеризует степень барьерной энергетической корреляции протонов. В общем

случае без использования приближения сильно подбарьерных энергий ($x \ll 1$) вместо соотношений (15) и (16) получаем

$$W_p(0) = \exp \left\{ - \frac{4 \sqrt{2m(Z-2)e^2 R}}{\hbar} \times \right. \\ \left. \times [x^{-1/2} \arccos x^{1/2} - (1-x)^{1/2}] \right\} = W_{vp} \quad (19)$$

и

$$W_p(x) = W_p(0) \exp \left\{ - \frac{2m \sqrt{2m(Z-2)e^2 R}}{\hbar} \left[\frac{3 \arccos x^{1/2}}{x^{1/2}} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{3-x}{(1-x)^{1/2}} \right] x^2 \right\}. \quad (20)$$

Все приведенные формулы энергетической корреляции получены без учета кулоновского и ядерного взаимодействия испускаемых протонов между собой. Однако, поскольку экспоненциальная часть вероятности проникновения сквозь барьер одинакова в двух крайних случаях — для дипротона как целого (масса $2m$, заряд 2, энергия E) и двух независимых протонов с одинаковой энергией (масса m , заряд 1, энергия $\frac{E}{2}$), — можно предполагать, что указанные обстоятельства, как и необходимость учета парных корреляций испускаемых протонов в исходном ядре, влияют лишь на предэкспоненциальные множители, задача оценки которых не ставится в настоящей работе.

Необходимо заметить, что вид энергетической корреляции испускаемых протонов должен быть весьма чувствителен к форме кулоновского потенциального барьера. Размытие края ядерной потенциальной ямы, как и возможность обмена энергией между протонами, когда один из них находится в ядре, а другой — за его пределами под кулоновским барьером («хвост» волновой функции), приводит к увеличению проницаемости барьера, т. е. к уменьшению коэффициента барьерной энергетической корреляции α по сравнению со значением, определяемым соотношением (20):

$$\alpha_{\text{макс}} = \frac{2 \sqrt{2m(Z-2)e^2 R}}{\hbar} \left[\frac{3 \arccos x^{1/2}}{x^{1/2}} + \frac{3-x}{(1-x)^{1/2}} \right].$$

Поэтому одной из важнейших задач будущих экспериментов является определение параметра энергетической корреляции $\alpha = \left| \frac{\varepsilon_l}{E} - \frac{1}{2} \right|$ и в случае гауссовского вида распределения определение соответствующего показателя экспоненты.

VII. УГЛОВАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ ИСПУСКАЕМЫХ ПРОТОНОВ

Обусловленное кулоновским барьером преобладание случаев, когда энергии испускаемых при $2p$ -радиоактивном распаде протонов примерно одинаковы, отвечает, как это видно из выражения (12), преобладанию вариантов $\varepsilon=0$ или $\varepsilon=E$. Если $\varepsilon \approx E$, протоны разлетаются под углами, близкими к 180° (причем система их центра тяжести практически совпадает с лабораторной) и немедленно за пределами ядра перестают взаимодействовать друг с другом. Таким образом, возникает типичная задача трех тел, и угловое распределение в области $\varepsilon > \frac{E}{2}$ должно характеризоваться изотропией, несколько нарушающейся, как уже упоминалось, в сторону углов $\Theta \approx \frac{\pi}{2}$ из-за кулоновского взаимодействия протонов с ядром. Но при $\varepsilon \approx 0$, когда оба протона вылетают из ядра вместе, распределение по углам ϑ между их направлениями в лабораторной системе существенно зависит от взаимодействия протонов в конечном состоянии¹.

Вид этого распределения может быть рассмотрен при помощи метода, развитого А. Б. Мигдалом [13] для ядерных реакций с образованием пар медленных нуклонов (nn , pp , np). Если пренебречь сперва кулоновским взаимодействием испускаемых протонов друг с другом, задача становится аналогичной рассмотренному Мигдалом случаю образования пары нейтронов (отличие состоит лишь в учете проницаемости кулоновского потенциального барьера для испускаемых протонов).

Вероятность $2p$ -распада при заданном значении ε и Θ имеет вид

$$W(E - \varepsilon; \varepsilon) \cdot d\varepsilon \cdot d\Omega \sim \frac{a}{V_{\varepsilon(E - \varepsilon)}} |\psi_{E - \varepsilon}(R)|^2 |\psi_{\varepsilon}(2p)|^2 d\varepsilon \cdot d\Omega, \quad (21)$$

где $d\Omega = 2\pi \sin \Theta \cdot d\Theta$ — элемент телесного угла, a — некоторая постоянная, а $\psi_{E - \varepsilon}(R)$ — значение кулоновской функции F_0 , отвечающей паре протонов с энергией $(E - \varepsilon)$ на радиусе ядра R (предполагается, что протоны испускаются с нулевым орбитальным моментом).

Для сильно подбарьерного случая

$$\frac{1}{\sqrt{E - \varepsilon}} |\psi_{E - \varepsilon}(R)|^2 \sim \exp \left\{ -\frac{2\pi \cdot 2(Z - 2)e^2 \sqrt{m}}{\hbar \sqrt{E - \varepsilon}} \right\}, \quad (22)$$

¹ Мы не рассматриваем здесь влияния энергетической и угловой корреляций протонов в ядре на соответствующие корреляции при их испускании.

а при пренебрежении кулоновским взаимодействием протонов

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} |\psi_{\varepsilon}(2p)|^2 d\varepsilon \cdot d\Omega \sim \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + \varepsilon_0} d\varepsilon \cdot \sin \Theta d\Theta, \quad (23)$$

где ε_0 — энергия виртуального (синглетного) уровня нуклон-нуклонного взаимодействия; разлет пары протонов в СЦТ предполагается изотропным.

Итак,

$$W(E - \varepsilon; \varepsilon) \cdot d\varepsilon \cdot d\Omega \sim \frac{\sqrt{\varepsilon}}{(\varepsilon + \varepsilon_0)\sqrt{E - \varepsilon}} \times \\ \times \exp \left\{ - \frac{4\pi(Z-2)e^2\sqrt{m}}{\hbar\sqrt{E - \varepsilon}} \right\} d\varepsilon \cdot \sin \Theta d\Theta. \quad (24)$$

Поскольку $\text{tg} \vartheta = \delta \cdot \sin \Theta$, где $\delta = \frac{2\sqrt{\varepsilon(E - \varepsilon)}}{E - 2\varepsilon}$, выражение (24)

преобразуется в

$$W(E - \varepsilon; \varepsilon) d\varepsilon \cdot d\Omega \sim f(\varepsilon) d\varepsilon \cdot \frac{\text{tg} \vartheta}{\cos^2 \vartheta} \cdot \frac{1}{\delta \sqrt{\delta^2 - \text{tg}^2 \vartheta}} \cdot d\vartheta, \quad (25)$$

где

$$f(\varepsilon) = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{(\varepsilon + \varepsilon_0)\sqrt{E - \varepsilon}} \cdot \exp \left\{ - \frac{4\pi(Z-2)e^2\sqrt{m}}{\hbar\sqrt{E - \varepsilon}} \right\}. \quad (26)$$

Рассматриваемому случаю взаимодействия испускаемых протонов соответствует область $\varepsilon < \frac{E}{2}$, т. е. $\vartheta < 90^\circ$, причем

$\text{tg} \vartheta_{\text{макс}} = \delta$.

Наличие кулоновского потенциального барьера увеличивает преобладание малых ε , т. е. углов $\vartheta \ll 1$, поэтому можно приближенно записать соотношение (25) в следующем виде:

$$W(E - \varepsilon; \varepsilon) \cdot d\varepsilon \cdot d\Omega \sim f(\varepsilon) d\varepsilon \cdot \frac{\vartheta \cdot d\vartheta}{\delta \sqrt{\delta^2 - \vartheta^2}} \sim \frac{f(\varepsilon) \cdot d\varepsilon}{\delta \sqrt{\delta^2 - \vartheta^2}} \cdot d\Omega_{\text{лаб}}, \quad (27)$$

где $\delta \approx 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{E}}$, а $d\Omega_{\text{лаб}} \approx 2\pi\vartheta \cdot d\vartheta$ есть элемент телесного угла в лабораторной системе.

Чтобы получить искомое угловое распределение $\frac{dw(\vartheta)}{d\Omega_{\text{лаб}}} = \Phi(\vartheta)$, интегрируем по энергиям

$$\Phi(\vartheta) \sim \exp \left\{ \frac{3}{4} \cdot \frac{A}{\sqrt{E}} \cdot \frac{\varepsilon_0}{E} \cdot \frac{\gamma}{E} \right\} \frac{1 - \text{erf} \sqrt{a(\varepsilon_0 + \gamma)}}{\sqrt{\varepsilon_0 + \gamma}}, \quad (28)$$

где $\gamma = \frac{E\vartheta^2}{4}$, $a = \frac{A}{2(E - \gamma)^{3/2}}$, $A = \frac{4\pi(Z-2)e^2\sqrt{m}}{\hbar}$.

Отличие от формулы Мигдала для двух нейтронов, обусловленное учетом барьерной проницаемости, сводится лишь к мало отличающимся от единицы множителям (несмотря на то, что $\frac{A}{\sqrt{E}} \gg 1$, экспоненциальный множитель также близок

к 1 из-за того, что $\frac{\epsilon_0}{E} < 1$ и $\frac{\gamma}{E} \ll 1$). Следовательно, вид распределения по малым углам ϑ между направлениями двух испускаемых при $2p$ -распаде протонов в рассматриваемом приближении характеризуется соотношением, близким к полученному в работе [13] для двух нейтронов

$$\Phi(\vartheta) \sim \frac{1}{\sqrt{\frac{\epsilon_0}{E} + \left(\frac{\vartheta}{2}\right)^2}}, \quad (29)$$

так что полуширина распределения соответствует $\vartheta = 2\sqrt{3\frac{\epsilon_0}{E}}$ или $\vartheta \approx \sqrt{\frac{1}{E(\text{Мэв})}}$, если $\epsilon_0 \lesssim 100$ кэв. Кулоновское взаимодействие между испускаемыми протонами должно привести к некоторому уширению распределения по ϑ . Поскольку наличие барьера, как мы видели, не приводит к заметному изменению углового распределения, можно непосредственно воспользоваться следующим численным результатом, полученным в работе Мигдала для образования

$\Phi\left(\gamma = \frac{E\vartheta^2}{4}\right)$	1,00	0,82	0,59	0,40	0,34	0,31
$\gamma, \text{Мэв}$	0	1	2	3	4	5

пар медленных протонов и основанием данных о pp -рассеянии при малых энергиях: В этом случае полуширина распределения по ϑ отвечает $\vartheta \approx \sqrt{\frac{3}{E(\text{Мэв})}}$, т. е. заметно большее, чем получается при пренебрежении кулоновским взаимодействием испускаемых протонов.

VIII. ОБРАЗОВАНИЕ $2p$ -РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ С УЧАСТИЕМ ne^3 ИЛИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

Перспективы наблюдений

Перечисленные в табл. 3 двупротоннорадиоактивные ядра могут быть получены под действием любых бомбардирующих частиц достаточно высокой энергии. Так, например, ядра

Ne^{16} могут образовываться в реакциях $\text{Ne}^{20}(\gamma, 4n)\text{Ne}^{16}$ при энергии γ -квантов более 63 Мэв или в реакции $\text{F}^{19}(p, 4n)\text{Ne}^{16}$ при энергии протонов более 53 Мэв . Однако вероятность таких процессов весьма мала, ибо при энергиях в десятки и сотни мегаэлектронвольт большая часть энергии возбуждения, как правило, уносится одним-двумя нуклонами в результате прямого взаимодействия, до возникновения промежуточного ядра. Поэтому наиболее реальным способом получения дупротоннорadioактивных ядер с атомным номером Z , по-видимому, является бомбардировка ядрами He^3 наиболее легких изотопов элемента $(Z-2)$ или многозарядными ионами элемента Z_1 наиболее легких изотопов элемента $(Z-Z_1)$.

В табл. 4 приведены некоторые характеристики реакций He^3 и многозарядных ионов, приводящих к образованию $2p$ -radioактивных ядер с $Z=10-50$. Указываются числа нейтронов, которые должны быть испущены компаунд-ядром для возникновения $2p$ -нестабильности, и пороги реакций, рассчитанные с использованием данных в табл. 3. В качестве возможных бомбардирующих частиц рассматриваются ядра He^3 и ионы девяти элементов — от бора до никеля. Массовое число ядра-мишени принималось наименьшим из значений A для стабильных изотопов данного элемента. В табл. 4 заполнены не все клетки для каждого из бомбардирующих ионов, а лишь такие, для которых использование данного иона отвечает минимальному или следующему за минимальным числу нейтронов, которые должны быть испущены компаунд-ядром при образовании $2p$ -radioактивных ядер (реакции с испарением еще большего числа нейтронов менее вероятны).

В табл. 5 приведены более полные сведения о некоторых реакциях образования $2p$ -radioактивных ядер, причем в основном о реакциях с испарением относительно малого числа нейтронов. Как видно, из таблицы, сечения таких реакций могут достигать 10^{-27} см^2 . Приведенные сечения рассчитывались на основании статистической теории ядерных реакций при помощи соотношения

$$\sigma_{\text{макс}} = \sigma_c \prod_{i=0}^{m-1} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_p} \right)_i \cdot p(E, x), \quad (30)$$

подобного использованному Н. И. Тарантиным [14] для оценки сечений реакций многозарядных ионов с тяжелыми ядрами с испарением m нейтронов, а также примененному в недавней работе В. А. Карнаухова и Н. И. Тарантина [15] для оценки сечений образования протоннонестабильных изотопов.

В формуле (30) $\sigma_c = \pi(R_1 + R_2)^2$ — геометрическое сечение взаимодействия ядер с радиусами R_1 и R_2 , Γ_n и Γ_p — нейтронная и протонная парциальные ширины уровней ядра, i — индекс, характеризующий составное ядро ($i=0$) и ядра, образующиеся после испускания $1, 2, 3 \dots (m-1)$ нейтронов,

Условия получения $2p$ -радиоактивных ядер
(число испускаемых нейтронов и пороги в Мэв)

Таблица 4

Ядро = снаряд	Атомный номер $2p$ = активного продукта																				
	10	12	14	16	18	20	22	24	26	28	30	32	34	36	38	40	42	44	46	48	50
2He^3	3 45	3,6 45	5,6 100	6,7 100	5,6 74	5,6 95	5,6 70	7,8 91	8,9 114	8,9 133	8,9 117	6,7,8 81	6,7,8 98								
5B^{10}	4 65	6,7					7,8	7,8	7,8	7,8	7,8	7,8	7,8	7,8	7,8	7,8	7,8	7,8	7,8	7,8	7,8
6C^{12}		6,7	6,7	7,8	6,7,8	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8
8O^{16}			7,8	7,8	6,7,8	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8
10Ne^{20}				7,8	6,7,8	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8
12Mg^{24}					6,7,8	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8
16S^{32}						6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8
18Ar^{36}							6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8
26Fe^{54}								6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8
28Ni^{58}									6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8	6,7,8

снаряд: 4
20 Ca 40: 156

$\rho(E, \kappa)$ — величина порядка нескольких десятых, характеризующая вероятность снятия возбуждения составного ядра после испарения нейтронов [16]. Вероятностью испускания α -частиц мы пренебрегаем, поскольку $\Gamma_\alpha \ll \Gamma_n + \Gamma_p$. Согласно статистической модели, отношение парциальных ширин

$$\frac{\Gamma_p}{\Gamma_n} \approx \frac{Z}{N} \exp \left\{ \frac{B_n - B_p - 0,9V_p}{T} \right\}, \quad (31)$$

где B_n и B_p — энергии связи нейтрона и протона; V_p — кулоновский потенциальный барьер для протона; T — температура ядра. Значения B_n и B_p на всех этапах испарения нейтронов брались нами из работ [1, 2, 10], причем для упрощения расчетов мы использовали вместо B_n и B_p усредненные по испусканию нейтронов величины $\bar{B}_n = \frac{1}{m} \Sigma B_n$ и $\bar{B}_p = \frac{1}{m} \Sigma B_p$.

Значения V_p , ΣB_n и ΣB_p , как и σ_c , приведены в табл. 5.

Температура T также усреднена по всем этапам испарения нейтронов. Кроме того, в нашем случае $Z \approx N$. Тогда вместо выражения (31) получаем усредненные отношения парциальных ширин

$$\left(\frac{\Gamma_p}{\Gamma_n} \right)_{\text{сред}} \approx \exp \left\{ \frac{\frac{1}{m} \Sigma B_n - \frac{1}{m} \Sigma B_p - 0,9V_p}{T} \right\}, \quad (32)$$

приведенные в табл. 5, а также необходимые для подстановки в выражение (30) значения

$$\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_p} \right)_{\text{сред}} = \bar{G}_n \left[1 - \left(\frac{\Gamma_p}{\Gamma_n} \right)_{\text{сред}} \right]^{-1}.$$

В конечном счете максимальное сечение ($\sigma_{\text{макс}}$) рассматриваемой реакции $A_1(A_2, mn)A$, получаемое при энергии бомбардирующих частиц A_2 , равной $E_{\sigma_{\text{макс}}} = E_{\text{порог}} + \frac{A_1 + A_2}{A_1} \times \times 2Tm$ (см. табл. 5), определяется в виде

$$\sigma_{\text{макс}} \approx \pi (R_1 + R_2)^2 (\bar{G}_n)^m. \quad (33)$$

Наиболее неопределенной величиной в обсуждаемом расчете является усредненная температура ядра T . Получающиеся величины $\sigma_{\text{макс}}$ весьма чувствительны к выбору T , поскольку если принятая температура $T_{\text{расч}}$ не равняется истинной температуре T , то [если $\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} \right)_{\text{сред}} \ll 1$]

$$\sigma_{\text{макс}} \approx (\sigma_{\text{макс}})_{\text{расч}} (\bar{G}_n)^m (T_{\text{расч}}/T - 1),$$

т. е. если принятая температура завышена, то расчетные сечения также окажутся завышенными.

Примеры реакций образо

Реакция	V_p (кулон), Мэв	ΣB_n , Мэв	ΣB_p , Мэв	$E_{пор}$, Мэв	$E_{\sigma_{макс}}$, Мэв
$O^{16} (He^3, 3n) Ne^{16}$	2,5	46	12	45	66
$B^{10} (B^{10}, 4n) Ne^{16}$		63	25	65	113
$Ar^{36} (He^3, 5n) Ca^{34}$	4,1	76,3	23,6	70	102
, 6n) Ca^{38}		99,4	24,8	95	134
$Ca^{40} (Ne^{20}, 5n) Zn^{55}$	5,6	76,9	13,5	98	143
, 6n) Zn^{54}		93,5	13,8	123	177
, 7n) Zn^{53}		113,7	13,2	153	216
$Ar^{36} (Mg^{24}, 5n) Zn^{55}$		76,9	13,5	113	164
, 6n) Zn^{54}		93,5	13,8	140	200
, 7n) Zn^{53}		113,7	13,2	174	244
$Fe^{54} (Ne^{20}, 6n) Kr^{68}$	6,6	81,9	20,5	116	166
, 7n) Kr^{67}		99,1	21,6	140	198
, 8n) Kr^{66}		114,3	22	161	227
$Ca^{40} (S^{32}, 4n) Kr^{68}$		56,6	11	119	163
$Ca^{40} (S^{32}, 5n) Kr^{67}$		73,8	12,1	150	205
, 6n) Kr^{66}		89	12,5	177	242
$Ar^{36} (Ar^{36}, 4n) Kr^{68}$		56,6	11	131	179
, 5n) Kr^{67}		73,8	12,1	166	226
, 6n) Kr^{66}		89	12,5	196	268
$Ca^{40} (Ca^{40}, 4n) Zr^{76}$	7,0	58,9	7,6	156	204
$Nr^{88} (Ar^{36}, 5n) Pd^{89}$	7,8	76,5	10,8	169	218
, 6n) Pd^{88}		91,1	11,4	193	252
$Ca^{40} (Ni^{58}, 4n) Cd^{94}$	8,0	60,4	8,6	226	284
, 5n) Cd^{93}		77,8	9,5	270	344

вания 2p-активных ядер

$\left(\frac{\Gamma_p}{\Gamma_n}\right)_{\text{ср}}$	$\sigma_c, \text{см}^2$	$\sigma_{\text{макс}}, \text{см}^2$
20	10^{-24}	10^{-28}
11,5	$1,5 \cdot 10^{-24}$	$5 \cdot 10^{-29}$
9,7	$1,6 \cdot 10^{-24}$	$8 \cdot 10^{-30}$
18,2	—	$2 \cdot 10^{-32}$
12,5	$2,7 \cdot 10^{-24}$	$4 \cdot 10^{-30}$
15,4	—	$9 \cdot 10^{-32}$
19,5	—	10^{-33}
12,5	$2,6 \cdot 10^{-24}$	$4 \cdot 10^{-30}$
15,4	—	$9 \cdot 10^{-32}$
19,5	—	10^{-33}
4,1	$3 \cdot 10^{-24}$	10^{-28}
5,4	—	$4 \cdot 10^{-30}$
6,3	—	$2 \cdot 10^{-31}$
6	$3,1 \cdot 10^{-24}$	10^{-27}
8,2	—	$4 \cdot 10^{-29}$
9,3	—	$2 \cdot 10^{-30}$
6	$3,1 \cdot 10^{-24}$	10^{-27}
8,2	—	$4 \cdot 10^{-29}$
9,3	—	$2 \cdot 10^{-30}$
8,7	10^{-23}	$2 \cdot 10^{-28}$
7,7	$3,3 \cdot 10^{-24}$	$4 \cdot 10^{-29}$
8,1	—	$4 \cdot 10^{-30}$
6,8	$3,7 \cdot 10^{-24}$	$5 \cdot 10^{-28}$
8,4	—	$3 \cdot 10^{-29}$

Используя различные варианты статистической теории, а также экстраполируя к ядрам, перечисленным в табл. 5, значения температуры, определенные по данным о реакциях испарения нескольких нейтронов тяжелыми ядрами [14], получаем в качестве разумной оценки $T = 3 \text{ Мэв}$. Это значение и использовалось в расчетах, результаты которых даны в табл. 5. Не исключено, что для наиболее легких из перечисленных там $2p$ -радиоактивных ядер (Ne^{16} , изотопы Ca и Zn) значения T и соответственно сечений $\sigma_{\text{макс}}$ являются даже заниженными.

Результаты оценок сечений реакций образования $2p$ -радиоактивных ядер (вплоть до 10^{-27} см^2) приводят к выводам о возможности наблюдения этого явления в ближайшем будущем. В связи с этим надо отметить, что наиболее рациональным способом наблюдения двупротонной радиоактивности, по-видимому, является введение бомбардируемых ядер в толсто-слойные фотоэмульсии или камеры различного типа. При времени жизни более 10^{-6} сек , характерном для $2p$ -радиоактивных ядер с $Z \geq 30$, перспективным методом должно явиться наблюдение совпадений пар протонов с помощью ядерной электроники (например, с использованием полупроводниковых счетчиков). Наблюдение пар подбарьерных протонов, их энергетической и угловой корреляции позволит не только обнаружить само явление двупротонной радиоактивности даже при самых малых периодах полураспада ($T_{1/2} \geq 10^{-20} - 10^{-19} \text{ сек}$), но и проверить основные положения теории этого явления. Особенно интересным в этой связи представляется изучение энергетической корреляции испускаемых протонов.

Необходимо также вновь подчеркнуть желательность поисков родственного двупротонной радиоактивности явления испускания коррелированных пар нейтронов (например, запаздывающих нейтронных пар среди осколков деления) с последующим исследованием характера их энергетической и угловой корреляции.

IX. ЗАМЕЧАНИЯ О ТРЕХЧАСТИЧНОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

На границе устойчивости нейтронодефицитных ядер к распаду с испусканием протонов возникает, конечно, не только двупротонная радиоактивность, но и совершенно очевидное явление протонного радиоактивного распада. Испускание одиночных протонов характерно как для ядер элементов с нечетными Z , так и для тех ядер элементов с четными Z , которые обладают еще большим дефицитом нейтронов, чем $2p$ -радиоактивные ядра. Обилие возможных p -радиоактивных изотопов может обусловить возникновение цепочек распада с испусканием протонов, подобных, например, цепочкам α -распада в радиоактивных семействах (см. раздел IV).

Пусть, например, энергетически возможны два последовательных акта испускания протонов: $A \xrightarrow{p} B \xrightarrow{p} C$, т. е. как нечетный $(2m+1)$ -й протон в ядре B , так и четный $(2m+2)$ -й протон в ядре A обладают отрицательными энергиями связи. Ясно, что энергетически возможен и прямой двухпротонный распад $A \xrightarrow{pp} C$ и что возможность такого распада увеличивает ширину исходного состояния ядра A , укорачивает время

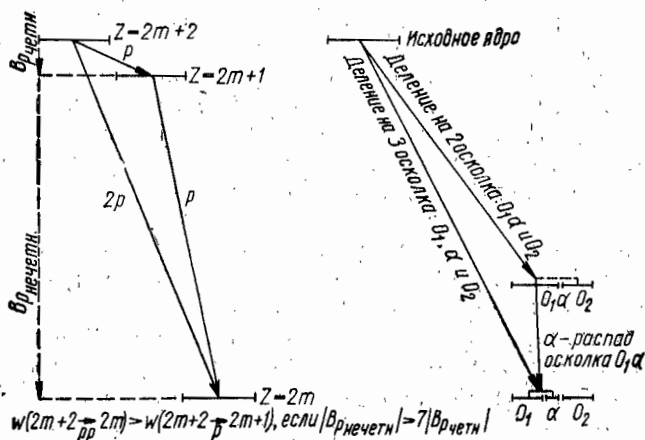


Рис. 6. Иллюстрация возможной аналогии между двухпротонным радиоактивным распадом и тройным делением.

его жизни. Вообще образование при радиоактивном распаде активного продукта, способного к дальнейшим превращениям, повышает вероятность распада исходного нестабильного ядра. Пример испускания двух протонов интересен тем, что при достаточно больших энергиях испускания второго, нечетного протона ($|B_{p, \text{нечетн}}| > 7|B_{p, \text{четн}}|$) преобладает одновременное их испускание, хотя энергетически возможны и два последовательных распада (см. рис. 6).

Представляется вероятным, что обстоятельство, аналогичное рассмотренному, может существенно влиять на характеристики деления атомных ядер, в частности увеличивать частичную ширину деления возбужденных ядер и укорачивать продолжительность жизни ядер, испытывающих спонтанное деление. В самом деле, если при делении могут образовываться осколки, имеющие малое время жизни относительно α -распада, т. е. испускающие (из основного или возбужденного состояний) длиннопробежные α -частицы, то это должно приводить к повышению вероятности деления исход-

ного ядра. Подобно тому как испускание сразу пары протонов оказывается в отмеченных выше условиях более вероятным, чем последовательное испускание двух протонов, и начинает преобладать, так и тройное деление с испусканием двух осколков и длиннопробежной α -частицы может преобладать над распадом в две последовательные стадии: деление и α -распад осколка (рис. 6). Таким образом, тройное деление должно быть именно делением на два осколка с испусканием длиннопробежной α -частицы, что, как известно, и отвечает действительному характеру такого деления.

В недавно опубликованном обзоре по тройному делению [17] указывается, что основным возражением против этой довольно заманчивой гипотезы об испускании длиннопробежных α -частиц осколками является вид углового распределения этих частиц относительно направления осколков, определяющийся кулоновским взаимодействием с обоими осколками. Ясно, что в случае «слияния» по указанной выше причине последовательных актов деления и α -распада осколка в единый акт тройного деления вид углового распределения α -частиц будет именно таким, какой наблюдается на опыте.

На основании изложенных соображений можно также заключить, что спонтанное деление должно оказаться особенно вероятным, когда среди осколков появляются α -активные ядра. Такое спонтанное деление также должно происходить в основном как трехчастичное. В связи с этим можно отметить возможность ускорения спонтанного деления изотопов элемента с атомным номером 102, поскольку при их делении можно ожидать появления осколков с магическим $Z=50$ и α -активных осколков с $Z=Z_{\text{магич}}+2=52$. Интересно проанализировать вопрос о спонтанном делении элементов с $Z \geq 102$ с точки зрения возможного образования α -активных осколков, ускорения деления и преобладания актов тройного деления с испусканием α -частиц.

* * *

После появления работ [1, 2] опубликованы новые данные о нейтронодефицитных изотопах легких ядер, подтверждающие надежность расчетов, основанных на использовании формул (4) и (4а).

Приводим расчетные и экспериментальные значения масс-дефектов (в $Mэв$) для трех открытых изотопов:

Изотоп	Расчет	Эксперимент
Mg^{22}	6,17	$6,394 \pm 0,08$ [18]
Si^{26}	0,6	$0,47 \pm 0,09$ [19]
		$0,52 \pm 0,09$ [20]
S^{30}	-5,13	$-4,95 \pm 0,15$ [21]

Очевидно, что согласие расчетных и экспериментальных данных значительно лучше, чем в указанных в работе [2] пределах (до 1 Мэв для масс-дефектов).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гольданский В. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **39**, 497 (1960).
2. Goldansky V. I. Nucl. Phys., **19**, 482 (1960).
3. Базь А. И., Гольданский В. И., Зельдович Я. Б. «Усп. физ. наук», **72**, 211 (1960).
4. Гольданский В. И. Труды II Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях (Москва, июль, 1960 г.). Nucl. Phys. **27**, 648 (1961).
5. Дзелепов Б. С. «Изв. АН СССР, серия физ.», **15**, 498 (1951).
6. Peasly D.C. Phys. Rev., **95**, 717 (1954).
7. Swamy N., Green A. Phys. Rev., **112**, 1719 (1958).
8. Ajzenberg-Selove F., Lauritsen T. Nucl. Phys., **11**, No. 1 (1959).
9. Кравцов В. А. «Усп. физ. наук», **65**, 451 (1958).
10. Cameron A. G. W. AECL—CRP-690 (1957).
11. Strominger J., Hollander J., Seaborg G. Rev. Mod. Phys., **30**, No 2-b (1958).
12. Богданов Г. Ф., Власов Н. А., Калинин С. П., Рыбаков Б. В., Сидоров В. А. «Атомная энергия», **3**, 204 (1957).
13. Мигдал А. Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **28**, 3 (1955).
14. Тарантин Н. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **38**, 250 (1960). Диссертация, НИИЯФ МГУ (1960).
15. Карнауков В. А., Тарантин Н. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **39**, 1106 (1960).
16. Jackson J. D. Can. Journ. Phys., **34**, 767 (1956).
17. Перфилов Н. А., Романов Ю. Ф., Соловьева З. И. «Усп. физ. наук», **71**, 471 (1960).
18. Ajzenberg-Selove F., Cranberg L., Dietrich F. S. Bull. Am. Phys. Soc., **5**, 493 (1960).
19. Dunning K. L., Butler J. W. Bull. Am. Phys. Soc., **5**, 36 (1960).
20. Ajzenberg-Selove F., Dunning K. L. Phys. Rev., **119**, 1681 (1960).
21. Robinson E., Rhode J., Johnson O. Phys. Rev., **122**, 879 (1961).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ μ -МЕЗОНОВ И ИХ ВОЗМОЖНАЯ СТРУКТУРА

ОБОЗНАЧЕНИЯ¹

- $\hbar = c = 1$,
 α — постоянная тонкой структуры,
 Z — заряд ядра,
 N — число Авогадро,
 m — масса электрона,
 μ — масса μ -мезона,
 \vec{P}_0, \vec{P}_1 — трехмерные импульсы μ -мезона до и после столкновения,
 E_0, E_1 — энергии μ -мезона до и после столкновения,
 ε, p — суммарная энергия и импульс образованных в процессе столкновения частиц,
 r_e — классический радиус электрона.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования μ -мезонов весьма интересны с нескольких точек зрения. Прежде всего возникает вопрос о природе различия масс μ -мезона и электрона. Если верны наши представления о полевой природе масс (восходящие еще к работам Лоренца), то объяснение этого различия нужно искать в особенностях взаимодействий. Поэтому в последнее время неоднократно предпринимались попытки ввести понятие гипотетического взаимодействия μ -мезонов (см. раздел V). До сих пор, однако, нет сколько-нибудь надежных экспериментальных указаний на существование различия во взаимодействии заряженных лептонов. Все же не исключена возможность его появления в экспериментах, где существенную роль будут играть расстояния $\lesssim 10^{-14}$ см. Такие опыты в настоящее время подготавливаются (см. раздел IV).

Очень интересен вопрос о генерации μ -мезонов при взаимодействии частиц с большой энергией (см. раздел III). Возможно, что эта проблема связана с переходом слабого взаи-

¹ В статье используются те же обозначения, что и в работе [1].

модействия в сильное либо с существованием новых типов взаимодействия. Кроме того, детальное исследование μ -мезонов может пролить свет на особенности электромагнитных взаимодействий при очень больших энергиях (см. раздел II).

Из всего сказанного можно сделать вывод, что изучение μ -мезонов — одна из важных задач физики элементарных частиц.

В заключение заметим, что сводка формул, описывающих взаимодействие мезонов в первом приближении, дана в работе [1].

II. ПРОХОЖДЕНИЕ μ -МЕЗОНОВ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

Изучение прохождения μ -мезонов больших энергий через вещество представляет значительный интерес с различных точек зрения (см. раздел III). Эта задача имеет два практически независимых аспекта. Первый — изучение энергетических потерь в толстых слоях вещества и второй — анализ углового распределения.

1. Энергетические потери быстрых мезонов

Процессы взаимодействия μ -мезонов удобно разделить на два класса. К первому классу следует отнести столкновения, в которых энергия растрачивается значительными порциями — тормозное излучение, образование электронно-ядерных ливней и пар¹. Ко второму классу относятся ионизационные потери. В первом приближении можно пренебречь флуктуациями потерь в акте и рассматривать средние величины. В соответствии с выражениями (1,6), (1,18) и (1,26) в работе [1] для суммарных потерь $\left(\frac{dE}{dx}\right)_T$ можно написать

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_T = A + B'E + C \ln E. \quad (\text{II.1})$$

Для упрощения расчетов можно заменить логарифм на постоянную, равную значению $C \ln E$ при $E \sim 10^{11}$ эв [8].

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_T = A + BE. \quad (\text{II.2})$$

¹ Для последнего процесса кривая энергетических потерь имеет максимум при $\epsilon/E_0 \sim \frac{m}{\mu} \ll 1$, поэтому приближенно можно отнести образование пар ко второму классу [13].

где A для грунта определяется соотношением (I,29) [I], а $B = 5 \cdot 10^{-6}$. Следовательно,

$$E(x) = - \frac{A - (A + BE_0)e^{-xB}}{B} \quad (\text{II.3})$$

и пробег

$$R = \frac{1}{B} \ln \left(1 + \frac{B}{A} E \right). \quad (\text{II.4})$$

Соотношения (II.2) — (II.4) верны лишь для средних величин. Эти формулы хорошо описывают потери монохроматических мезонов. Однако для μ -мезонов космических лучей из-за флуктуаций в энергетических потерях и падающего характера энергетического спектра μ -мезонов будет иметь место следующая тенденция: на заданную глубину x часто будут проходить мезоны с энергией меньше средней, рассчитанной по формуле (II.4). Вместе с тем число частиц с энергией больше средней, останавливающихся в этом слое, будет мало (из-за упомянутой характерной особенности спектра). Эти обстоятельства приведут к тому, что число частиц, прошедших через толщину x , будет больше рассчитанного в соответствии с формулой (II.4).

Прохождение μ -мезонов большой энергии через вещество описывается кинетическим уравнением, которое было решено лишь для некоторых предельных случаев [7]. Будем измерять длины в радиационных мезонных единицах t_μ [1], тогда целесообразно ввести критическую энергию ϵ_μ , равную ионизационным потерям на одну радиационную единицу t_μ . Для грунта в наиболее интересном интервале энергий $\epsilon_\mu \sim (1,3 - 1,4) \cdot 10^6$ Мэв. Обозначив $\epsilon_\mu t_\mu = y$, легко составить уравнение, описывающее спектр $\pi(E, y)$ μ -мезонов

$$\frac{\partial \pi(E, y)}{\partial y} - \frac{\partial \pi(E, y)}{\partial E} = - \frac{1}{\epsilon_\mu} \int_0^1 \left[\pi(E, y) \varphi(E, \vartheta) - \frac{1}{1 - \vartheta} \pi \left(\frac{E}{1 - \vartheta}, y \right) \right] \varphi \left(\frac{E}{1 - \vartheta} \right) d\vartheta, \quad (\text{II.5})$$

где $\varphi = \varphi_r + \varphi_p + \varphi_n$ [1]. Допуская, что спектр при $y=0$ выражается степенной функцией $\pi(E, 0) \sim E_0^{-(\gamma+1)}$, методом последовательных приближений можно легко найти решение уравнения (II.5) для малых глубин ($y \ll E$), приняв

$$\begin{aligned} \pi(E, y) &= \pi_0(E, y) + \pi_1(E, y), \\ \pi_0(E, y) &= c(E + y)^{-(\gamma+1)}. \end{aligned} \quad (\text{II.6})$$

Этот метод пригоден, если $\pi_1 \ll \pi_0$, что эквивалентно условию $y \ll \varepsilon_\mu$.

В этом случае

$$\pi_1 = - \frac{y}{\varepsilon_\mu (E+y)^{\gamma+1}} \int_0^1 \left\{ \varphi(E, \vartheta) - (1-\vartheta)^\gamma \varphi\left(\frac{E}{1-\vartheta}, \vartheta\right) \times \right. \\ \left. \times \left[1 + \frac{y^\vartheta (\gamma+1)}{E+y} + \dots \right] \right\} d\vartheta. \quad (\text{II.7})$$

Для другого крайнего случая $E > \varepsilon_\mu$ можно использовать иной метод решения. Благоприятным обстоятельством является упрощение вида функций φ для столь больших энергий. При $E > \varepsilon_\mu$ (полное экранирование) эти функции зависят лишь от v (но не от E). Поэтому кинетическое уравнение принимает следующую форму:

$$\frac{\partial \pi(E, y)}{\partial y} - \frac{\partial \pi(E, y)}{\partial E} = - \frac{1}{\varepsilon_\mu} \int_0^1 \left[\pi(E, y) - \frac{1}{1-\vartheta} \pi\left(\frac{E}{1-\vartheta}, y\right) \right] \times \\ \times \varphi(\vartheta) d\vartheta. \quad (\text{II.8})$$

Это уравнение можно решить при помощи преобразования Мелина. В результате получаем

$$\pi(E, y) \sim \exp\{-D(y) t_\mu\} F(E, y), \quad (\text{II.9})$$

где

$$F(E, \gamma) = E^{-(\gamma+1)} \sum_{n=0}^{\infty} C_{\gamma+n}^n K(\gamma, n) \left(\frac{\varepsilon_\mu}{E}\right)^n (-1)^n, \quad (\text{II.10})$$

$$K(\gamma, n) = \frac{nK(\gamma, n-1)}{D(\gamma+n) - D(\gamma)}; \quad K(\gamma, 0) = 1$$

$$D(s) = D_r(s) + D_n(s) + D_p(s) = \int_0^1 [1 - (1-\vartheta)^s] \varphi(\vartheta) d\vartheta,$$

$$D_r(s) = \int_0^1 [1 - (1-\vartheta)^s] \varphi_2(\vartheta) d\vartheta = \frac{d}{ds} \ln s + 0,58,$$

$$D_p(s) = \int_0^1 [1 - (1-\vartheta)^s] \varphi_p(\vartheta) d\vartheta = 1,83 - 0,015s^2, \quad (\text{II.11})$$

$$D_n(s) = \int_0^1 [1 - (1-\vartheta)^s] \varphi_n(\vartheta) d\vartheta = 0,16d \ln \frac{E_0}{m} \left[\frac{d}{ds} \ln s + 0,58 \right].$$

Оценки отношения числа $N(E, t_\mu)$ мезонов с энергией больше E , полученного в соответствии с соотношениями (II.9) и (II.10), к аналогичному числу, вычисленному без учета флуктуаций, дают величину примерно $1,3 [\gamma = 2, t_\mu = 0,6, E = (2-3)\epsilon_\mu]$ [71]. Метод последовательных приближений для решения кинетических уравнений был использован И. С. Алексеевым и Г. Т. Зацепиным [13] для восстановления энергетического спектра космических μ -мезонов по их кривой поглощения в грунте.

2. Угловые распределения μ -мезонов

Угловое распределение методически удобно разделить на две области — в первой углы отклонения настолько малы, что частицы успевают на данной глубине испытать много соударений (многократное рассеяние), а во второй (область больших углов) на данном отрезке пути частицы сталкиваются редко (≤ 1 , однократное рассеяние)¹.

При вычислении угловых распределений обычно опираются на формулу Мотта (1,36) в работе [1]. Угловое распределение $\kappa(\vartheta, t_\mu)$ для многократного рассеяния представляется функцией Гаусса [14]

$$\kappa(\vartheta, t_\mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{\vartheta}^2}} e^{-\frac{\vartheta^2}{\bar{\vartheta}^2}}, \quad (\text{II.12})$$

где средний квадратичный угол

$$\bar{\vartheta}^2 = \int_{\vartheta_{\text{мин}}}^{\vartheta_{\text{макс}}} \xi(\vartheta) \vartheta^2 d\vartheta, \quad (\text{II.13})$$

$\xi(\vartheta) d\vartheta$ — полное число столкновений в интервале углов $\vartheta, d\vartheta$ при прохождении заданной глубины t_μ .

$$\vartheta_{\text{мин}} \sim \frac{amZ^{1/3}}{E_0}, \quad \vartheta_{\text{макс}} \sim \frac{\mu_0}{E_0 Z^{1/3}}.$$

Формула (II.12) легко обобщается на случай, когда нужно принять во внимание ионизационные потери или когда начальная функция распределения есть функция Гаусса [при выводе формулы (II.12) принималось, что начальная функция есть δ -функция]. В обоих случаях решение также представ-

¹ Это обстоятельство было отмечено впервые Ферми [14].

ляется функцией Гаусса, однако значение среднего угла $\bar{\vartheta}_1^2$ отлично от формулы (II.13), а именно:

$$\bar{\vartheta}_1^2 = \bar{\vartheta}^2 \frac{E_0}{E_0 - \Delta E_0} + \bar{\vartheta}_0^2, \quad (\text{II.14})$$

где ΔE_0 — потери на ионизацию на пути t_μ ;

$E_0, \bar{\vartheta}_0^2$ — энергия и средний квадратичный угол в начальный момент.

Приведенные формулы можно использовать, если во всей области реализуемых углов среднее число соударений $\gg 1$

$$\sqrt{\bar{\vartheta}^2} \gg \vartheta_{\text{макс}}. \quad (\text{II.15})$$

Это условие удобно записать, выражая расстояния в радиационных единицах t_μ

$$t_\mu \gg HA^{-2/3},$$

$$H \sim 10^{-3}.$$

В том случае, когда условие (II.15) не выполняется, нужно решать кинетическое уравнение, описывающее угловое распределение как функцию рассеяния. Обычно в опытах, проводимых с камерой Вильсона, измеряется проекция угла ϑ_x на какую-либо из осей. При разных предположениях функция $x_1(x, \vartheta_x)$ вычислялась в работах [15—18]. В общем случае рассеяние можно представить в следующем виде [19]:

$$x_1(x, \vartheta_x) = e^{-\frac{\vartheta_x^2}{\bar{\vartheta}_x^2}} \left\{ 1 + \frac{\bar{\vartheta}_x^4}{8\bar{\vartheta}_x^2} \left[1 - 2 \frac{\vartheta_x^2}{\bar{\vartheta}_x^2} + \frac{\vartheta_x^4}{8(\bar{\vartheta}_x^2)^2} \right] - \frac{2 \int_{\bar{\vartheta}_x}^{\infty} \zeta(\vartheta_x) d\vartheta_x}{\bar{\vartheta}_x} + \int_{\bar{\vartheta}_x}^{\infty} \zeta(\vartheta_x') e^{-\frac{(\vartheta_x - \vartheta_x')^2}{2\bar{\vartheta}_x^2}} d\bar{\vartheta}_x' \right\}, \quad (\text{II.16})$$

$$\bar{\vartheta}_{px}^4 = \int_{\vartheta_{\text{мин}}}^{\vartheta_{\text{макс}}} \zeta_1(\vartheta_x) \vartheta_x^4 d\vartheta_x.$$

До сих пор по существу мы ограничивались исследованием углового распределения в плотном веществе. Своеобразные эффекты возникают, если принять во внимание распад мезонов (прохождение частиц в воздухе). Угловое распределение μ -мезонов в атмосфере исследовалось Г. Т. Зацепиным и В. А. Кузьминым [20]. При анализе были сделаны следующие предположения; 1) μ -мезоны могут возникать либо при распаде $\pi \rightarrow \mu + \nu$, либо при распаде $K \rightarrow \mu + \nu$; 2) спектр генерации π - и K -мезонов выражается степенной функцией, а его зависимость от глубины — экспоненциальной. Получен-

ные результаты дают основание полагать, что экспериментальное изучение углового распределения μ -мезонов большой энергии позволит сделать определенное заключение о характере генерации μ -мезонов¹ (в частности, о роли процесса $K \rightarrow \mu + \nu$ в образовании космических μ -мезонов).

III. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ μ -МЕЗОНОВ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ (ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СИТУАЦИЯ)

Для выяснения характера взаимодействия быстрых μ -мезонов очень важны два связанных между собой эксперимента: 1) измерение интенсивности и энергетического спектра μ -мезонов на разных глубинах и 2) изучение спектра больших толчков в ионизационных камерах. Действительно, характер поглощения μ -мезонов определяется суммарными потерями, а толчки в основном обуславливаются тормозным излучением и δ -процессами². Представляется целесообразной следующая последовательность опытов. Энергетический спектр μ -мезонов определяется на разных глубинах путем измерения отклонения частиц в магнитном поле. Затем глубинная зависимость спектра толчков сравнивается с вычисленной на основе результатов измерений энергетического спектра магнитным методом. Подобное сопоставление дает возможность (по крайней мере в принципе) сравнить полные потери (включающие в качестве одного из возможных слагаемых потери, обусловленные каким-либо гипотетическим взаимодействием) и известные электромагнитные потери. Отсюда легко получить долю энергии, приходящуюся на гипотетические взаимодействия³. Для оценок роли гипотетических взаимодействий воспользуемся уникальными экспериментальными данными в наиболее интересной области энергий — более 10^{11} эв. Мы имеем в виду недавно полученные результаты измерения спектра μ -мезонов на уровне моря вплоть до энергий 10^{12} эв [21]⁴. Результаты измерений при помощи магнитного спектрометра и системы светящихся (flash-tube) и гейгеровских счетчиков представлены на рис. 1 (показатель степени дифференциального спектра равен $3,2 \pm 0,2$). И. С. Алексеев и Г. Т. Зацепин [13] вычислили энергетический спектр из кривой поглощения, сделав два предположения: 1) сечение ядерного взаимодействия μ -мезонов равно нулю; 2) это сечение

¹ О возможности использования поляризации μ -мезонов для решения этого вопроса см. статью Б. А. Долгошеина и др. [12].

² Пары и фотоны, возникшие при распаде π^0 -мезонов, дают сравнительно малый вклад, потому что их средняя энергия значительно меньше энергии фотонов тормозного излучения.

³ Здесь имеются в виду взаимодействия, приводящие к ливням, несходным по форме с ядерными (например, образование нейтральных частиц, μ -мезонных ливней и т. д.).

⁴ Энергетический спектр μ -мезонов на глубинах нескольких десятков метров водного эквивалента вплоть до 10^{11} эв измерялся в работах [22, 23].

определяется формулой, выведенной Джорджем [8] при $\sigma_\gamma = 10^{-28} \text{ см}^2/\text{нуклон}$. В первом случае показатель оказался равным 3,3, во втором — 3,1. Сопоставляя эти цифры с экспериментальным значением показателя, можно сделать важный вывод, что возможные взаимодействия, кроме перечисленных в разделе 2, не могут дать вклада в энергетические потери в области $10^{11}—10^{12} \text{ эв}$ более 10%. Действительно, в этой области энергий потери, обусловленные образованием ядерных ливней, составляют 10%¹. Однако вклад, связанный с этим процессом, уже обуславливает изменение энергетического спектра μ -мезонов, равное ошибке измерений [21]. Поэтому гипотетические потери, не учитываемые формулой (II.2), не могут дать существенного вклада. Конечно, точность измерений недостаточна, чтобы исключить расхождения с формулой (II.2) на 20—30%².

Здесь полезно отметить, что энергетические потери при меньших энергиях μ -мезонов (около 10^{10} эв), вычисленные на основании сопоставления энергетических спектров на разных глубинах, также согласуются с теорией [22].

Рассмотрим более подробно образование μ -мезонами электронно-фотонных ливней в плотных веществах. Строго говоря, число ливней b (более N_s) с числом частиц в них более N_s под достаточно толстыми слоями³ выражается формулой

$$b(> N_s) = \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} \int_0^\infty \int_0^\infty p(E_0, \vartheta) \varphi(E_0, E) W(E, n, t_\mu) dE_0 d\vartheta dE dt_\mu, \quad (\text{III.1})$$

где $p(E_0, \vartheta) dE_0 d\vartheta$ — поток частиц в интервале энергий dE_0 и углов $d\vartheta$;

¹ Это примерно соответствует сечению 10^{-31} см^2 .

² Дополнительную неопределенность вносит различие угловых апертур установок, при помощи которых производили измерение интенсивности на разных глубинах и импульсного спектра магнитным способом, а также неточность в определении состава грунта.

³ Глубина t_μ должна значительно превышать средний пробег электронных ливней.

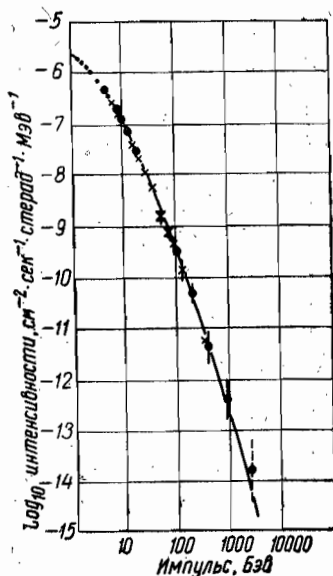


Рис. 1. Импульсный спектр μ -мезонов на уровне моря.

$\varphi(E_0, E)$ — полная вероятность образования на пути μ -мезоном с энергией E_0 электрона (фотона) с энергией E .

Интеграл (III.1) приближенно вычислялся различными методами [2,24—26]. Несколько удивительным образом при все более и более возрастающей математической точности вычислений (см., например, [26]) точность физических приближений оставалась практически неизменной.

Действительно, при выборе функции φ учитывались лишь δ -процессы и радиационные ливни; функция либо соответствовала средним характеристикам лавин, либо вычислялась на основании некоторых моделей (флуктуации учитывались либо в соответствии с распределением Фарри, либо Пуассона). При этом, как правило (единственное исключение — работа [2]), не учитывали переходные эффекты в реальных установках. Истинный спектр p заменялся одной или двумя степенными функциями. Хотя все отмеченные пренебрежения и оправданы в первом приближении, однако они приводят к тому, что результаты вычислений верны лишь по порядку величины. Так, лишь переходный эффект и различие в подходах при оценке флуктуаций могут привести к изменению результатов в 2—3 раза [2,25]. Для иллюстрации на рис. 2 приведена частота больших толчков при разных моделях флуктуаций [25]. Таким образом, излишняя точность вычислений при одновременном пренебрежении рядом физических факторов ока-

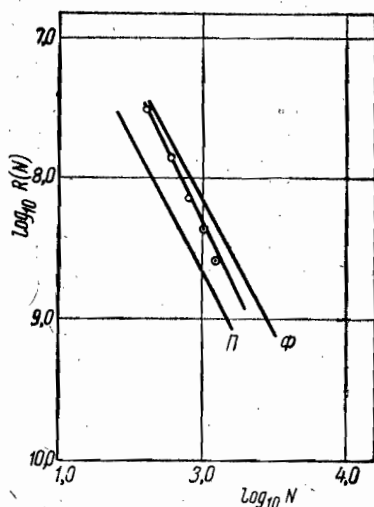


Рис 2. Зависимость числа толчков в ионизационных камерах от их величины. Кружками нанесены экспериментальные данные Шайна и Гилла [69]. Буквами П и Ф обозначены расчетные кривые, полученные при предположении, что флуктуации описываются соответственно распределением Пуассона и Фарри. Теоретические кривые получены для свинца [25], на опыте экран состоял из $Pb+Fe$. Нужно также иметь в виду, что, возможно, некоторая доля толчков в опытах Шайна и Гилла [69] вызывалась радиоактивными частицами.

зывается иллюзорной. Поэтому мы провели упрощенную оценку интеграла (III.1), которая, однако, на наш взгляд, соответствует точности физических допущений. Сделаем следующие допущения: 1) дифференциальный спектр первичных частиц $p(E_0, \theta) \sim \frac{1}{E_0 \gamma + 1}$; такой вид спектр имеет при

$E_0 \gg E_k$ (E_k — энергия, теряемая μ -мезонами в промежутке от места их образования до места наблюдения; на уровне моря $E_k \sim 1,8 \cdot 10^9$ Бэв); 2) флуктуации отсутствуют, так что вместо функции n можно использовать их средние величины; 3) образованием пар и ядерноактивных частиц пренебрегают; 4) ливни образуются в эффективном слое d , причем в каждом ливне число частиц будет равно максимально возможному при заданной энергии испущенного фотона. Вследствие резкого максимума каскадных кривых такая грубая аппроксимация достаточно удовлетворительна. Величина $d \sim \ln \frac{E}{\beta}$ (расстояние от точки образования ливня до максимума каскадной кривой), где β — критическая энергия для электромагнитных каскадных процессов. Тогда

$$b(>N) = \frac{I_0}{L} \gamma E_s^\gamma \int_{\frac{N\beta}{l}}^{\infty} E_0^{-(\gamma+1)} dE_0 \int_{\frac{N\beta}{l}}^{E_0} \varphi_{\delta, r}(E_0, E) \ln \frac{E}{\beta} dE, \quad (\text{III.2})$$

где L — логарифм, равный в наиболее интересной области 20; l определяется из соотношения числа частиц в максимуме

$$n_{\text{макс}} = \frac{El}{\beta} = \frac{E}{\beta} \frac{k}{\sqrt{\ln \frac{E}{\beta}}};$$

$k \sim 0,3$ для легких элементов; $k \sim 0,2$ для тяжелых элементов; I_0 — поток частиц с энергией больше $E_s = \frac{N\beta}{l}$ через эффективную площадь установки. В этом приближении число δ -ливней равно

$$b_{\delta}(>N) \sim \frac{I_0 l}{LN} \left(\frac{lE_s}{\beta N} \right)^\gamma \frac{\ln \frac{N}{l}}{(\gamma+1)^2}, \quad (\text{III.3})$$

число радиационных ливней составит¹

$$b_r(>N) \sim 5 \cdot 10^{-5} I_0 \left(\frac{lE_s}{\beta N} \right)^\gamma \frac{\left(\ln \frac{N}{l} \right)^2}{\gamma}. \quad (\text{III.4})$$

¹ Величины (III.3) и (III.4) существенно зависят от значения γ , которое измерено недостаточно точно. Чтобы избавиться от этой неприятной зависимости, целесообразно проводить опыты под большими толщинами земли, когда $E_s \ll E_k$. Эта идея может быть использована при проведении опытов по образованию δ -электронов.

Формула (1,4) [1] согласуется при достаточно больших значениях N с точностью до фактора 2 с более детальными вычислениями [26]. Сравнительно большое число измерений частоты появления δ -электронов было проведено при помощи различных методик (камера Вильсона, счетчики, фотоэмульсия). К сожалению, все они обладали двумя существенными недостатками: 1) энергия δ -электронов была сравнительно невелика ($\bar{E}_\delta \sim 100$ Мэв); 2) спектр μ -мезонов аппроксимировался слишком грубо, что обусловило некоторую неопределенность теоретической частоты δ -электронов. На рис. 3 приведена теоретическая частота появления δ -частиц как функция

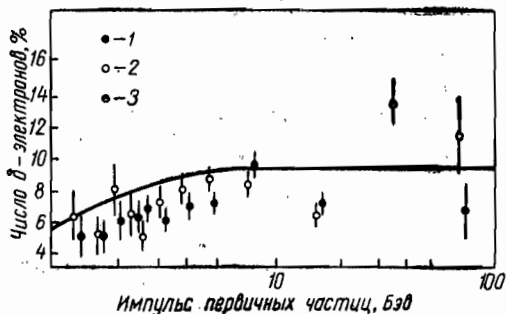


Рис. 3. Зависимость числа δ -электронов в свинце от энергии μ -мезонов [27] (сплошная кривая — теоретическая оценка):
 1 — первичные с положительным знаком; 2 — первичные с отрицательным знаком; 3 — неидентифицированные.

импульса μ -мезона. Здесь же приводятся экспериментальные данные [27], полученные при помощи камеры Вильсона с пластинами, помещенной в магнитное поле (для измерения импульса μ -мезонов). Согласие между расчетной кривой и экспериментальными данными достаточно удовлетворительное. Такое согласие вполне естественно, поскольку средняя энергия δ -электронов в подобных опытах невелика (например, около 10 Мэв), что соответствует слишком малым поперечным импульсам (примерно 3 Мэв), чтобы можно было обнаружить отклонение от предсказаний теории. Сходные измерения (однако до больших поперечных импульсов — около 30 Мэв) были проведены Уокером [28] при помощи камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле. μ -Мезоны выделялись толстым (примерно 1000 г/см²) слоем свинца. Магнитное поле использовалось для измерения энергии δ -электрона. Здесь было также обнаружено согласие между теорией и опытом. Нужно отметить крайнюю скудость статистики при самых больших импульсах. Так, в интервале

20 Мэв $< p_{\perp} < 30$ Мэв было зарегистрировано примерно 20 δ -электронов.

Каннангара и Живкович [29] исследовали образование δ -электронов с помощью фотопластинок, помещенных под слоем грунта 60 м. в. э. В основном регистрировались δ -электроны с $p_{\perp} \sim 10$ Мэв. В этой области также было обнаружено хорошее согласие с теорией¹.

Прямое образование электронных пар было подробно изучено при помощи фотоэмульсии, помещенной под различными слоями грунта [30]. Было определено, что на глубине 300 м. в. э. сечение образования электронных пар μ -мезонами равно $(0,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-25}$ см²/ядро эмульсии, а на глубине 580 м. в. э. $(0,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-25}$ см²/ядро эмульсии. Эти цифры хорошо согласуются с теоретическими значениями $(0,6 \cdot 10^{-25}$ и $0,8 \cdot 10^{-25}$ см²/ядро эмульсии).

Образование ядерноактивных частиц изучалось довольно подробно с использованием различных методов: генерации звезд при помощи фотопластинок, образования электронно-ядерных ливней в многопластинчатых камерах Вильсона и генерации нейтронов нейтронными счетчиками. Подробное сопоставление экспериментальных данных с теоретическими, основанными на применении метода Вайцеккера — Вильямса, было произведено Джорджем [8], а также Фаулером и Вольфендейлом [19]. Экспериментальные данные не противоречат предположению, что ливни обусловлены упомянутым выше механизмом².

Однако сейчас можно говорить лишь о грубом согласии по порядку величины. Действительно, теоретические кривые существенно зависят от величины сечения σ_{γ} , которое сравнительно хорошо изучено лишь в области энергий 1 Бэв, метод вычислений в некоторой степени произволен; результаты зависят от величины граничной энергии, переходящей к ядерноактивным частицам, а точность экспериментальных данных невелика. Таким образом, можно сказать, что процесс образования μ -мезонами ядерноактивных частиц в результате электромагнитных взаимодействий согласуется по порядку величины с наблюдаемым эффектом.

Однако возможны и другие процессы, приводящие также к появлению электронно-ядерных ливней при взаимодействии μ -мезонов с веществом. Один из процессов такого рода кратко рассмотрен в разделе V.

¹ Мы не останавливаемся здесь на более ранних и менее статистически обеспеченных опытах, где также изучалось образование δ -электронов [27]. Целесообразно лишь отметить, что и в этих работах не было обнаружено расхождения теории с экспериментом.

² Еще лучшее согласие имеется в случае образования звезд μ -мезонами [19].

Во многих работах исследовалось упругое рассеяние μ -мезонов на ядрах. В принципе это направление — хороший способ изучения взаимодействия μ -мезонов с нуклонами. Однако проведенные до настоящего времени эксперименты либо не чувствительны к малым расстояниям (менее 10^{-13} см), либо из-за малой энергии μ -мезонов, либо интерпретация опытов неоднозначна.

На первом этапе исследований (примерно до 1957 — 1958 гг.) отмечалось некоторое превышение экспериментального значения сечения над теоретическим в области больших углов¹. Однако более точные эксперименты, проведенные как с космическими лучами [31—33] ($E_0 = 100—1000$ Мэв), так и с ускорителями [34—35] ($E_0 = 10—30$ Мэв), приведены к согласию с теорией, учитывающей конечность ядер. В опытах с μ -мезонными пучками больших энергий (до 2 Бэв) также обнаружено согласие между опытом [59] и теорией. Отметим, что Лойд и Вольфендейл утверждают наличие некоторого (правда, небольшого) аномального рассеяния [36]. Таким образом, все имеющиеся экспериментальные данные об электромагнитном взаимодействии μ -мезонов не противоречат теоретическим предсказаниям квантовой электродинамики. Необходимо, однако, подчеркнуть, что увеличение точности экспериментов может привести здесь к обнаружению новых свойств μ -мезонов.

Важным аспектом изучения взаимодействия μ -мезонов является исследование условий их образования. Из имеющегося экспериментального материала ясно, что при взаимодействии ядерноактивных частиц с энергией менее 10^{12} эв не образуются μ -мезоны с сечением, сравнимым с сечением генерации π -мезонов, которое близко к геометрическому значению сечения ядра-мишени. Основной довод в пользу этого заключения сводится к приблизительному равенству сечений взаимодействий нуклонов и возникших при соударении вторичных ядерных частиц. Если бы μ -мезоны появлялись при ядерном взаимодействии в значительных количествах, то сечение взаимодействия вторичных должно быть меньше, чем первичных. Иная ситуация возникла при более высоких энергиях (более $2 \cdot 10^{15}$ эв). Здесь были отмечены особенности, которые трудно (хотя и не безнадежно) понять из-за больших экспериментальных ошибок, не привлекая новых гипотез о характере генерации μ -мезонов при сверхвысоких энергиях. Некоторые важные аспекты генерации μ -мезонов большой энергии, возможно, связаны с так называемой корреляционной кривой² μ -мезонов, входящих в состав ши-

¹ Обзор данных, относящихся к этому периоду, приведен в статье Фаулера и Вольфендейла [19].

² Т. е. кривой зависимости частоты совпадений разрядов в двух системах счетчиков от расстояния между ними.

роких атмосферных ливней. Такая кривая для μ -мезонов большой энергии (около 10^{12} эв) была получена Бареттом и др. [37] под толстым (примерно 1600 м. в. э.) слоем грунта. На этой кривой (рис. 4) был излом, соответствующий малым (1—2 м) расстояниям между системами счетчиков, при помощи которых производились измерения. Барретт и др. истолковали этот излом как проявление двух различных процессов: многократное образование μ -мезонов при распаде π -мезонов объясняет совпадение на больших расстояниях, в то время как резкое возрастание числа совпадений на малых расстояниях обуславливается локальными ливнями в грунте. Однако более детальный анализ последнего предположения показал [38], что такое объяснение приводит к значительным количественным трудностям¹. Большинство процессов, связанных с образованием или взаимодействием μ -мезонов, может дать очень малый вклад в наблюдаемый эффект. Наибольшее число совпадений должно быть вызвано прямым образованием μ -мезонных пар μ -мезонами. Однако (как показали оценки) и этот процесс приводит к эффекту, меньшему в несколько раз, чем наблюдаемый.

Пучки μ -мезонов, входящих в состав широких ливней, наблюдались в последнее время в ряде исследований. Подробно этот вопрос разработан С. Н. Верновым и сотр. [39, 40], которые изучали пространственное распределение ливневых μ -мезонов на глубине 40 м. в. э. Группы μ -мезонов регистрировались годоскопической системой, помещенной под толстыми слоями Pb+Fe. Авторы наблюдали одновременное попадание

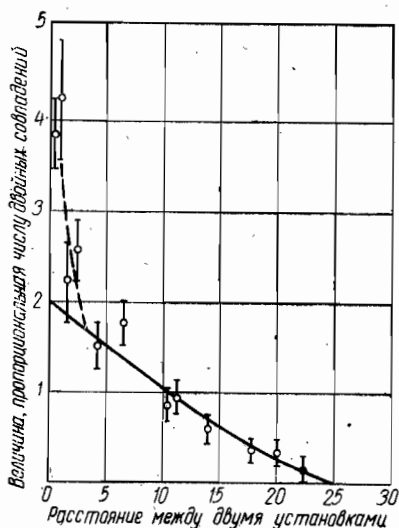


Рис. 4. Кривая раздвижения мезонных ливней на глубине около 1600 м в. э. [37]. Сплошная кривая рассчитана в предположении, что μ -мезоны больших энергий распределены равномерно в круге радиусом 13 м; вне этого круга плотность потока μ -мезонов принималась равной нулю.

¹. Все же сама интерпретация излома как проявления нового процесса нам кажется правильной. В пользу этого предположения свидетельствуют также формы кривой пространственного распределения μ -мезонов, полученной на основе наиболее правдоподобных гипотез. Кривая не содержала максимума на малых расстояниях [42].

групп μ -мезонов на сравнительно малую площадь (1 м^2), которое, по-видимому, также нельзя свести к тривиальным эффектам (электромагнитному взаимодействию μ -мезонов, флуктуациям)¹. Полезно отметить, что в обеих работах появление групп μ -мезонов относится к энергиям первичных частиц 10^{15} – 10^{16} эв.

Группы μ -мезонов изучались японскими физиками при помощи камеры Вильсона и годоскопа. В своем последнем сообщении [41] они также склоняются к невозможности объяснить появление подобных групп известными процессами. Нужно сказать, что Кесслер и Маз [9], наблюдавшие в камере Вильсона такие группы, придерживаются иного мнения, приписывая их появление распаду ливневых μ -мезонов. Необходимо отметить, что различие интерпретаций обусловливается существенной разницей в частоте наблюдаемых групп ливней². Поскольку эти группы μ -мезонов проходят практически всю атмосферу, нельзя исключить, что их появление связано с какими-то особенностями генерации K -мезонов (и последующим распадом $K \rightarrow \mu + \nu$). Хотя это и не исключено, однако более интересна с теоретической точки зрения возможность прямой генерации μ -мезонов при ядерных столкновениях. Однако имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные слишком скудны, чтобы сделать однозначный вывод.

IV. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С μ -МЕЗОНАМИ НА УСКОРИТЕЛЯХ

В этом разделе мы кратко изложим результаты уже выполненных экспериментов и обсудим характерные особенности опытов, проводимых в настоящее время. При интерпретации будем считать, что μ -мезоны описываются уравнением Дирака.

В работах Панофского и сотр. [43—44] изучалось электромагнитное образование μ -мезонных пар фотонами с энергиями до 600 Мэв . В качестве мишени использовался алюминий и свинец. Отделение μ -мезонов, рожденных фотонами от μ -мезонов, возникших при распаде π -мезонов, производилось по угловому распределению. Оказалось, что сечение образования пар согласуется с теоретическими расчетами [45] (экспериментальная ошибка в абсолютном сечении довольно велика — около 100%). Кроме того, данные опыта свидетельствуют об отсутствии аномалий в рассеянии μ -мезонов на ядрах при передаваемых импульсах менее 50 Мэв . Действительно, если бы сечение рассеяния существенно превышало элек-

¹ Аналогичные данные были получены университетской группой при помощи диффузионной камеры [40].

² Причина этого расхождения не ясна.

ромагнитное (с учетом форм-фактора ядра), то и сечение образования должно было бы соответственно увеличиться.

Изучение рассеяния μ -мезонов с энергией до 2 Бэв в фотопластинках подтверждает вывод об отсутствии каких-либо аномалий в рассеянии, превосходящих 10^{-29} см²/стерад·нуклон (см. раздел III, [46]). Все же и в этих последних экспериментах передаваемый импульс был весьма мал (менее 80 Мэв). В опытах [59] передаваемый импульс достигал 400 Мэв; никаких аномалий снова не обнаружено.

Не меньший интерес представляют планируемые в настоящее время эксперименты по образованию μ -мезонных пар. Эти опыты тесно связаны с проверкой квантовой электродинамики на малых расстояниях. В первой группе экспериментов предполагается исследовать образование мезонных пар на протонах фотонами или электронами с энергией в 1 Бэв. Во второй группе экспериментов будет проводиться исследование на встречных пучках электронов (и позитронов).

Рассмотрим эксперименты первой группы. Их особенность состоит в том, что в процессе образования участвует протон. Это обстоятельство усложняет эксперимент, так как необходимо исключить влияние сильных взаимодействий. В общем случае этого сделать нельзя. Однако задача оказывается выполнимой, если рассматривать только реакции с малой передачей импульса нуклону [47—51]. Тогда, например для процесса $\gamma + p \rightarrow p + \mu^+ + \mu^-$, вкладом диаграмм 1 и 2 (рис. 5) можно пренебречь, а в остальных диаграммах этого рисунка роль сильных взаимодействий сводится к появлению форм-факторов протона, известных из опыта. Несмотря на то, что сечение процессов с нужной кинематикой очень мало (около 10^{-35} см²/стерад), такие опыты осуществимы [49—50].

Рассмотрим теперь образование μ -мезонной пары при аннигиляции электронов и позитронов. Еще в 1955 г. В. Б. Берестейский и И. Я. Померанчук обратили внимание на то, что этот процесс очень чувствителен к возможным нарушениям квантовой электродинамики (или к возможной структуре μ -мезонов) [52]. Особый интерес к этой реакции возник в связи

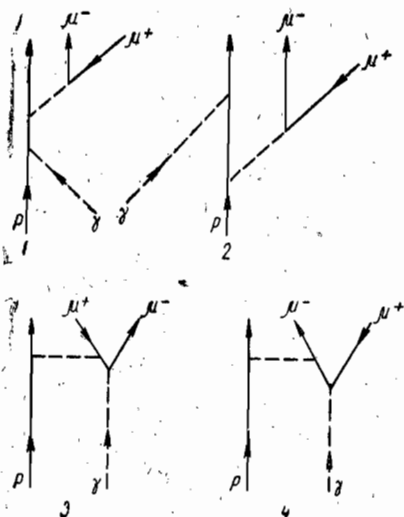


Рис. 5. Диаграммы, соответствующие процессу $\gamma + p \rightarrow p + \mu^+ + \mu^-$.

с ее возможной реализацией в экспериментах на встречных пучках [53]. Сечение для этого процесса в U-системе имеет вид

$$d\sigma(e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-) = \frac{r_e^2}{16\gamma^2} \left\{ 1 + \left(\frac{\mu}{E} \right)^2 + V_\mu^2 \cos^2 \vartheta \right\} V_\mu d\Omega, \quad (\text{IV.1})$$

где $r_e = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см, $\gamma = \frac{E}{m}$, μ и m — массы μ -мезона и электрона, E — энергия частицы, V_μ — скорость μ -мезона, ϑ — угол между сталкивающейся и вылетающей частицей.

Более общее выражение получается, если ввести два форм-фактора μ -мезона, аналогично тому, как это делается для нуклона. Единственное отличие состоит в том, что для рассматриваемого случая (квадрат передаваемого 4-импульса при превращении <0) форм-факторы становятся комплексными. Подробный анализ в этом направлении проделан в работе [54]. Интересно отметить, что появление только электрического форм-фактора F не изменяет вида углового распределения. Абсолютная же величина сечения меняется. Так, при $F_1 = \frac{\Delta^2}{\Delta^2 - |q^2|}$, $\frac{1}{\Delta} = 0,3 \cdot 10^{-13}$ см и $E = 200$ Мэв ($|q^2| = 4E^2$) сечение уменьшается на 30% (при полном сечении около $0,5 \cdot 10^{-30}$ см²).

Детальная интерпретация экспериментов с μ -мезонами на ускорителях требует учета радиационных поправок. Существенно, что они при достижимых сейчас энергиях оказываются сравнительно малыми (около 10%), так что более высокие приближения учитывать не нужно. В общем случае выражения для поправок довольно громоздки, однако представление об их величине можно получить из следующего асимптотического выражения ($E \sim \mu$):

$$d\sigma_{e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-} = d\sigma_0 [1 - \Delta], \quad (\text{IV.2})$$

где $d\sigma_0$ — сечение без поправок и

$$\Delta = \frac{4\alpha}{\pi} \left[-\ln 2E + \ln \frac{1 + V_\mu \cos \varphi}{1 - V_\mu \cos \varphi} \right] \ln \frac{E}{\Delta E}, \quad (\text{IV.3})$$

$\hbar = c = m = 1$, φ — угол между налетающим электроном и рожденным μ -мезоном, ΔE — максимальная энергия кванта, излученного при рассеянии ($\Delta E \ll E$). Приведенное сечение необходимо еще дополнить сечением излучения жестких квантов, которые могут быть излучены при наблюдаемой кинематике реакции. Это последнее сечение существенно зависит от характера эксперимента (эксперимент на совпадение или нет, энергия разрешения, геометрия установки) [53].

В заключение полезно отметить целесообразность проведения опытов по рассеянию μ -мезонов больших энергий на электронах. Не зависящую от характера эксперимента часть радиационных поправок можно просто вычислять в этом случае (в Ц-системе) по формуле для рассеяния электронов на кулоновском центре.

V. ГИПОТЕТИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ μ -МЕЗОНОВ

Как уже отмечалось во введении, до сих пор не ясна природа различия масс μ -мезона и электрона. Это обстоятельство стимулировало рассмотрение возможных аномальных взаимодействий μ -мезонов. Первой в этом отношении является гипотеза Швингера о существовании тяжелого скалярного σ -мезона, умеренно сильно взаимодействующего с μ -мезонами [56]. Как было показано Сааведра, можно таким образом сконструировать взаимодействие σ -частицы с заряженными лептонными компонентами, что естественным образом появляется взаимодействие с μ -мезонами при отсутствии взаимодействия с электронами [57]. Одно время казалось привлекательным объяснение в рамках этой схемы аномалии в рассеянии μ -мезонов космических лучей. Однако, как уже упоминалось, такие аномалии не подтвердились в более точных опытах на ускорителях. С другой стороны, привлечение данных о спектрах μ -мезоатомов для определения констант связи μ -мезонов и нуклонов с σ -мезоном показало, что сечение аномального рассеяния и не должно превышать 10^{-31} — 10^{-32} см²/нуклон [58—59]. Обнаружение такого сечения на фоне кулоновского рассеяния чрезвычайно трудно. Несколько более благоприятная ситуация в этом отношении сложится, если σ -мезон считать векторной частицей.

Маркс и Надь [60] сделали попытку объяснить разницу масс электрона и μ -мезона, предположив наличие умеренно сильного взаимодействия μ -мезонов с парами K -мезонов (константа взаимодействия примерно равна 1).

Различие сечений рассеяния μ -мезонов и электронов может быть вызвано различием электромагнитных радиусов этих частиц. Верхнюю границу среднеквадратичного электромагнитного радиуса μ -мезона можно получить, используя соотношение В. Б. Берестецкого и др. [61—62] для величины аномального магнитного момента μ -мезона δ_μ ,

$$\frac{\delta_\mu}{\mu_0} = \frac{\alpha}{2\pi} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{m_\mu}{\Lambda} \right)^2 \right].$$

Такое соотношение относится к случаю, когда на расстояниях примерно $\frac{1}{\Lambda}$ начинается отклонение от электродинамики то-

ческой частицы со спином $1/2$ и массой m_μ . Отсюда при разумном выборе форм-фактора μ -мезона получается [59]

$$\frac{\delta_\mu}{\mu_0} = \frac{\alpha}{2\pi} \left[1 - \frac{2}{9} m_\mu^2 \langle r_0^2 \rangle \right]$$

или при использовании экспериментальных работ [63—64]

$$r_0 \leq 0,6 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Особенно интересны результаты работы [3], где аномальный магнитный момент μ -мезона измерялся с точностью до 2%. Из этой работы следует, что

$$r_0 \leq 0,3 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Перейдем к краткому изложению других предложенных «аномальных» взаимодействий. Ю. А. Гольфанд [65] рассмотрел следствия возможного контактного взаимодействия μ -мезонов с электронами. Такое взаимодействие при соответствующим образом выбранной константе связи привело бы к дополнительному взаимодействию μ -мезонов на электронах при энергиях μ -мезонов более 1 Бэв в Л-системе.

Улегла [66] предполагает, что μ -мезон, хотя и имеет спин $1/2$, описывается «аномальным» уравнением, содержащим один параметр τ . Параметр аномальности может принимать значения от $-\infty$ до $1/3$. Его величина фиксируется так, чтобы получилась правильная величина аномального магнитного момента. При этом $\tau \approx 10^{-3}$, а $\tau=0$ соответствует уравнению Дирака. Тогда отличия во взаимодействии проявляются лишь при очень больших энергиях (около 10^{12} эв). Правильное отношение масс μ -мезона и электрона получается при одном и том же параметре обрезания собственно энергетических интегралов этих частиц. При этом остаются неясными более глубокие физические причины, выделяющие значения $\tau=10^{-3}$ (мезон) и $\tau=0$ (электрон).

Укажем, наконец, на интересную возможность «аномальной» статистики¹ для μ -мезонов, рассмотренную Волковым [67]. В этой теории рождение μ -мезонных пар могло бы идти с сечением, вдвое большим обычного при неизменном сечении рассеяния [68].

Многие следствия, вытекающие из существования векторного бозона, взаимодействующего с μ -мезоном, но не взаимодействующего с электроном, были подробно рассмотрены И. Ю. Кобзаревым и Л. Б. Окуном [4]. Из величины аномаль-

¹ Т. е. статистики, отличающейся от статистики Ферми — Дирака.

ного магнитного момента [3] было получено, что

$$\frac{f^2}{3\pi} \frac{\mu^2}{\chi^2} \lesssim 10^{-5},$$

где f — константа связи μ -мезона и векторного χ -мезона, а χ — его масса.

Сечение образования χ -мезона на протоне при электромагнитном рассеянии μ -мезона составляет 10^{-33} — 10^{-34} см², а время жизни χ -мезона примерно равно 10^{-23} сек. χ -Мезон может распадаться на пару μ -мезонов [$\chi \rightarrow \mu^+ + \mu^-$]. Как показывают оценки авторов с вероятностью, близкой к вероятности тормозного испускания жестких квантов, в ливнях больших энергий будет испускаться пары μ -мезонов.

VI. О ХАРАКТЕРИСТИКАХ ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ, ОПРЕДЕЛЯЕМЫХ ПО СПЕКТРУ μ -МЕЗОНОВ

По спектру μ -мезонов на уровне моря можно восстановить спектр генерации π -мезонов. Сопоставляя восстановленный спектр с энергетическим спектром первичных нуклонов, можно, как известно [5, 6], сделать заключение о малой (30%) неупругости в среднем. В процессе восстановления делают, однако, два предположения: 1) π -мезоны являются единственным источником μ -мезонов и 2) пробег π -мезонов относительно ядерного взаимодействия приблизительно соответствует геометрическому.

Анализ этих предположений, важный для количественных оценок средней величины неупругости, имеет самостоятельное значение для выяснения характера элементарного акта при очень больших энергиях. Первый вопрос, возникающий в связи с этим, касается доли K -мезонов, образующихся в акте. Для его решения нужно, помимо спектра μ -мезонов, привлечь дополнительные данные. Наиболее простым является сопоставление спектров μ -мезонов и фотонов, образующихся непосредственно при распаде π^0 -мезонов [10]¹.

Идея сопоставления проста: предполагается, что фотоны образуются при распаде $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. По спектру γ -квантов можно вычислить спектр π^0 -мезонов, а следовательно, и спектр заряженных π -мезонов.

Далее находят вклад в спектр μ -мезонов от $\pi \rightarrow \mu$ -распада. Сравнение с экспериментально наблюдаемым спектром определит тогда роль $K \rightarrow \mu$ -распада и в конечном счете долю K -частиц в акте. Приведенные рассуждения можно усложнить, учитывая другие схемы распада, приведшие к появ-

¹ В интересующей нас области энергий 10^{12} — $5 \cdot 10^{12}$ эв данные работ [10] и [11] о спектре фотонов согласуются.

лению μ -мезонов и фотонов, однако подобные усложнения не меняют основной идеи.

На рис. 6, заимствованном из работы [10], показаны расчетный и экспериментальный спектры мюонов. Как видно,

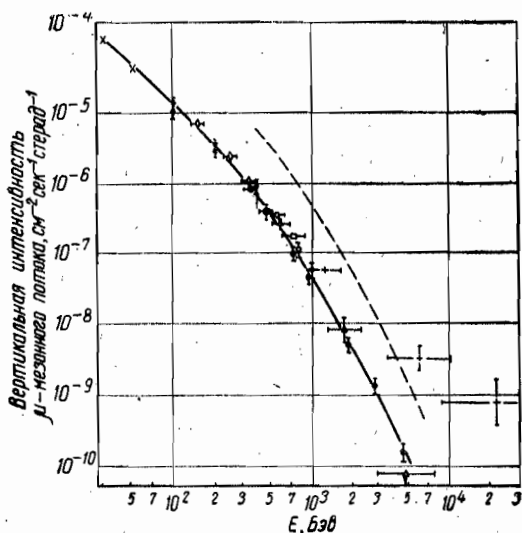


Рис. 6. Энергетический спектр μ -мезонов на уровне моря (сплошная кривая — спектр, вычисленный при предположении об определяющем влиянии $\pi \rightarrow \mu$ -распада, пунктирная — $K \rightarrow \mu$ -распада).

оба они хорошо согласуются с предположением, что π -мезоны являются единственным источником μ -мезонов. Кривая, полученная при предположении, что доминирует распад $K \rightarrow \mu + \nu$ (на рис. 6 обозначена пунктиром), расходится с экспериментальными точками.

Помимо спектра «первичных» фотонов, для определения доли K -мезонов можно привлечь другие дополнительные данные: угловое распределение μ -мезонов большой энергии [20] и процент поляризации космических мюонов [12].

К сожалению, в настоящее время в области больших энергий опытные данные, относящиеся к обоим аспектам, отсутствуют.

Вернемся снова к рис. 6. По нашему мнению, он позволяет грубо оценить величину взаимодействия при больших энергиях (тем самым проверяется второе предположение, положенное в основу восстановления пионного спектра). Отметим, что экспериментально полученные в последнее время Бартоном точки лежат ниже расчетных¹. Поэтому распад $K \rightarrow \mu + \nu$ или возможная множественная генерация могут лишь увеличить расхождение. Тогда для устранения расхождения нужно увеличить сечения взаимодействия пиона с ростом энергии.

Действительно, ясно, что чем больше сечение взаимодействия, тем меньше ядерный пробег. Отсюда следует, что чем

¹ Хотя расхождение между вычисленным и наблюдаемым значениями не выходит за пределы экспериментальных ошибок.

больше сечение взаимодействия, тем меньше вероятность распада, а следовательно, и число μ -мезонов. Опираясь на данные Бартона, можно сказать, что сечение взаимодействия μ -мезонов с ядрами атомов воздуха в области 10^{13} эв не уменьшается. Нужно, однако, подчеркнуть, что вследствие уникальности экспериментальных данных, положенных в основу вывода, его следует считать предварительным¹. Крайне желательно уточнить данные опыта в этой области.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последние годы были получены новые данные. Перечислим кратко наиболее существенные достижения.

Окончательно установлено, что спин μ -мезона равен $1/2$. Первая радиационная поправка к магнитному моменту согласуется с экспериментальными данными. В опытах на ускорителях установлено, что нет аномалий в рассеянии, превышающих 10^{-29} см²/нуклон, при передаваемых импульсах менее 400 Мэв. Кроме того, вся совокупность имеющихся экспериментов согласуется с предположением, что μ -мезон описывается уравнением Дирака и только значением массы отличается от электрона. Причина различия масс неясна. Важно установить условия генерации μ -мезонов при очень больших энергиях (около 10^{16} эв). Эти обстоятельства стимулируют дальнейшие исследования.

С нашей точки зрения, наиболее перспективны следующие опыты с μ -мезонами: 1) более точное измерение магнитного момента; 2) изучение образования μ -мезонных пар с большими передаваемыми импульсами (что соответствует большим углам разлета компонент пары); 3) определение форм-факторов протонов и μ -мезонов по рассеянию μ -мезонов на протонах; 4) эксперименты на встречных пучках электронов и позитронов ($e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$); 5) изучение рассеяния μ -мезонов на электронах с большой передачей импульса p_{\perp} ; 6) изучение пробегов взаимодействия вторичных частиц при ядерных соударениях с $E_0 \geq 10^{15}$ эв; 7) поиски аномального рассеяния μ -мезонов с энергией более 1 Бэв, с сечением 10^{-31} см²/нуклон; 8) прецизионные измерения спектра величин толчков в ионизационных камерах, помещенных под значительные толщины грунта, и в условиях, где будут исключены переходные эффекты. Быстрый прогресс экспериментальной техники позволяет надеяться на осуществление этих опытов в сравнительно недалеком будущем.

Авторы выражают свою признательность Г. Т. Зацепину и Л. Б. Окуню за ценные замечания.

¹ Данные Бартона резко расходятся с более ранними результатами опыта Боллингера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никишов А. И., Розенталь И. Л. Препринт ФИАН А-49.
2. Беленький С. З. Лавинные процессы в космических лучах. М., Гостехиздат, 1948.
3. Charpak G., Farley F. J., Garwin R. L., Muller T., Sens J., Telegdi V., Zichichi A. Phys. Rev., Lett., 6, 128 (1961).
4. Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б. Модель аномального взаимодействия мюона. Препринт ИТЭФ 61-14.
5. Григоров Н. Л. Диссертация, ФИАН, 1954.
6. Зацепин Г. Т. Диссертация, ФИАН, 1954.
7. Розенталь И. Л., Стрельцов В. Н. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 35, 1440 (1958).
8. Джордж Е. Сб.: «Физика косм. лучей». Т. I, НИЛ, 1954.
9. Kessler D., Maze R. Nuovo Cimento, 5, 1540 (1957).
10. Duthie J., Fowler P. H., Kaddoura A., Perkins D. H., Pinkau K., Wolter W. (препринт).
11. Барадзей Л. Г., Рубцов В. И., Смородин Ю. А., Соловьев М. В., Толкачев Б. В. Доклад на конференции по физике космических лучей. Тбилиси — Ереван, 1961.
12. Долгошеин Б. А., Лучков Б. И., Ушаков В. Изучение поляризации положительных μ -мезонов в космических лучах. См. настоящий сб., стр. 84.
13. Алексеев И. С., Зацепин Г. Т. Труды Московской конференции по физике космических лучей. Т. I. М., Изд-во АН СССР, 1960.
14. Росси Б., Грейзен К. Взаимодействие космических лучей с веществом. ГИИЛ, 1948.
15. Molliere G. Zt. für Naturforschung, 2a, 133, 3a, 78 (1947).
16. Annis M., Bridge H., Olbert S. Phys. Rev., 89, 1216 (1953).
17. Соорер L. N., Rainwater J. Phys. Rev., 95, 1107 (1954).
18. Тер-Микаэлян М. Л. Nucl. Phys., 9, 679 (1959).
19. Фаулер Д., Волфендейл А. Физика элементарных частиц и космических лучей. Т. IV. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
20. Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 39, 1677 (1960).
21. Ashton F. and other. Nature, 185, 364 (1960).
22. Дайон М. И., Потапов Л. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 697 (1959).
23. Murdoch H. S., Ogilvie K. W., Rathgebef H. D. Труды Московской конференции по физике космических лучей. М., Изд-во АН СССР, 1960.
24. Cristy R. F., Kusaka S. Phys. Rev., 59, 414 (1941).
25. Mitra A. Nucl. Phys., 3, 262 (1957).
26. Ion I. X., Ionesky-Pallas N. J., Potoceanu C. C. Nuovo Cimento, XI, 507 (1959).
27. Lloid J. L., Wolfendale A. W. Proc. Phys. Soc., 73, 178 (1959).
28. Walker W. D. Phys. Rev., 90, 234 (1953).
29. Kannangara M. L., Zivkovic M. Phyl Mag., 44, 797 (1953).
30. Avan L., Avan M. C. P., 244, 450 (1956).
31. Кириллов-Угрюмов В. Г., Долгошеин Б. А., Москвичев А. М., Морозова Л. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 416 (1959).
32. Алиханян А. И., Аратюнян Ф. Р. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 32 (1959).
33. Fukui S., Kitamura T., Watase Y. Phys. Rev., 113, 315 (1959).
34. Chidleg R., Human G., Geldstein R. Can. Journ. of Phys., 36, 801 (1958).
35. Алиханян А. И., Кириллов-Угрюмов В. Г., Котенко Л. П., Кузнецов Е. П., Самойлов А. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 387 (1960).

36. Lloid J. L., Wolfendale A. W. *Phys. Rev.*, **117**, 247 (1960).
37. Barret P. H., Bolinger L. M., Coccoeni G., Eisenberg Y., Greisen K. *Rev. Mod. Phys.*, **24**, 133 (1952).
38. Розенталь И. Л. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **36**, 943 (1959).
39. Вернов С. Н., Тулулов В. Н., Хренов В. А., Христиансен Г. Б. Труды Московской конференции по физике космических лучей. Т. II, М., Изд-во АН СССР, 1960.
40. Вернов С. Н., Горюнов Н. Н., Дмитриев В. А., Куликов Г. В. и др. Там же.
41. Higashi S., Oshio T., Shibata H., Watase K., Watase Y. Там же.
42. Емельянов А. А., Розенталь И. Л. Труды Московской конференции по физике космических лучей. Т. I, М., Изд-во АН СССР, 1960.
43. Masek G. E., Panofsky W. K. H. *Phys. Rev.*, 1094 (1956).
44. Masek G. E., Lazarus A. J., Panofsky W. K. H. *Phys. Rev.*, **103**, 374 (1956).
45. Rawitscher G. H. *Phys. Rev.*, **101**, 423 (1956).
46. Masek G. E. et al. Report at the 1960 High-Energy Physics Conference Rochester.
47. Дятлов И. Т. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **35**, 154 (1958).
48. Bjorken J. O., Drell S. D., Frautchi S. C. *Phys. Rev.*, **112**, 1409 (1958).
49. Drell S. D. *Ann. Phys.*, **4**, 75 (1958).
50. Frautchi S. C. *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, № 8, 21 (1958).
51. Bjorken J. O., Drell S. D. *Phys. Rev.*, **114**, 1368 (1959).
52. Берестецкий В. Б., Померанчук И. Я. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **29**, 864 (1955).
53. Tsai J. S. *Phys. Rev.*, **120**, 269 (1960).
54. Furlan G., Peressutti G. *Nuovo Cimento*, **XVI**, 1144 (1960).
55. Никишов А. И. (частное сообщение).
56. Schwinger J. *Ann. of Phys.*, **2**, 407 (1957).
57. Saavedra I. *Nucl. Phys.*, **11**, 567 (1959).
58. Gatland I. R. *Nucl. Phys.*, **14**, 205 (1959).
59. Heggie D., Kim Y., Marx G., Williams R. Доклад на конференции по физике частиц высокой энергии. Rochester, 1960.
60. Marx G., Naug K. L. *Nucl. Phys.*, **12**, 125 (1959).
61. Берестецкий В. Б., Крохин О. Н., Хлебников А. К. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **30**, 788 (1956).
62. Берестецкий В. Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **39**, 1427 (1960).
63. Garvin R. L., Hutchinson D. P., Penman S., Shapiro G. *Phys. Rev. Lett.*, **2**, 213 (1959).
64. Derans S., Gadal G., Lederman L. M., Shapiro G. *Phys. Rev. Lett.*, **5**, 330 (1960).
65. Гольфанд Ю. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **37**, 1493 (1959).
66. Ulehla I. *Nuovo Cimento*, **IX**, 679 (1958).
67. Волков Д. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **36**, 1560 (1959).
68. Волков Д. В. Частное сообщение.
69. Schein M., Gill P. *Rev. Mod. Phys.*, **11**, 267 (1939).
70. Бернардини Г. Доклад на конференции по физике частиц больших энергий. Киев, 1959.

ЭЛЕМЕНТАРНОЕ РАССМОТРЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЛОТНОСТИ СРЕДЫ НА ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Как было впервые показано Ландау и Померанчуком [1], интенсивность тормозного излучения в плотной среде для электронов очень высоких энергий становится в области малых частот существенно меньшей, чем даваемая формулой Бете — Гайтлера. Классический аналог последней может быть записан так:

$$dI_0 = \frac{e^2}{3\pi} \cdot \frac{E_s^2}{m^2} \cdot \frac{d\omega}{L} \quad (1)$$

Здесь (и в дальнейшем) $\hbar = c = 1$, E — энергия электрона, ω — частота (энергия) фотона, L — радиационная длина и $E_s = (4\pi \cdot 137)^{1/2} \cdot m \cong 21$ Мэв.

Ландау и Померанчук рассмотрели ослабление тормозного излучения из-за эффекта многократного рассеяния электрона в среде и показали, что вместо соотношения (1) интенсивность излучения дается выражением

$$\left. \begin{aligned} dI_s &= \frac{e^2}{2\sqrt{6\pi}} \cdot \frac{E_s}{E} \sqrt{\frac{\omega}{L}} d\omega \\ \omega &\ll \left(\frac{E \cdot E_s}{m^2} \right)^2 \cdot \frac{1}{L} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Тер-Микаелян [2] обнаружил, что поляризация среды наряду с многократным рассеянием также приводит к ослаблению тормозного излучения. Эффект поляризации среды сказывается в наиболее мягкой части тормозного излучения. Согласно работе Тер-Микаеляна, в этой области спектра формула Бете — Гайтлера переходит в следующую:

$$\left. \begin{aligned} dI_p &= \frac{e^2}{3\pi} \left(\frac{E_s}{E} \right)^2 \cdot \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \cdot \frac{d\omega}{L} \\ \omega_0 &= \sqrt{\frac{4\pi N e^2}{m}} \quad \omega_0 \ll \omega \ll \omega_0 \frac{E}{m} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где N — плотность электронов в среде.

Мигдал [3] развил общую квантовомеханическую теорию тормозного излучения в плотной среде, учитывающую оба эффекта (поляризации и многократного рассеяния), пригодную в любой области частот и энергий электронов. Подробное изложение вопроса содержится в обзоре [4].

Качественное экспериментальное доказательство существования подавления тормозного излучения в плотной среде было получено в работе [5] и более полно в работе [6].

Ослабление тормозного излучения в результате поляризации среды и многократного рассеяния имеет в основном чисто классический характер, поэтому оба эти эффекта качественно получить путем элементарного рассмотрения.

Пусть энергия электрона $E \gg m$ и, следовательно, его скорость $v \cong 1$ ($1-v \ll 1$). Введем понятие «когерентной длины» — длины, на которой происходит конструктивная интерференция элементарных волн. Когерентная длина в вакууме l_0 может быть легко определена. Рассмотрим излучение в направлении движения электрона. Разность фаз элементарных волн, испущенных за время t , равна $\Delta\varphi = \frac{(1-v)t}{\lambda}$. Когерентная длина определяется из условия, чтобы $\Delta\varphi$ была бы порядка единицы. Примем $\Delta\varphi = 1/2$ (подробнее о выборе величины $\Delta\varphi$ см. ниже). Тогда $l_0 = vt \cong t = \lambda/2(1-v)$.

$$l_0 \cong \frac{\lambda/2}{1-v} = \lambda \left(\frac{E}{m} \right)^2 = \frac{1}{\omega} \left(\frac{E}{m} \right)^2. \quad (4)$$

Поляризация среды и многократное рассеяние уменьшают величину когерентной длины благодаря увеличению фазовой скорости света и уменьшению продольной компоненты скорости электрона. Когерентную длину в среде l можно найти из аналогичного условия

$$l \cong \frac{\lambda/2}{\frac{1}{\sqrt{\epsilon}} - v \cos \Theta_s}, \quad (5)$$

где ϵ — диэлектрическая постоянная среды, $\cos \Theta_s$ — средний косинус угла многократного рассеяния.¹

Используя известные выражения

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}, \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi N e^2}{m}} - \omega \gg \omega_0,$$

$$\cos^2 \Theta_s = \frac{E_s^2}{E^2} \cdot \frac{l}{L}$$

¹ Для среды с $\epsilon > 1$ условие черенковского излучения под углом Θ к v отвечает обращению когерентной длины $l = \frac{\lambda}{2} / \left(\frac{1}{\sqrt{\epsilon}} - v \cos \Theta \right)$ в бесконечность.

и разлагая $\frac{1}{\sqrt{\epsilon}}$ и $\overline{\cos \Theta_s}$ в ряд, получим

$$l \cong \frac{l_0}{1 + \left(\frac{E}{m}\right)^2 \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \left(\frac{E_s}{m}\right)^2 \cdot \frac{l}{L}} \quad (6)$$

Множественное рассеяние рассматривается на пути электрона, равном когерентной длине, поэтому формула (6) выражает l через l_0 в неявном виде.

Уменьшение когерентной длины приводит к пропорциональному уменьшению интенсивности тормозного излучения. Действительно, на протяжении одной когерентной длины складываются амплитуды элементарных волн, тогда как для длин больше l складываются интенсивности. Полная интенсивность излучения, испущенного на длине $L' \gg l$, будет пропорциональна

$$I \sim l^2 \frac{L'}{l} \sim l.$$

Ослабление интенсивности тормозного излучения благодаря обоим эффектам среды определяется фактором

$$q(E, \omega) = \frac{dI}{dI_0} = \frac{l}{l_0}, \quad (7)$$

$$q(E, \omega) = \frac{1}{1 + \left(\frac{E}{m}\right)^2 \cdot \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \left(\frac{EE_s}{m^2}\right)^2 \frac{q}{L\omega}} \quad (8)$$

Фактор ослабления $q = l/l_0$, поэтому неопределенность, связанная с выбором величины разности фаз, накапливающихся на одной когерентной длине (было принято $\Delta\varphi = 1/2$), не будет входить вовсе в эффекты, связанные с поляризацией среды, и может лишь численно изменить величину эффекта, связанного с многократным рассеянием. Более корректная формула для q была бы

$$q = \frac{1}{1 + \left(\frac{E}{m}\right)^2 \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \kappa^2 \left(\frac{EE_s}{m^2}\right)^2 \frac{q}{L\omega}}, \quad (8a)$$

где κ^2 — безразмерная величина порядка единицы.

Если выполнено условие

$$1 + \left(\frac{E}{m}\right)^2 \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \ll \left(\frac{EE_s}{m^2}\right)^2 \frac{q}{L\omega}, \quad (8b)$$

то формула (8) дает

$$q \equiv q_s = \frac{m^2}{EE_s} \sqrt{L\omega} \quad (9)$$

(область многократного рассеяния).

Подставив q_s в выражение (1), получим

$$dI_s \cong \frac{e^2}{3\pi} \cdot \frac{E_s}{E} \sqrt{\frac{\omega}{L}} d\omega, \quad (10)$$

что совпадает с точностью до числового коэффициента с формулой Ландау—Померанчука (2)¹.

В этой области

$$\left(\frac{EE_s}{m^2}\right)^2 \frac{q}{L\omega} = \frac{EE_s}{m^2} \frac{1}{\sqrt{L\omega}} = \frac{1}{q_s},$$

а следовательно, из условия (8б) область частот, в которой основным является эффект многократного рассеяния, будет определяться как

$$\omega_p = \omega_0 \left(\frac{E}{E_s}\right)^{2/3} (L\omega_0)^{1/3} < \omega < \left(\frac{EE_s}{m^2}\right)^2 \frac{1}{L}. \quad (11)$$

Правая часть неравенства следует из $q_s < 1$, а левая из $\frac{1}{q_s} > \left(\frac{E\omega_0}{m\omega}\right)^2$.

Полагая в выражении (11) $\omega = E$, найдем энергию E^* , начиная с которой практически весь тормозной спектр, за исключением самой жесткой части, в которой сказываются квантовые эффекты, будет подавлен явлением многократного рассеяния

$$E > E^* = m \left(\frac{m}{E_s}\right)^2 \cdot mL. \quad (12)$$

В области частот

$$\omega < \omega_p = \omega_0^{1/3} \cdot L^{1/3} \cdot \left(\frac{E}{E_s}\right)^{2/3},$$

$$q = \frac{1}{1 + \left(\frac{E}{m}\right)^2 \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}. \quad (13)$$

Если одновременно выполнено условие

$$\omega < \frac{E}{m} \omega_0, \quad (14)$$

то

$$q \cong q_p = \left(\frac{m}{E}\right)^2 \cdot \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \quad (15)$$

¹ Формула (8а) дает

$$q_s = \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{m^2}{EE_s} \sqrt{\omega L}. \quad (9а)$$

есть область, в которой основную роль играет эффект поляризации среды¹. Подстановка выражения (15) в (4) дает формулу Тер-Микаеляна (3):

$$dl_p \cong \frac{e^2}{3\pi} \cdot \left(\frac{E_s}{E}\right)^2 \cdot \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \cdot \frac{d\omega}{L}, \quad (16)$$

которая в этом случае получается даже с правильным численным коэффициентом.

Условие (13) автоматически приводит к (14) при

$$E > \bar{E} = m \cdot \left(\frac{m}{E_s}\right)^2 \cdot L \omega_0. \quad (17)$$

Отметим, что соотношения (12) и (17) позволяют записать формулы (9) и (15) следующим образом:

$$q_s = \frac{\sqrt{E^* \omega}}{E}; \quad q_p = \left(\frac{E^*}{E}\right)^2 \cdot \frac{\omega^2}{E^2}.$$

Общее выражение для фактора ослабления тормозного излучения (8) можно представить в виде:

$$\frac{1}{q} = 1 + \frac{1}{q_p} + \frac{q}{q_s^2}. \quad (18)$$

Если выполнено условие (11) ($q \ll q_p$ — область многократного рассеяния), то имеем простую формулу

$$\frac{\omega}{E} = \frac{q^2}{1-q} \cdot \frac{E}{E^*}. \quad (19)$$

В частности, $q=1/2$ при $\omega=1/2E$, если $E=E^*$. Грубые оценки всего тормозного спектра можно производить, используя выражения (8), (18) и (19), хотя здесь нельзя ожидать хорошей точности и по существу необходимо применять формулы Мигдала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Померанчук И. Я. «Докл. АН СССР», 92, 535, 735 (1953).
2. Тер-Микаелян М. Л. «Докл. АН СССР», 94, 1033 (1954).
3. Мигдал А. Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 32, 633 (1957); Phys. Rev., 108, 1811 (1956).
4. Фейнберг Е. Л., Померанчук И. Я. Suppl. Nuovo Cimento, 3, 652 (1956).
5. Miesowicz M., Stanisiz O., Wolter W. Bull. Acad. Polon Sci., 111, 4 (1956); Nuovo Cimento, 5, 513 (1957).
6. Варфоломеев А. А., Герасимов Р. И. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 33 (1960).

¹ ω_p является корнем уравнения $q_s(\omega) = q_p(\omega)$.

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ μ -МЕЗОНА

Для выяснения вопроса о характере электромагнитного взаимодействия на расстояниях примерно 10^{-13} см целесообразно исследовать рассеяние частиц высоких энергий (при условии, что их взаимодействие определяется электромагнитными силами).

Общеизвестно, что ядерное взаимодействие характеризуется расстояниями примерно 10^{-13} см. Является ли это обстоятельство «привилегией» сильных взаимодействий или размазка взаимодействия на малых расстояниях есть общий закон? На этот вопрос помогут ответить опыты по рассеянию μ -мезонов на электронах в области высоких энергий. Имеющиеся в настоящее время данные по рассеянию μ -мезонов на электронах относятся к энергиям электронов меньше 10 Бэв (см., например [1—4]), что соответствует передаваемым импульсам менее 50 Мэв/с. До сих пор существенных отклонений от ожидаемых результатов в соответствии с представлениями о точечных частицах и справедливости квантовой электродинамики получено не было. В данной работе анализируется возможность экспериментального изучения рассеяния в области энергий электронов 10+100 Бэв. В качестве источника μ -мезонов большой энергии предполагается использовать космические лучи.

Рассеяние μ -мезонов на электронах описывается следующими соотношениями:

$$E = 2m \frac{p_0^2 \cos^2 \theta}{[m + (p_0^2 + \mu^2)^{1/2}]^2 - p_0^2 \cos^2 \theta} \quad (1)$$

$$\sin \theta = \sqrt{\frac{2m}{E} \cdot \left(1 - \frac{E}{E_{\text{макс}}}\right)}, \quad (2)$$

$$p_{\perp} = \sqrt{2mE \cdot \left(1 - \frac{E}{E_{\text{макс}}}\right)}, \quad (3)$$

$$E_{\text{макс}} = \frac{E_0^3}{E_0 + \frac{\mu^2}{2m}}, \quad (4)$$

где E_0 , p_0 , μ — энергия, импульс и масса μ -мезона до столкновения и E , p , m — энергия, импульс и масса электрона после столкновения, Θ — угол вылета δ -электрона, p_{\perp} — поперечная составляющая передаваемого импульса, $E_{\text{макс}}$ — максимальная энергия, которую μ -мезон может передать электрону. Формулы (2) — (4) справедливы, если $E_0 \sim p_0$ и $E \sim p$ ($\hbar = c = 1$). Полагая $E_0 = p_0$ и $E = p$ и пренебрегая m сравнительно с μ , мы вносим погрешность менее 0,01%.

Дифференциальная вероятность передачи μ -мезоном электрону энергии в интервале $E \div E + dE$ в слое 1 г/см² определяется следующим выражением [5]:

$$\chi(E, E_0) dE = \frac{2Cm}{E^2} \left[1 - \frac{E}{E_{\text{макс}}} + \frac{1}{2} \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 \right] dE, \quad (5)$$

где $C = 0,15 \frac{Z}{A}$. Принимая, что нормированный энергетический спектр космических μ -мезонов в области больших энергий имеет форму [6]

$$N(E_0) = j_0 \frac{(\gamma - 1) E_k^{\gamma - 1}}{(E_k + E_0)^{\gamma}}, \quad (6)$$

где E_k — потери энергии μ -мезона на ионизацию от места зарождения до места наблюдения, j_0 — вертикальный поток μ -мезонов, приходящихся на 1 см² · мин · стерад, получим для дифференциальной вероятности образования космическим μ -мезоном δ -электрона с энергией E

$$\chi'(E, E_0) = \frac{2Cm}{E^2} \left[1 - \frac{E}{E_{\text{макс}}} + \frac{1}{2} \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 \right] \frac{(\gamma - 1) \cdot E_k^{\gamma - 1}}{(E_k + E_0)^{\gamma}}. \quad (7)$$

Рассмотрим вероятность образования δ -электронов с энергией E космическими μ -мезонами всех возможных энергий

$$\omega(E) = \int_{E_{0 \text{ мин}}}^{\infty} \frac{2Cm}{E^2} \left[1 - \frac{E}{E_{\text{макс}}} + \frac{1}{2} \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 \right] \frac{(\gamma - 1) \cdot E_k^{\gamma - 1}}{(E_k + E_0)^{\gamma}} dE_0, \quad (8)$$

где $E_{0 \text{ мин}}$ — минимальная энергия μ -мезона, необходимая для образования δ -электрона с энергией E ; она определяется из

соотношения (4). На уровне моря $E_k=2$, и поэтому ею можно пренебречь (для $E=10$ Бэв $E_{0\text{ мин}}=16,2$ Бэв). В этом случае

$$\omega(E) = \frac{2Cm}{E^2} \left(\frac{E_k}{E_{0\text{ мин}}} \right)^{\gamma-1} \cdot \left[1 + \frac{(\gamma-1)}{(\gamma+1)} \cdot \frac{E}{2E_{0\text{ мин}}^2} \cdot \left(E - \frac{\mu^2}{m} \right) - \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{E}{E_{0\text{ мин}}} \right] \quad (9)$$

Сумма в квадратной скобке мало меняется в зависимости от энергии и равна приблизительно 0,5. После соответствующей замены

$$\omega(E) = \frac{Cm}{E^2} \left(\frac{E_k}{E_{0\text{ мин}}} \right)^{\gamma-1} \quad (10)$$

Среднее квадратичное значение поперечного импульса, передаваемого электронам с энергией E , равно

$$\overline{p_{\perp}^2} = \frac{E_{0\text{ мин}} \int_{E_{0\text{ мин}}}^{\infty} p_{\perp}^2 \cdot \chi'(E, E_0) dE_0}{\int_{E_{0\text{ мин}}}^{\infty} \chi'(E, E_0) dE_0} \quad (11)$$

Полная вероятность образования электронов с энергией выше данной

$$W(E > E_{\text{мин}}) = \int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \omega(E) dE, \quad (12)$$

где $E_{\text{мин}} \div E_{\text{макс}}$ — выбранный интервал энергий электронов. При интегрировании функции $\omega(E)$ нужно учесть, что $E_{0\text{ мин}} = f(E)$; вид этой функции можно найти из соотношения (4). Результаты вычислений $\omega(E)$, $W(E)$ и $\overline{p_{\perp}} = \sqrt{\overline{p_{\perp}^2}}$ приведены в табл. 1.

Таблица 1

E , Бэв	$\omega(E)$	$W(E)$	$\overline{p_{\perp}}$, Мэв/с
10	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$7,91 \cdot 10^{-8}$	80
20	$0,183 \cdot 10^{-8}$	$1,61 \cdot 10^{-8}$	110
30	$0,0518 \cdot 10^{-8}$	$0,63 \cdot 10^{-8}$	130
40	$0,0211 \cdot 10^{-8}$	$0,333 \cdot 10^{-8}$	140
50	$0,0103 \cdot 10^{-8}$	$0,2 \cdot 10^{-8}$	160
70	$0,0035 \cdot 10^{-8}$	$0,09 \cdot 10^{-8}$	190
100	$0,0011 \cdot 10^{-8}$	$0,039 \cdot 10^{-8}$	220

Для измерения энергии δ -электронов предполагается использовать ионизационный калориметр [7]. Этот прибор может иметь площадь в несколько квадратных метров, что весьма существенно для постановки эксперимента. Для оценки возможной статистики зададимся следующими величинами: толщина мишени, в которой происходит μ - e -рассеяние, $l=20$ г/см²; светосила установки $\Omega=5,5 \cdot 10^4$ см²·стерад (это соответствует площади калориметра 9 м²); поток μ -мезонов на уровне моря $j_0=0,5\mu$ (см²·стерад·мин)⁻¹. Полное число δ -электронов с энергией больше E , которое регистрирует калориметр, составляет

$$N(E) = W(E) \Omega \cdot l \cdot t j_0. \quad (13)$$

Для $E=10$ Бэв $N \simeq 60 t$, где t — время, сутки. Таким образом, менее чем за год можно набрать достаточное количество материала.

Результаты изучения μ - e -рассеяния можно использовать для оценки возможной структуры μ - e -системы. В первом приближении влияние структуры сводится к умножению дифференциального сечения (7) на произведение двух функций $F_1(q^2) \cdot F_2(q^2)$ от квадрата четырехмерного передаваемого импульса. Для сравнительно малых передаваемых импульсов функции F зависят от комбинации $q^2 a^2$, и их можно разложить в ряд по степеням $q^2 a^2$

$$F(q^2) = 1 - \frac{q^2 a^2}{6}, \quad (14)$$

где a — средний квадратичный радиус распределения электрического заряда в частице. С хорошей точностью можно положить $q^2 \approx p_{\perp}^2$. С учетом форм-фактора при пренебрежении квадратичными членами дифференциальное сечение рассеяния будет иметь вид

$$\chi_1'(E, E_0) = \chi'(E, E_0) \left(1 - \frac{p_{\perp}^2 a^2}{3}\right). \quad (15)$$

Интегральная вероятность

$$w_1(E) = \int_{E_0 \text{ мин}}^{\infty} \chi'(E, E_0) \left(1 - \frac{p_{\perp}^2 a^2}{3}\right) dE_0. \quad (16)$$

Влияние форм-фактора будет характеризоваться отклонением в выражениях вероятности

$$\frac{\Delta w}{w} = \frac{w(E) - w_1(E)}{w(E)} = \frac{a^2}{3} \frac{\int_{E_0 \text{ мин}}^{\infty} p_{\perp}^2 \chi'(E, E_0) dE_0}{\int_{E_0 \text{ мин}}^{\infty} \chi'(E, E_0) dE_0}. \quad (17)$$

Отношение интегралов есть средний квадрат передаваемого импульса (11), следовательно,

$$\frac{\Delta w}{w} = \frac{a^2 p_{\perp}^2}{3} \quad (18)$$

В табл. 2 приведены значения $\Delta w/w$ (в %) в зависимости от a и E .

Таблица 2

a , ферми	Энергия E , Бэв						
	10	20	30	40	50	70	100
0,3	0,45	0,85	1,25	1,6	2	2,8	4
0,4	0,8	1,5	2,2	2,9	3,5	5	7
0,5	1,25	2,4	3,5	4,5	5,5	7,7	11
0,6	1,8	3,4	5	6,4	7,8	12	16
0,7	2,5	4,7	6,8	8,8	11	15	21

Как видно из табл. 2, отклонения, связанные с возможным существованием структуры μ - e -системы, не превышают нескольких процентов при разумных значениях E и a . Сумма всех возможных ошибок должна быть меньше этой величины. Основные погрешности связаны с ошибками в измерении энергии δ -электрона, а также с неточным знанием спектра космических мюонов.

Ошибка в измерении энергии можно учесть, введя вероятность получения в эксперименте величины E' вместо E , которая дается нормальным распределением Гаусса

$$\varphi(E', E) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(E' - E)^2}{2\sigma^2}} \quad (19)$$

(σ — средняя квадратичная ошибка). Полная вероятность получения на опыте значения E' вместо всех E , лежащих в интервале энергий E_1 — E_2 и распределенных по закону $w(E)$

$$\Phi(E') = \int_{E_1}^{E_2} \varphi(E', E) w(E) dE; \quad (20)$$

E_1 и E_2 выбираются из условия

$$\begin{aligned}\varphi(E', E_1) &\ll 0,01, \\ \varphi(E', E_2) &\ll 0,01.\end{aligned}\quad (21)$$

От ошибки, связанной с неточным знанием спектра космических μ -мезонов, можно избавиться различными путями. Одной возможностью является уточнение спектра (с точностью лучше 1%) независимыми методами. Другая возможность заключается в исследовании μ - e -рассеяния глубоко под землей ($E_k \gg E$). В этом случае спектр слабо зависит от γ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Lloyd J. L., Wolfendale A. W. Proc. Phys. Soc., A73, 178 (1959).
 2. Lovati A., Mura A., Succi C. Nuovo Cimento, 11, 92 (1954).
 3. Narayan S., Ramanamurty P. V., Sahiar A. B., Sreekanthan B. V. Nuovo Cimento, 5, 1773 (1957).
 4. Deery R. F., Neddermeyer S. H., Curtis S. B. Bulletin of the amer. phys. soc. Series 2, 4, 458 (1959).
 5. Vhabha H. Y. Proc. Roy. Soc., 154, 257 (1935).
 6. Беленький С. З. Лавинные процессы в космических лучах. М.—Л., 1948, стр. 211.
 7. Григоров Н. Л., Мурзин В. С., Раппопорт И. Д. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 34, 506 (1958).
-

ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ μ -МЕЗОНОВ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ¹

ВВЕДЕНИЕ

Известно [1, 2, 3, 4], что поток космических μ -мезонов обладает некоторой степенью поляризации. Эта поляризация естественным образом возникает из механизма рождения μ -мезона, и степень ее связана с видом энергетического спектра родительских μ -мезонов [5, 6]. Так, при изменении показателя спектра генерации π -мезонов γ с 2 до 3 степень поляризации μ -мезонов изменяется от 0,26 до 0,34. Таким образом, изучение поляризации потока μ -мезонов может пролить свет на механизм генерации μ -мезонов больших энергий в верхних слоях атмосферы. В частности, если в генерации μ -мезонов существенную роль играют K -мезоны, метод измерения поляризации позволяет сделать заключение об относительном вкладе $K \rightarrow \mu$ - и $\pi \rightarrow \mu$ -распадов [5, 7]. Кроме того, знание степени поляризации «пучка» космических μ -мезонов может оказаться полезным при постановке и планировании различных экспериментов с μ -мезонами.

В настоящее время наиболее точно измерена степень поляризации μ -мезонов для импульсов $P_\mu = 300 \div 500$ Мэв/с на уровне моря (это соответствует энергии примерно 2 Бэв при рождении μ -мезона [8]).

Измерения поляризации при больших значениях P_μ проведены с недостаточной статистической точностью [3, 4], что не позволяет сделать каких-либо окончательных выводов относительно изменения поляризации μ -мезонов с их энергией. Это связано с тем обстоятельством, что получение достаточной статистической точности в измерении поляризации при больших энергиях μ -мезонов представляет собой весьма сложную задачу из-за сильного уменьшения потока μ -мезонов

¹ Предварительные данные работы доложены на Конференции по космическим лучам, Москва, 1959 г.

($\sim P_{\mu}^{-3}$) с уменьшением энергии. Можно, однако, утверждать, что имеются указания [3] на некоторый рост степени поляризации с увеличением энергии.

Экспериментальная установка

Наиболее эффективным методом измерения степени поляризации является измерение углового распределения позитронов распада при остановке μ -мезона. Вид этого распределения дается выражением

$$F(\vartheta, \epsilon) d\vartheta d\epsilon = \frac{\epsilon^2}{4\pi} [(3 - 2\epsilon) - \eta(2\epsilon - 1) \cos \vartheta] d\epsilon d\Omega, \quad (1)$$

где ϑ — угол между направлением вылета позитрона и вектором импульса P_{μ} . ϵ — энергия электрона в единицах максимальной энергии $\epsilon_{\text{макс}} = 53,4 \text{ Мэв}$, η — степень поляризации.

При распаде μ -мезона в некоторой мишени конечных размеров угловое распределение позитронов, естественно, будет отличаться от выражения (1), описывающего распад в пустоте. Для того чтобы угловое распределение регистрируемых в эксперименте позитронов сохранило вид

$$f(\vartheta) \sim 1 - a\eta \cos \vartheta \quad (2)$$

(a — фактор, зависящий от геометрии эксперимента, эффективности регистрации позитронов и т. п.), необходимо экспериментальное устройство, обладающее эффективностью, не зависящей от угла вылета позитрона ϑ , т. е.

$$a \neq \varphi(\vartheta). \quad (3)$$

Практически условие (3) осуществляется следующим образом (рис. 1). Мишенью, в которой останавливаются μ -мезоны, служит цилиндр a диаметром 4 см. Известно, что при остановке отрицательных μ -мезонов в веществе происходит их практически полная деполяризация. Поэтому, чтобы выделить распады только μ^+ -мезонов, применяется медная мишень, в которой μ^- -мезоны поглощаются ядрами Cu (время μ^- -мезонов в меди $\ll 10^{-6}$ сек).

Остановки μ -мезонов в мишени выделяются рядами счетчиков № 1, 2 и 3 (событие 123). Мишень a окружена пятью концентрическими слоями счетчиков b , работающих в режиме управляемого импульсного питания [9, 10]. Каждый из счетчиков b снабжен сигнальной ячейкой (рис. 2) с неоновой лампой МТХ-90. Ряды счетчиков b образуют e -годоскоп, а ряд g — μ -годоскоп. Между первым и вторым рядами расположено 10 см свинца, чтобы не загружать установку остановками электронов космических лучей. Остановка μ -мезона в

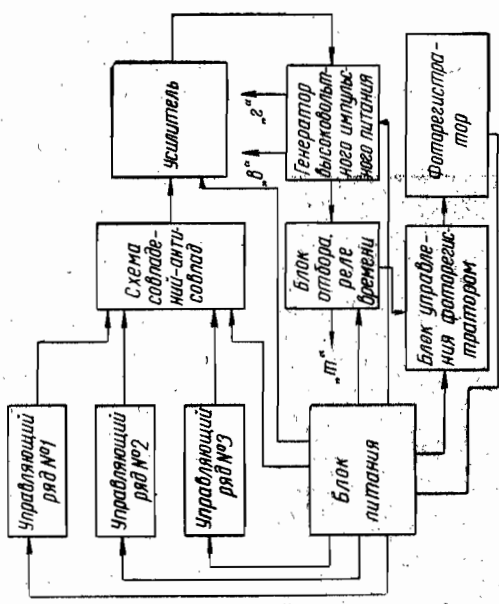
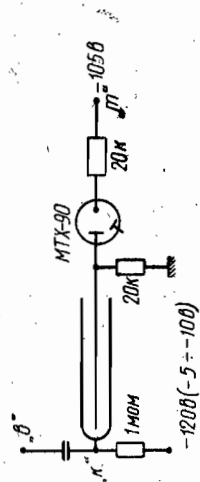


Рис. 2. Блок-схема электроники.

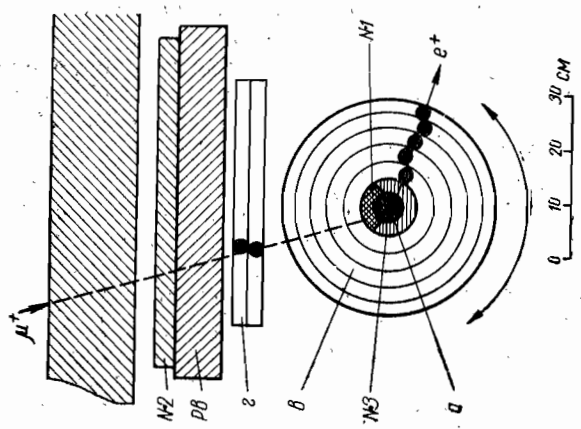


Рис. 1. Экспериментальная установка.

мишени (событие $12\bar{3}$) запускает генератор импульсного питания (см. рис. 2), подающий высоковольтный импульс на счетчики v и z ; при этом счетчики z регистрируют μ -мезон (с эффективностью 100%), а счетчики v — только позитрон распада [10], если он вылетит из мишени в интервале времени 0,7–5,2 мксек после остановки μ -мезона; эффективность регистрации μ -мезона счетчиками v менее 10^{-6} . Типичная картина $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распада показана на рис. 3. При обработке отбираются фотографии распада, содержащие не менее трех лежащих на прямой загораний в e -годоскопе с обязательным срабатыванием внутреннего и внешнего слоев счетчиков v .

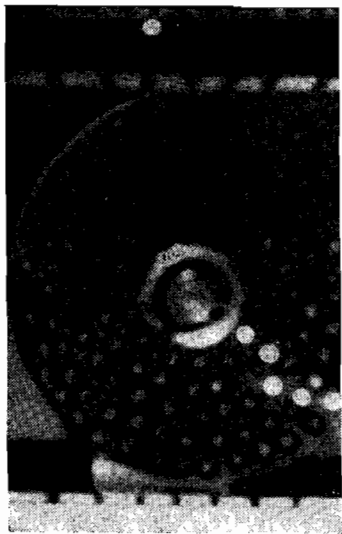


Рис. 3. Фото $\mu \rightarrow e$ -распада.

Таким образом, фотография распада дает возможность измерить не угол между направлениями позитрона и μ -мезона, а его проекцию Θ на вертикальную плоскость. Однако можно показать, что угловое распределение позитронов будет по-прежнему иметь вид, аналогичный (2)

$$f(\Theta) \sim 1 - b\eta \cos \Theta. \quad (4)$$

При $b \neq \varphi(\Theta)$, что выполняется для данной установки¹, из экспериментально определенного углового распределения позитронов $f(\Theta)$ можно легко получить $b \cdot \eta$, а следовательно, и степень поляризации η .

Точность в определении угла зависит главным образом от геометрических размеров счетчиков v и составляет 6° .

Фон ложных распадов, имитирующих $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распад в мишени, складывается из следующих факторов: 1) регистрация траектории μ -мезона счетчиками v ; вероятность этого события, отнесенная к вероятности регистрации $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распада, менее 10^{-4} ; 2) случайное совпадение остановки μ -мезона и прохождения не связанной с ним частицы, идущей в направлении мишени (оценка вероятности этого события дает величину менее $5 \cdot 10^{-4}$); 3) распад μ -мезона в веществе счетчиков v под мишенью (это явление возможно из-за некоторой неэффективности системы антисовпадений, вероятность его менее 10^{-3}); 4) распад μ -мезона в веществе счетчиков ряда 1 (вероятность этого события менее 10^{-2}).

¹ Для устранения возможной асимметрии в приборе, связанной с работой счетчиков, система v периодически поворачивается вокруг мишени.

Таким образом, фон ложных распадов в мишени пренебрежимо мал.

Результаты измерений и их обсуждение

За 5200 ч измерений было зарегистрировано 7798 $\mu \rightarrow e$ -распадов. При этом проводились измерения для трех различных значений энергии μ -мезона, равных 0,3; 1,05; 1,55 Бэв на уровне моря. Энергия μ -мезонов, распавшихся в установке, определялась слоем легкого строительного вещества, расположенного над установкой¹.

На рис. 4 показаны угловые распределения позитронов распада для трех значений импульса P_μ . Обработка этих угловых распределений методом наибольшего правдоподобия

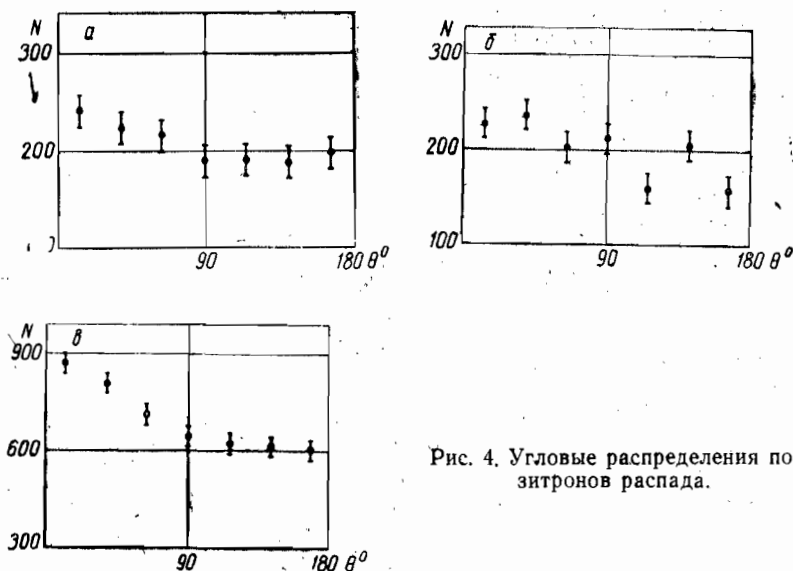


Рис. 4. Угловые распределения позитронов распада.

позволяет вычислить величину $b \cdot \eta$. Фактор b зависит от параметров данной установки (толщины и материала мишени, геометрии установки и т. п.), а также от характеристик $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распада (спектра позитронов, соотношения пробега к энергии для позитронов и т. п.) и представляет собой коэффициент при $\cos\theta$ в экспериментальном угловом распределении позитронов [4] для случая, когда поляризация μ -мезонов $\eta=1$. Расчет фактора b для данной установки приведен в приложении к статье.

¹ Приводимые значения энергии определены из условия вертикального вхождения μ -мезона в мишень.

В таблице приведены экспериментальные результаты.

Таблица

Энергия, $Bэв$	Число распадов	η^*	η'
0,3	1415	$0,30 \pm 0,08$	0,24
1,05	1483	$0,40 \pm 0,08$	0,33
1,55	4900	$0,40 \pm 0,05$	0,335

Согласно данным работы [8], μ -мезоны, имеющие на уровне моря энергии 0,3; 1,05; 1,55 $Bэв$ соответственно рождаются в верхних слоях атмосферы и имеют в момент рождения импульсы $P_{\mu}^* \cong 2; 3; 4 Bэв/c$ соответственно (эти цифры соответствуют некоторым средним значениям P_{μ}^*). При торможении от места рождения до места остановки μ -мезоны испытывают некую деполяризацию. Поэтому поляризация μ -мезона в момент рождения

$$\eta^* = \frac{\eta}{K_{атм} K_{ост}} \quad (9)$$

Здесь $K_{атм}$ — коэффициент деполяризации в атмосфере, примерно равный 0,95 [6], $K_{ост}$ — коэффициент, учитывающий возможную деполяризацию μ -мезона после остановки; согласно данным, полученным в экспериментах на ускорителе, $K_{ост} = 1$.

Наличие некоторой слабой деполяризации после остановки в меди [7], благодаря которой $K_{ост} < 1$, установлено недостаточно надежно, поэтому будем считать, что $K_{ост} = 1$.

Величина степени поляризации при энергии 0,3 $Bэв$ хорошо согласуется с предыдущими измерениями [1, 2, 4].

Если основываться на предположении о том, что μ -мезоны рождаются только π -мезонами, то можно предсказать значения поляризации, ожидаемые для данных значений P_{μ} . Основываясь на значениях γ для спектра генерации π -мезонов, полученных путем пересчета из известного энергетического спектра μ -мезонов на уровне моря, можно получить ожидаемую степень поляризации η' согласно данным работы [11]. Значения η^* и η' также приведены в таблице. Из таблицы видно, что полученные значения поляризации несколько превосходят ожидаемые величины с ростом энергии μ -мезона. Это превышение, по-видимому, связано с тем обстоятельством,

что при увеличении энергии в процессах генерации μ -мезонов, кроме $\pi \rightarrow \mu$ -распада, может играть роль и $K \rightarrow \mu$ -распад. μ -Мезоны, рожденные при $K \rightarrow \mu$ -распаде, имеют при некоторых разумных предположениях о спектре K -частиц поляризацию, близкую к 1, поэтому даже незначительная примесь μ -мезонов, рожденных в $K \rightarrow \mu$ -распаде, может сильно повлиять на результирующую степень поляризации «пучка» космических μ -мезонов.

Весьма интересными явились бы измерения поляризации космических μ -мезонов при еще больших энергиях.

Авторы благодарны А. И. Алиханяну за постоянный интерес к работе, а также Г. Моисееву за помощь в обработке экспериментальных данных.

ПРИЛОЖЕНИЕ

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА АСИММЕТРИИ

Считая, что все мезоны падают на мишень строго вертикально и имеют 100%-ную поляризацию, получим

$$b = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{k-1}{k+1},$$

где $k = \frac{\omega_{\uparrow}}{\omega_{\downarrow}}$ (ω_{\uparrow} — вероятность позитрону вылететь в верхнюю полусферу и пройти через e -родоскоп, ω_{\downarrow} — аналогичная вероятность вылететь в нижнюю полусферу, $\omega_{\uparrow(\downarrow)}$ записывается в виде следующего семикратного интеграла:

$$\omega_{\uparrow(\downarrow)} = \int_0^1 d\varepsilon \int_0^{r_{\max}} dr \int_{\psi_{\min}}^{\psi_{\max}} \sin \psi d\psi \int_0^{\pi(2\pi)} d\varphi \int_0^A \rho d\rho \int_0^L dz \int_0^{2\pi} d\alpha \cdot F(\varepsilon, r),$$

где ρ, α, z — координаты места остановки и распада μ -мезона в мишени (медный цилиндр) в цилиндрической системе координат;

φ, ψ — углы вылета позитрона распада;

ψ — угол между импульсом позитрона и осью цилиндра;

φ — угол в плоскости, перпендикулярной к оси z , между проекцией импульса и горизонталью;

ε — энергия позитрона в единицах максимальной энергии ε_{\max} ;

$r = r(\varepsilon)$ — пробег позитрона с энергией ε ;

A и L — радиус и длина медного цилиндра.

Подынтегральная функция F является произведением функции (1), приведенной к выбранной координатной системе, на функцию Гаусса, дающую вероятность позитрону иметь

пробег r :

$$F(e, r) = \frac{e^2}{4\pi} [(3 - 2e) + (2e - 1) \sin \psi \cdot \sin \varphi] \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi s}} \cdot e^{-\frac{(r - \bar{r})^2}{2s^2}};$$

$\bar{r} = \bar{r}(e)$ и s вычисляются по формулам Вильсона [12].

Геометрия установки учитывается пределами интегрирования по α , z , ϱ , φ и ψ , а также условием выхода позитрона из мишени, записываемым следующим образом:

$$\rho^2 - A^2 + r^2 \sin^2 \psi + 2rp \sin \psi \cos(\varphi - \alpha) = 0.$$

Вычисление этих интегралов было выполнено при помощи электронной счетной машины Физического института АН СССР. В результате было получено $w \uparrow = 0,1125$, $w \downarrow = 0,0666$. В приведенном расчете не учтены следующие два эффекта, которые были оценены дополнительно:

1. Учет плотности остановок по длине медного цилиндра. В вышеприведенном расчете считалось, что μ -мезоны останавливаются в мишени равномерно по длине z . На самом деле конечность рядов гейгеровских счетчиков 1 и 2 приводит к некоторому распределению плотности остановок $f(z)$, максимальной при $z = L/2$ и минимальной при $z = 0$ и $z = L$. Поправка за счет этого эффекта в $k = \frac{w \uparrow}{w \downarrow}$ не превышает 1%.

2. Учет вещества счетчиков e -годоскопа. Позитрон для регистрации в e -годоскопе должен пройти пять рядов счетчиков МС-9 (0,093 радиационной единицы стекла); так как в верхнюю полусферу вылетают преимущественно энергичные позитроны, а в нижнюю — малоэнергичные, учет вещества счетчиков приводит к возрастанию коэффициента k . Оценка этого эффекта дала поправку 5%.

В итоге имеем $k = 1,77$, $b = 0,436$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Clark, Hersil. Phys. Rev., 108, 1538 (1957).
2. Johnson. Polarization of cosmic ray muons at sea level, Saint Louis, Missouri, 1959.
3. Долгошеин Б. А., Лучков Б. И., Ушаков В. И. и др. Доклад на Международной конференции по космическим лучам. М., 1959.
4. Морозов, Канавец. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 39, 796 (1960).
5. Гольдман И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 34, 1017 (1958).
6. Nakawara S. Phys. Rev., 108, 1533 (1957).
7. Johnson. Доклад на Международной конференции по космическим лучам. М., 1959.
8. Гольдман И., Гарбин И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 34, 1017 (1958).
9. Вишняков, Тяпкин. «Атомная энергия», № 10, 1957.
10. Долгошеин Б. А., Лучков Б. И., Ушаков В. И. ПТЭ, № 1, 1960.
11. Березинский В., Долгошеин Б. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.» 71, 42, 1084 (1962).
12. Wilson R. Phys. Rev., 98, 100 (1954).

Q ТЕРМОДИНАМИКЕ МНОЖЕСТВЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

К настоящему времени имеется ряд теорий множественного образования частиц, основывающихся на статистическом подходе к этому явлению. Можно показать [1], что результаты этих теорий (по крайней мере тех из них, которые будут упомянуты) получаются как частные случаи, вытекающие из общего выражения для вероятности множественного рождения частиц.

Ковариантная форма вероятности образования N частиц при взаимодействии двух частиц высокой энергии имеет вид:

$$W_N = \int \dots \int \Phi(K_0, k_1 \dots k_N) \delta^4(K_0 - \sum_{j=1}^N k_j) \times \\ \times \prod_{j=1}^N \delta(k_j^2 - m_j^2) d^4 k_j. \quad (1)$$

Здесь K_0 — 4-импульс начального состояния; k_j — 4-импульс j -й образующейся частицы; Φ — некоторая инвариантная функция 4-импульсов.

Предположение о статистической независимости состояний образующихся частиц позволяет представить Φ в виде произведения функций, зависящих только от координат каждой отдельной частицы и 4-импульса начального состояния

$$\Phi(K_0, k_1 \dots k_N) = \prod_{j=1}^N \Psi_j(K_0, k_j), \quad (2)$$

* Здесь фактически первоначальные взаимодействующие частицы (нуклоны) не предполагаются выделенными. Существует, однако, точка зрения, в соответствии с которой нуклоны предполагаются энергетически выделенными частицами. В этом случае вероятность (1) записывается в виде:

$$W_N \sim \int \dots \int \delta^4(K - \sum_{j=3}^N k_j) \cdot A(K_1, K_2) \prod_{j=3}^N \Psi_j(K_0, k_j) \delta(k_j^2 - m_j^2) d^4 k_j,$$

где $K = K_0 - K_1 - K_2$; K_1, K_2 — 4-импульсы обоих нуклонов; A — некоторая функция.

причем для получения результатов различных статистических теорий достаточно изменить соответствующим образом значения двух параметров в выражении для функции Ψ_j , принятом в следующем виде:

$$\Psi_j = C \cdot \frac{(K_{0\nu} k_\nu)^q}{(\sqrt{K_{0\nu} K_{0\nu}})^s} \quad (3)$$

(суммирование по ν). Здесь C — постоянная, не зависящая от K_0 и k_j .

Оказывается, что если несколько видоизменить выражение (1) для вероятности рождения N частиц и рассматривать его затем как некую обобщенную форму микроканонического распределения, то результаты всех указанных теорий можно получить при помощи термодинамических соотношений, беря конкретную для каждой теории форму упомянутого микроканонического распределения¹. Для этого, учитывая, что после интегриации по четвертой компоненте импульсов частиц соотношение (1) превращается в следующее:

$$W_N = \int \dots \int \delta^4(K_0 - \sum_{j=1}^N k_j) \prod_{j=1}^N \Psi_j(K_{0j}, k_j) \frac{d^3 p_j}{\epsilon_j}, \quad (4)$$

перейдем в систему центра инерции сталкивающихся частиц, где функции Ψ_j принимают вид:

$$\Psi_j = C \cdot \frac{\epsilon_j^q}{E_0^{s-q}} \quad (5)$$

Формально выражение (4) приводит к множественности предсказываемой теорией Ферми, если положить в выражении (5) $s=2$, $q=1$. При этом если придать множественным процессам наглядный смысл образования частиц в некотором объеме V , положив $V \sim \frac{1}{E_0}$ [2], то та же вероятность, отнесенная к единице объема, следовательно, в случае теории Ферми дается выражением (4), но с функциями

$$\Psi_j = \text{const} \cdot \epsilon_j.$$

В дальнейшем будем и в общем случае считать, что выражение (4) с функциями

$$\Psi_j = \text{const} \cdot \epsilon_j^q \quad (6)$$

¹ При этом предполагается заранее, что множественность растет с ростом энергии и имеются в виду такие большие энергии, что статистическое рассмотрение возможно.

представляет собой вероятность рождения N частиц, отнесенную к единице объема. Нетрудно видеть в таком случае, что при $q=1$ (это соответствует теории Ферми) выражение под интегралом в соотношении (4) есть не что иное, как обычное микроканоническое распределение для замкнутой системы с энергией E_0 на единицу объема

$$\rho = \text{const} \cdot \delta(E_0 - \sum_{j=1}^N \varepsilon_j) \cdot \prod_{j=1}^N d^3 p_j. \quad (7)$$

Поскольку другие статистические теории получаются из принятого общего выражения (1) соответствующим изменением функций Ψ_j , то мы будем вообще рассматривать подынтегральное выражение в формуле (4) как некую обобщенную форму микроканонического распределения с функциями Ψ_j в виде соотношения (6)

$$\rho = \text{const} \cdot \delta(E_0 - \sum_{j=1}^N \varepsilon_j) \prod_{j=1}^N \Psi_j(E_0, \varepsilon_j) \frac{d^3 p_j dV_j}{\varepsilon_j}. \quad (8)$$

Непосредственно получаем отсюда аналог распределения Гиббса, считая, что число квантовых состояний, приходящихся на элемент объема фазового пространства $\Delta p \Delta q$, равно не $\frac{\Delta p \Delta q}{(2\pi\hbar)^n}$, где n — число степеней свободы системы, а $\Psi_j \frac{\Delta p \Delta q}{\varepsilon_j (2\pi\hbar)^n}$, т. е. $\frac{\Psi_j}{\varepsilon_j}$ играет роль статистического веса, определяющего неэквивалентность точек фазового пространства. При этом функция распределения для отдельной подсистемы получается из равенства (7) интегрированием по остальным $N-1$ координатам

$$\rho_i = \Psi_i \frac{d^3 p_i d^3 q_i}{\varepsilon_i} \text{const} \int \delta(E_0 - E' - \varepsilon_i) d\Gamma'$$

(штрих относится ко всей системе за вычетом i -й подсистемы),

$$\begin{aligned} \rho_i &= \Psi_i \frac{d^3 p_i d^3 q_i}{\varepsilon_i} \text{const} \int \delta(E_0 - E' - \varepsilon_i) \frac{d\Gamma'}{dE'} dE' = \\ &= \Psi_i \frac{d^3 p_i d^3 q_i}{\varepsilon_i} \text{const} \frac{e^{\sigma'(E_0 - \varepsilon_i)}}{\Delta E' (E_0 - \varepsilon_i)}; \end{aligned}$$

(энтропия $\sigma = \ln \Delta \Gamma$).

Далее, как обычно, функция σ' раскладывается в ряд по ε_i

$$\sigma'(E_0 - \varepsilon_i) \approx \sigma'(E_0) - \varepsilon_i \frac{\partial \sigma'}{\partial E'}(E_0).$$

Температура T определяется соотношением

$$\frac{\partial \sigma'}{\partial E'} \equiv \beta = \frac{1}{T}.$$

В результате «каноническое» распределение для подсистемы имеет вид

$$\rho_i = \text{const} \cdot \frac{\Psi_i(E_0, \varepsilon_i)}{\varepsilon_i} \cdot e^{-\varepsilon_i \beta} d^3 p_i d^3 q_i \quad (9)$$

(константа определяется условием нормировки).

Переходя к статистике систем с переменным числом частиц, вводим термодинамический потенциал Ω и заменяем $e^{-\varepsilon_i \beta}$ на $e^{\mu n \beta - \varepsilon_i n \beta}$, где i — номер состояния отдельной частицы, n — число частиц в этом состоянии. Для бозе-систем распределение по числам заполнения выглядит следующим образом:

$$dN(\varepsilon) = \frac{\Psi(E_0, \varepsilon)}{\varepsilon \left(e^{\frac{\varepsilon - \mu}{T}} - 1 \right)} d^3 p dV.$$

В равновесии полагаем $\mu = 0$, и окончательно число частиц в состоянии с энергией ε таково:

$$dN(\varepsilon) = \frac{\Psi(E_0, \varepsilon)}{\varepsilon \left(e^{\frac{\varepsilon}{T}} - 1 \right)} d^3 p dV. \quad (10)$$

Отметим, что аналогичный результат был получен другим способом в работе Ито и Танака [4].

Рассмотрим релятивистский случай $\varepsilon \approx p$ и рассчитаем полное число частиц (множественность), взяв Ψ в форме (6). При этом множественность получается из выражения (10) интегрированием по всем возможным состояниям

$$N = \int dN = 4\pi VC \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{q+1}}{e^{\frac{\varepsilon}{T}} - 1} d\varepsilon. \quad (11)$$

Полная энергия E_0

$$E_0 = \int \varepsilon dN = 4\pi VC \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{q+2}}{e^{\frac{\varepsilon}{T}} - 1} d\varepsilon. \quad (12)$$

Введя термодинамический потенциал Ω , можно получить уравнение состояния для рассматриваемого релятивистского газа частиц.

Действительно,

$$\begin{aligned} \Omega &= TV \int_0^{\infty} \ln \left(1 - e^{-\frac{\varepsilon}{T}} \right) \frac{\Psi}{\varepsilon} 4\pi \varepsilon^2 d\varepsilon = \\ &= -4\pi VC \int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{\varepsilon}{T}}}{1 - e^{-\frac{\varepsilon}{T}}} \frac{1}{q+2} \varepsilon^{q+2} d\varepsilon. \end{aligned} \quad (13)$$

Сравнивая с соотношением (12), видим, что

$$\Omega = -\frac{1}{q+2} E_0.$$

Учитывая, что $\Omega = -pV$, можно записать уравнение состояния в виде:

$$pV = \frac{1}{q+2} E_0. \quad (14)$$

Теперь, выразив при помощи термодинамических соотношений температуру T через энергию E_0 и объем V , получим для множественности следующую зависимость:

$$N \sim E_0^{\frac{q+2}{q+3}} \cdot V^{\frac{1}{q+3}}. \quad (15)$$

Для теории Ферми, как указывалось, $q=1$, причем объем $V \sim \frac{1}{E_0}$, откуда получаем зависимость множественности от первоначальной энергии сталкивающихся частиц в системе их центра инерции

$$N \sim E_0^{1/2}.$$

В случае теории Шриваставы и Сударшана (ШС), где q полагается равным 0, а объем не зависит от энергии, множественность как функция энергии имеет вид:

$$N \sim E_0^{2/3}.$$

Если q положить равным ∞ и $V \sim \frac{1}{E_0}$, то в лабораторной системе

$$N \sim E_0^{1/2}_л.$$

Подобная множественность предсказывается теорией Гейзенберга [5].

Уравнение состояния для множественно рождающихся частиц в общем случае (14) накладывает определенные ограничения на параметр q . Именно, поскольку для всех реаль-

ных систем в релятивистской области должно выполняться соотношение $\rho V \leq \frac{1}{3} E$, то, следовательно, q может изменяться во всяком случае в пределах

$$1 \leq q \leq \infty. \quad (16)$$

Однако для теории (ШС) $q=0$, что, быть может, указывает на внутреннюю противоречивость этой теории.

Если предположить определенную связь между объемом и энергией $V \sim \frac{1}{E_0} E$ ¹⁾, то зависимость множественности от энергии приобретает вид:

$$N \sim E_0^v = E_0^{\frac{q+1}{q+3}}.$$

При этом, учитывая интервал (16) изменения параметра q , получаем область значений показателя степени в выражении для N , как функции энергии

$$\frac{1}{2} \leq v \leq 1. \quad (17)$$

Отсюда, в частности, можно заключить, что множественности, предсказанные теориями Ферми — Ландау [6] и Гейзенберга [5], являются в известном смысле одинаково допустимыми, с той, однако, разницей, что теории Ферми соответствует привычное микроканоническое распределение. Кроме того, уравнение состояния, соответствующее этой теории, тождественно с уравнением состояния релятивистского газа.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В. М. Максименко за активное обсуждение вопросов, затронутых в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Максименко В. М., Розенталь И. Л. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **39**, 754 (1960).
2. Fermi E. Prog. Theor. Phys., **5**, 570 (1950).
3. Srivastava P. P., Sudarshan G. Phys. Rev., **110**, 765 (1958).
4. Ito D., Tanaka H. Nuovo Cimento, **7**, Suppl. 1, 91 (1958).
5. Heisenberg W. Zs. f. Phys., **133**, 65 (1952).
6. Ландау Л. Д. «Изв. АН СССР, сер. физ.», **17**, 51 (1953).
7. Милехин Г. А. Диссертация, ФИАН (1959).
8. Милехин Г. А. Сб. трудов Моск. конференции по космическим лучам, Т. I, 223 (1960).

¹⁾ На это указывают некоторые кинематические [2] и гидродинамические [7] соображения.

²⁾ Этот вывод был получен ранее [8] из иных рассуждений, основанных на гидродинамической теории множественного образования частиц.

О РОЛИ СЛОЖНЫХ ЯДЕР В ВОЗНИКНОВЕНИИ И РАЗВИТИИ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ

В последнее время внимание ученых привлечено к флуктуации различных параметров широких атмосферных ливней (доли энергии, заключенной в стволе ливня, отношения чисел протекающих частиц и электронов и т. д.). Обычно эти флуктуации интерпретируются качественно как следствия флуктуаций высот зарождения ливней [1] (высоты, где происходит первое столкновение) или характеристик элементарного акта [2]. В настоящей работе анализируется идея о возможной связи флуктуаций в широких ливнях с различием в характеристиках столкновений нуклонов и более тяжелых ядер, входящих в состав первичной компоненты космического излучения, с ядрами атомов воздуха.

Здесь сразу же возникает вопрос об отсутствии противоречия такой точки зрения с экспериментальными данными о малом процентном содержании сложных ядер в первичной компоненте. В действительности (см. таблицу) доля тяжелых ядер мала лишь в зарядовом распределении частиц с энергией, приходящейся на один нуклон. Нас же интересует сопоставление потоков частиц с различными зарядами, но одинаковыми полными энергиями. Падающий характер энергетического спектра первичных частиц существенно изменяет распределение заряда в пользу сложных ядер (см. последнюю колонку таблицы).

Из таблицы видно, что если предположить одинаковое изменение спектра вплоть до самых больших энергий, то потоки сложных ядер и нуклонов тех же энергий отличаются значительно меньше. Дополнительные коррективы в зарядовое распределение может внести изменение энергетического спектра. Таким образом, можно выдвинуть правдоподобную гипотезу о существовании доли сложных ядер в первичной компоненте большой энергии¹.

¹ Возможное влияние тяжелых ядер на развитие ливней рассматривается в недавно вышедшей статье Питерса (Труды конференции по космическим лучам. Т. 3, М., Изд-во АН СССР, 1960.)

Дальнейшая наша цель будет заключаться в качественном (или в лучшем случае в полуколичественном) сопоставлении характеристик ливней, образованных нуклонами и сложными ядрами. На первом этапе нецелесообразно учитывать распределение первичной компоненты высокой энергии по зарядам

Элемент	Относительное число ядер с равной энергией на нуклон	Относительное число ¹ ядер с равной полной энергией
H	1	1
He	0,07	0,5
Li, Be, B	0,002	0,05
C, N, O	0,005	0,2
$Z \geq 10$	0,003	0,5

¹ Предполагается, интегральный энергетический спектр первичной компоненты выражается степенной функцией $E_0^{-\gamma}$, где $\gamma=1,5$.

(которое к тому же сейчас неизвестно); мы примем условную схему, что вся первичная компонента состоит либо из нуклонов (случай *a*), либо из ядер азота (случай *b*). Приведем здесь характеристики столкновений нуклонов и сложных ядер с ядрами атомов воздуха (принимая, что воздух состоит из атомов азота). При этом мы будем опираться на гидродинамическую теорию множественного образования частиц. В значительной степени будет использоваться решение в форме, предложенной Г. А. Милехиным [4] (см. также работы [5, 6]).

1. Полное число частиц

$$N_N = k \cdot E_0^{1/4} \cdot A^{1/4} \quad (\text{случай } a); \quad (1)$$

$$N_c = k \cdot E_0^{3/4} \cdot A^{3/4} \quad (\text{случай } b), \quad (2)$$

где k — постоянная, примерно равная 2; E_0 — полная энергия первичной частицы, выраженная в M (M — масса нуклона, $c = 1$); $A = 14$ — атомный вес «ядра воздуха».

2. Доля энергии, уносимая простой волной (т. е. самыми быстрыми частицами),

$$\delta = 0,8 \left(\frac{T_k}{T_0} \right)^{0,27}, \quad (3)$$

где $T_k = \mu$ (μ — масса π -мезона) конечная, а T_0 — начальная температура.

$$T_0 \sim \sqrt[4]{\frac{E_0 \mu^3}{A^{1/3}}} \quad (\text{случай } a); \quad (4)$$

$$T_0 \sim \sqrt[4]{\frac{E_0 \mu^3}{A}} \quad (\text{случай } b). \quad (5)$$

Доля Δ частиц в одной простой волне

$$\Delta = \frac{1}{2} \frac{T_k}{T_0}, \quad (6)$$

В простой волне находятся самые быстрые частицы, определяющие развитие ливней на небольших высотах, где обычно производятся измерения. К сожалению, число частиц в простой волне невелико (это в особенности относится к случаю a) и формулы (3) и (6) имеют лишь ориентировочный характер. Поэтому, в частности, и нет серьезных оснований на данном этапе для уточнения распределения энергии в простой волне между частицами¹. Мы примем, что все частицы в простой волне имеют одинаковую энергию. Тогда, используя соотношения (1) — (6), получаем, что число частиц N_Δ в простой волне

$$N_\Delta = \begin{cases} \mu^{1/4} A^{1/3} & (\text{случай } a); \\ \mu^{1/4} A & (\text{случай } b). \end{cases} \quad (7)$$

Энергия E_δ , приходящаяся на одну частицу в простой волне, равна

$$E_\delta = \begin{cases} 0,8 E_0^{0,93} \mu^{-0,18} A^{-0,3} & (\text{случай } a); \\ 0,8 E_0^{0,93} \mu^{-0,18} A^{-0,93} & (\text{случай } b). \end{cases} \quad (8)$$

4. Будем считать в соответствии с многочисленными экспериментальными данными, полученными в области умеренных энергий (10^{10} — 10^{12} эв), что средний свободный пробег в воздухе равен примерно 75 г/см^2 . В то же время пробег сложных ядер (азота) равен 25 г/см^2 [8, 9]².

Результаты наблюдений широких ливней существенно зависят от метода их регистрации. Разобьем условно регистрирующие устройства на два класса. Для первого (назовем установки этого класса «плотностными») характерен отбор лив-

¹ Это можно было бы сделать, учтя тепловое движение частиц в простой волне [7].

² Изменение величин средних пробегов на 10—15% не меняет сделанных далее качественных выводов.

ней по плотностям потоков частиц. Устройства другого класса («энергетические» устройства) отбирают ливни по энергиям, заключенным в их стволах. Рассмотрим вначале совместное влияние флуктуации высот зарождения ливня и зарядового распределения. Распределение высот зарождений ливней, образованных нуклонами, было оценено для плотностных установок впервые Г. Т. Зацепиным и Л. И. Сарычевой [1, 10]. В основу метода расчета было положено предположение, что число частиц N_{Δ} в ливне может быть описано функцией распределения, взятой из электромагнитной каскадной теории.

$$N_{\Delta} = B e^{y_0 s + \Lambda (t - t_0)}, \quad (9)$$

где B , Λ , s — медленно меняющиеся функции каскадной теории;

$$y_0 = \ln \frac{E_0}{\beta},$$

t — глубина, выраженная в лавинных единицах;
 t_0 — глубина зарождения ливня.

Полагая, что интегральный энергетический спектр первичной компоненты выражается степенной функцией $\sim E_0^{-\gamma}$, а первичная частица поглощается по экспоненте, можно легко получить, что средняя глубина зарождения¹

$$t_0 \sim \frac{1}{\left(d + \frac{\gamma}{s} \Lambda\right)}, \quad (10)$$

где d — отношение лавинной единицы к среднему свободному пробегу относительно ядерного взаимодействия (длину в этих единицах обозначим l). Для нуклонов $d=0,45$, для сложных ядер $d=1,4$. Экспериментальные данные свидетельствуют, что $s \sim 1,2$ [11]. Принимая $\gamma=1,7$, получаем, что

$$\bar{l}_0 = d \bar{t}_0 = \begin{matrix} 1,8 \text{ (случай } a) \\ 1,2 \text{ (случай } b) \end{matrix} \quad (11)$$

Величина \bar{l}_0 (выраженная в $g \cdot \text{см}^{-2}$) соответственно равна 140 и 30. Численные значения, приведенные в соотношении (11), относятся к средним ливням. Весьма правдоподобно, что значение величины флуктуирует от ливня к ливню. Однако, если справедливы основные черты рассматриваемой здесь картины, то в случае a s должно быть меньше, чем в случае b (см.

¹ Соотношение (10) выполняется, если $t \gg 1$.

конец этого раздела). Кроме того, если данные, приведенные в таблице, верны вплоть до самых больших энергий, то экспериментальное значение ближе соответствует случаю a . Приведем для справок величину \bar{l}_0 для двух значений $s=1,1$ и $1,3$. Соответственно $\bar{l}_0=2,8$ (a) и $2,3$ (b); $\bar{l}_0=1,5$ (a) и $1,1$ (b).

Перейдем далее к вычислению высоты зарождения ливней, регистрируемых энергетическими установками. Рассмотрим вначале случай a . Допустим, в соответствии с нашим упрощающим предположением об отсутствии флуктуации в элементарном акте, что в каждом столкновении теряется постоянная доля α -энергии падающей частицы. Это предположение приближенно согласуется с формулой (8). Вычислим вероятность $P_l(E_0/E)dE_0$ того, что на глубине l (в дальнейшем l — глубина в пробегах нуклонов) и при наличии в стволе быстрой частицы с энергией, лежащей в интервале E, dE , энергия первичной частицы равнялась бы E_0, dE_0 . Воспользуемся независимостью величины ядерного пробега от энергии. Тогда вероятность i столкновений на пути l представляется формулой Пуассона $\frac{e^{-l} l^i}{i!}$. Воспользовавшись формулой Стирлинга и теоремой Баеса¹, получаем

$$P_l(E_0/E) dE_0 \sim \exp \{i \ln [(1-\alpha)^l l] - i(\ln i - 1)\}, \quad (12)$$

Максимум этого выражения при $i \gg 1$ и $-\ln(1-\alpha)^l i \gg 1$ соответствует

$$i_{\max} = l \exp [\gamma \ln (1-\alpha)]. \quad (13)$$

Соотношение (13) выразительно свидетельствует об определяющем влиянии первичного спектра на распространение и зарождение ливней, образованных нуклонами и регистрируемых энергетическими установками. Так, например, если $\alpha=0,5$ [см. формулу (8)], то $i \sim \frac{l}{6}$ вместо $i \sim l$, когда первичный спектр не учитывается. Столь же велико влияние спектра при определении энергии E_0 , если известна энергия E самой быстрой частицы². Например, для $l=15$ $E_0 \sim 30 E$ (спектр учитывается) и $E_0 \sim 2 \cdot 10^4 E$ (спектр не принимается во внимание)³. Таким образом, в данном случае неучет спектра может привести к ошибке в определении первичной почти на три порядка.

¹ $P_l(E_0/E) dE_0 = \Phi(E_0) \frac{P_l(E/E_0) dE}{(1-\alpha)^l}$, где $\Phi(E_0)$ — дифференциальный энергетический спектр первичных частиц.

² Если в стволе существует частица с выделенной энергией E , то вся энергия ствола по порядку величины также равна E .

³ Флуктуации ливней, регистрируемых энергетическими установками, были рассмотрены ранее Г. Т. Зацепиным [11].

Перейдем теперь к случаю *b*. Здесь предварительно нужно найти распределение наиболее энергичных частиц по поколениям на заданной глубине. Примем, что сложные ядра поглощаются в атмосфере по экспоненте $e^{-\rho l}$ (ρ — отношение пробегов нуклонов и ядер в воздухе, в нашем случае $\rho=3$). В остальном, поскольку нас интересуют лишь самые быстрые частицы, мы будем опираться на выводы, сделанные ранее, полагая $\alpha = \text{const}$, а также на то, что в первом акте образуется $N_0 = \mu^{1/2} A$ частиц. Распределения $P_l(l)$ удовлетворяют следующему кинетическому уравнению:

$$\frac{dP_l(l)}{dl} = -P_l(l) + P_{l-1}(l). \quad (14)$$

Решением этого уравнения при условии, что при $l=0$ отсутствовали все частицы, кроме одного ядра, будет функция

$$P_l = \frac{N_{\Delta} \rho}{\rho - 1} \left\{ e^{-l} \sum_{r=1}^{l-1} \frac{(-1)^{l-r+1} l^{r-1}}{(r-1)! (\rho-1)^{l-r}} + \frac{(-1)^l e^{-\rho l}}{(\rho-1)^{n-1}} \right\}. \quad (15)$$

Вероятность P_{ik} того, что одна из N_{Δ} частиц испытывает i соударений, а вторая k соударений, представляется суммой

$$P_{ik} = 2 \left(\frac{N_{\Delta} \rho}{\rho - 1} \right)^2 \left\{ e^{-2l} \sum_{r=1}^{i-1} \sum_{s=1}^{l-1} (-1)^{r+s} \frac{l^{r+s-2}}{(r-1)! (s-1)! (\rho-1)^{2l-r-s}} + \right. \\ \left. + \frac{e^{-(\rho+1)l}}{(\rho-1)^{n-1}} \sum_{r=1}^{l-1} \frac{(-1)^{l-r} l^{r-1}}{(r-1)! (\rho-1)^{l-r}} \right\}. \quad (16)$$

Упростим выражения (15) и (16) для практически важного случая, когда $l \gg 1$, $i \leq l$, $\rho \gg 1$:

$$P_i \sim N_{\Delta} \frac{e^{-l} l^{i-1}}{(i-1)!}, \quad (17)$$

$$P_{ik} \sim 2 (N_{\Delta})^2 \frac{e^{-2l} l^{i+k-2}}{(i-1)! (k-1)!}. \quad (18)$$

Суммарная энергия E_{ik} , остающаяся у двух частиц, испытавших i и k соударений, равна

$$E_{ik} = \frac{E_0}{N_{\Delta}} [(1-\alpha)^i + (1-\alpha)^k]. \quad (19)$$

Вероятность того, что частицы имеют суммарную энергию E_{ik} при условии, что энергия первичной равна E_0 , опреде-

ляется соотношением (18). Условная вероятность $P_l(E_0/E)$ в соответствии с теоремой Баеса представляется соотношением

$$P_l(E_0/E_{ik}) \sim 2(N\Delta)^2 \left[\frac{N_\Delta E_{ik}}{(1-\alpha)^k + (1-\alpha)^l} \right]^\gamma \frac{e^{-2l} l^{l+k-2}}{(l-1)! (k-1)!}. \quad (20)$$

Абсолютный максимум этого выражения при фиксированных E_{ik} и l соответствует условию¹

$$i_{\text{макс}} = l \exp \left[\frac{\gamma \ln(1-\alpha)}{2} \right]. \quad (21)$$

Аналогично можно показать, что максимум вероятности $P_l(E_0/E_{ikm..})$ того, что энергия первичной равна E_0 при условии, что n частиц испытали на пути $l_1-i, k, m \dots$ соударений, определяется соотношением

$$i_{\text{макс}} = l \exp \left[\frac{\gamma \ln(1-\alpha)}{n} \right]. \quad (22)$$

Таким образом, имеется существенная разница в эффективном числе соударений (и, следовательно, точности определения энергии E_0 по заданной энергии ствола) для случая a [формула (13)] и для случая b [формула (22)]. Полагая $N_\Delta = n = 5$, получаем, что $i_{\text{макс}} = \frac{l}{1,25}$ (вместо $\frac{l}{3}$, если $N_\Delta = 1$). Энергия определяется с ошибкой примерно в 10 раз ($l=15$, $\alpha=0,5$).

Рассмотрим пространственное распределение сгущений в широких ливнях («сгущения» соответствуют максимумам в пространственном распределении потоков частиц в стволах). Если первичной частицей является нуклон, единственное² сгущение совпадает со стволом. Найдем пространственное распределение сгущений для случая b , полагая, что они соответствуют следам прохождений частиц, образованных в простой волне (т. е. продолжениями линий их движения).

В соответствии с соотношением (11) можно считать, что взаимодействие первичного сложного ядра описывается в реальных условиях экспонентой $e^{-\rho l}$. Тогда, используя барометрическую формулу и считая, что пространственное распределение обуславливается флуктуациями в глубине взаимодействия сложных ядер, можно получить распределение $dq_\theta(R)$ частиц, испущенных под углом θ

$$dq_\theta(R) \sim \exp \left\{ - \left[l_0 \rho e^{-\frac{R}{\partial k}} + \frac{R}{\partial k} \right] \right\} dR, \quad (23)$$

¹ Здесь также использовалась формула Стирлинга.

² Мы отвлекаемся от возможных незначительных статистических флуктуаций в пространственном распределении.

где $l_0 \sim 15$, $k = 8000$, если R измеряется в m . Чтобы получить пространственное распределение независимо от угла ϑ , нужно умножить выражение (23) на функцию углового распределения частиц в акте и проинтегрировать по ϑ . Для оценки средних величин расхождений сгущений достаточно воспользоваться постоянством значений поперечных импульсов $P_{\perp} \sim 3\mu$ (см., например [12] и [13]). Следовательно,

$$\bar{\vartheta} \sim \frac{3A}{E_0^{0,93}}, \quad (24)$$

$$R_m \sim 25 \cdot 10^8 \bar{\vartheta}. \quad (25)$$

Обсудим некоторые качественные выводы из полученных формул.

1. Вследствие разности в высотах зарождения ливни, образованные нуклонами, будут регистрироваться чаще, чем возникшие от сложных ядер. Оценим искажение зарядового распределения первичных частиц, обусловленное разностью эффективности регистрации. При анализе данных, получаемых с помощью «плотностных» установок, воспользуемся упрощенной формулой Гейзенберга [14], выведенной им для каскадных ливней

$$N_{\Delta} \sim \frac{y_0^{1/2}}{(t - t_0)} \exp \{ -(t - t_0) + 2[(t - t_0) y_0]^{1/2} \}. \quad (26)$$

Полагая $t_0^{(1)} = 4$ (а) и $t_0^{(2)} = 1$ (б), можно, воспользовавшись формулой (26), оценить отношение $y_0^{(1)}$ (а) и $y_0^{(2)}$ (б) при одинаковых N и t . Например, если $t = 30$ и $y_0^{(1)} = 16$, то $y_0^{(2)} = 16,6$; соответственно $s^{(1)} = 1,3$ и $s^{(2)} = 1,4$. Значительно более существенная разница получается для энергетических установок. Как было показано ранее, эффективная высота столкновений сложных ядер зависит от числа попавших на регистрирующее устройство частиц большой энергии. При попадании одной частицы отношение эффективных энергий сравнительно невелико ($\sim N_{\Delta}$). Иная ситуация возникает, если установка регистрирует суммарную энергию N_{Δ} частиц. Тогда отношение эффективных энергий из-за разницы в высотах регистрации [см. соотношение (22)] может достигать до 1,5—2 порядков.

Таким образом, если в первичном спектре отношение долей нуклонов и сложных ядер примерно равно 1, то в ливневых установках порядок величины этого отношения сохранится. Другая ситуация возникает для энергетических установок. Здесь даже в самом оптимальном случае (малые площади де-

текторов, соответствующие попаданию лишь одной частицы большой энергии) доля зарегистрированных ливней, образованных нуклонами, возрастает более чем на порядок. В еще большей степени возрастает доля ливней, образованных нуклонами и зарегистрированных установками с большими площадями, куда одновременно могут попадать несколько частиц. Искажение зарядового распределения первичных частиц зависит в данном случае от площади регистрирующего устройства и энергии ливней. Качественно [см. соотношение (24)] можно сказать, что это искажение увеличивается с увеличением площади установки и с ростом энергии ливней (т. е. с увеличением числа частиц в нем).

2. Остановимся далее на величине отношения чисел μ -мезонов и электронов в ливнях. Ливни, образованные сложными ядрами, генерируются в среднем выше, чем ливни от нуклонов. Кроме того, в первом случае энергия диссипирует быстрее. Вследствие этих двух факторов следует ожидать, что ливни первого сорта будут более богаты проникающими частицами. Количественные оценки существенно зависят от конкретного механизма развития ливня.

3. Ливни, образованные сложными ядрами, будут характеризоваться многоствольностью [см. выражение (24)]. Средние расстояния между стволами будут увеличиваться с уменьшением мощности ливня.

В работе был развит весьма упрощенный и односторонний подход к проблеме флуктуаций в широких ливнях. Достаточно сказать, что здесь не учитываются вовсе флуктуации параметров в элементарном акте. Однако на данном этапе исследований широких ливней представляется целесообразным последовательное построение подобных схем (с целью их дальнейшей качественной проверки на опыте). Для этого необходимо одновременное изучение разных характеристик ливней (доли проникающих частиц, многоствольности, энергетических характеристик ствола).

Автор выражает свою признательность Г. Т. Зацепину за ценные замечания, сделанные им при просмотре рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зацепин Г. Т., Сарычева Л. И. «Докл. АН СССР», 99, 951 (1954).
2. Григоров Н. Л., Шестоперов В. Я. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 34, 1539 (1958).
3. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. УФН, 71, 411 (1960).
4. Милехин Г. А. Доклад на конференции по космическим лучам. М. (1959).
5. Ландау Л. Д. «Изв. АН СССР», 17, 51 (1953).
6. Розенталь И. Л. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 31, 278 (1956).

7. Подгорецкий М. И., Розенталь И. Л., Чернавский Д. С. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 29, 296 (1955).
 8. Зингер С. Физика элементарных частиц и космических лучей. Т. IV., М., Изд-во иностр. лит., 1960.
 9. Bisi V., Cester R., Garelli C. M., Talone L. Nuovo Cimento, X, 88 (1959).
 10. Сарычева Л. И. Диссертация ФИАН, 1953.
 11. Зацепин Г. Т. Диссертация ФИАН, 1954.
 12. Милехин Г. А., Розенталь И. Л. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 33, 197 (1957).
 13. Жданов Г. Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 34, 856 (1958).
 14. Heisenberg W. Kosmische Strahlung. Berlin, 1943.
-

СЕЧЕНИЕ ПЕРЕЗАРЯДКИ МЕДЛЕННОГО μ^+ -МЕЗОНА НА АТОМЕ ВОДОРОДА

1. ВВЕДЕНИЕ

При торможении заряженной частицы в веществе, когда скорость этой частицы становится достаточно малой, заметную роль начинают играть так называемые процессы перезарядки, которые состоят в захвате положительно заряженной частицей электрона (или электронов) с орбиты атома вещества. Образующаяся при этом нейтральная или заряженная система, в которой электрон находится в связанном состоянии, может затем, при дальнейшем взаимодействии с атомами вещества, потерять этот электрон, т. е. вторично перезарядиться.

Известно, что такие процессы перезарядки начинают сказываться, когда скорость частицы удовлетворяет условию $V_{\text{частицы}} \leq V_0$, где V_0 — скорость атомарного электрона. При этом частица должна считаться уже медленной, в том смысле, что для рассмотрения указанного процесса неприменимы известные приближенные методы для быстрых частиц.

Надо сказать, что процессы с медленными частицами вообще относятся к числу плохо разработанных. Впервые классическая теория захвата электронов α -частицами была разработана Томасом [1]. Первый квантовомеханический расчет для α -частицы дали Бринкман и Крамерс [2]. Затем появилось еще несколько аналогичных работ, ни одна из которых, однако, не дала разработки общего метода. Мотт и Месси, наметившие принципиальную схему адиабатического метода, используемого в настоящей работе, собрали в работе [5] достигнутые в этой области результаты. Они сами высказались скептически относительно возможности удобного практического применения адиабатического метода. Однако затем Месси и Смит использовали этот метод для частного случая захвата электрона протоном в гелии, проделав трудные вычисления.

тем рассматривается как малое возмущение, вызывающее переходы.

В соответствии с этим рассматриваем сначала уравнение

$$[H_A(\vec{r}_A) + H_B(\vec{r}_B) + V(\vec{r}, \vec{r}_A, \vec{r}_B) - \varepsilon_n(\vec{r})] \times \\ \times \chi(\vec{r}, \vec{r}_A, \vec{r}_B) = 0. \quad (2)$$

При $\vec{r} \rightarrow \infty$ $\varepsilon_n(\vec{r}) \rightarrow E_n$, так что $\varepsilon_n(\vec{r}) = E_n - \eta_n(\vec{r})$,

где $\eta_n(\vec{r}) \rightarrow 0$ при $\vec{r} \rightarrow \infty$ $\chi_n(\vec{r}, \vec{r}_A, \vec{r}_B)$

образуют ряд ортонормированных функций, представляющих собой полную систему по \vec{r}_A и \vec{r}_B при любых \vec{r} . Разложим Ψ в ряд по χ_n :

$$\Psi = \sum_n \chi_n(\vec{r}, \vec{r}_A, \vec{r}_B) \cdot F_n(\vec{r}), \quad (3)$$

где F_n описывают относительное движение систем A и B . Поэтому требуемая асимптотика для F_n имеет вид

$$F_0(\vec{r}) \sim e^{ikz} + \frac{e^{ikr}}{r} \cdot f_0(\vartheta, \varphi),$$

$$F_n(\vec{r}) \sim \frac{e^{ik_n r}}{r} \cdot f_n(\vartheta, \varphi) \quad (4)$$

(здесь F_0 описывает упругое рассеяние, F_n — неупругое рассеяние).

Дифференциальное сечение возбуждения n -го состояния системы $A+B$ определится выражением

$$d\sigma_n = \frac{k_n}{k} |f_n(\vartheta, \varphi)|^2 d\Omega, \quad (5)$$

где k и k_n — волновые векторы относительного движения систем A и B до столкновения и после соответственно. Подставим разложение (3) в уравнение (1), умножим на χ_n^* и проинтегрируем по $d\tau_A$ и $d\tau_B$. Учитывая ортонормированность функций χ_n и уравнение (2), которому эти функции удовлетворяют, а также то, что

$$\int \chi_n^* \nabla_r \chi_n d\tau_A d\tau_B = 0$$

в предположении, что χ_n — действительная функция \vec{r} (именно такие функции и будут взяты для решения нашей задачи), получим систему уравнений для определения $F_n(\vec{r})$.

После пренебрежения всеми недиагональными матричными элементами, образовавшимися при интегрировании по $d\tau_A$ и

$d\tau_B$, по сравнению с диагональными, кроме тех, которые связаны с первоначальным состоянием, обозначаемым здесь индексом 0, имеем

$$\left. \begin{aligned} \text{а) } \Delta F_0(\vec{r}) + \left[k^2 + \frac{2M}{\hbar^2} \eta_0(\vec{r}) + \int \chi_0^* \nabla^2 \chi_0 d\tau_A d\tau_B \right] F_0 &= 0, \\ \text{б) } \Delta F_n(r) + \left[k_n^2 + \frac{2M}{\hbar^2} \eta_n(r) + \int \chi_n^* \nabla^2 \chi_n d\tau_A d\tau_B \right] F_n &= \\ &= -F_0 \int \chi_n^* \nabla r^2 \chi_0 d\tau_A d\tau_B - 2\nabla F_0(\vec{r}) \int \chi_n^* \nabla \chi_0 d\tau_A d\tau_B, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где

$$k^2 = \frac{2M(E - E_0)}{\hbar^2}, \quad k_n^2 = \frac{2M(E - E_n)}{\hbar^2},$$

причем $E_n = E_A + E_B$ (когда обе системы находятся на бесконечном расстоянии друг от друга).

Асимптотика решения уравнения (а) этой системы известна (4), а однородное уравнение в (б) совпадает по своему виду с уравнением (а). Поэтому, если решение однородного уравнения, имеющее асимптотическую форму, как и решение F_0 , обозначим через Φ_n

$$\Phi_n(r, \vartheta) \sim e^{ik_n r \cos \vartheta} + \frac{e^{ik_n r}}{r} \xi(\vartheta, \varphi),$$

то решение неоднородного уравнения (б) имеет асимптотику

$$F_n \sim \frac{e^{ik_n r}}{r} \iiint \Phi_n(r', \pi - \Theta) \chi_n^* [\nabla^2 \chi_0 + 2\nabla_{r'} \chi_0 \nabla_{r'}] \times \\ \times F_0(r', \vartheta') d\tau_A d\tau_B d\tau',$$

где

$$\cos \Theta = \cos \vartheta' \cos \vartheta + \sin \vartheta' \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi').$$

Следовательно, искомая амплитуда рассеяния имеет вид

$$f_n(\vartheta, \varphi) = \iiint \Phi_n(r', \pi - \Theta) \chi_n^* [\nabla^2 \chi_0 + 2\nabla \chi_0 \nabla] \times \\ \times F_0(r', \vartheta') d\tau_A d\tau_B d\tau'. \quad (7)$$

В этом методе функции χ_n предполагаются известными. Решение уравнения (а) системы (6) позволяет получить решение рассматриваемого процесса непосредственным интегрированием.

В нашем конкретном случае решения уравнения (а) системы (6) берутся в форме плоских волн

$$F_0 = e^{ik\vec{n}_0 \vec{r}'},$$

$$\Phi_n = e^{-ik_n \vec{n} \vec{r}'}, \quad (8)$$

где \vec{n}_0 — единичный вектор в направлении первоначального движения мезона;

\vec{n} — направление рассеяния.

Хотя и рассматриваются медленные столкновения, но это законно, когда энергия падающего мезона хотя и мала, но не настолько, чтобы считать возмущение плоских волн существенным. Оценка¹ показывает, что для мезона, движущегося в водороде, определяемая этим ограничением нижняя граница для энергии мезона лежит вблизи энергии теплового движения, т. е. результаты оказываются справедливыми вплоть до полной остановки частицы².

Если в выражениях (8) ось z направить по \vec{n}_0 , то в показателях экспонент

$$\vec{n}_0 \vec{r}' = r' \cos \vartheta'$$

$$\vec{n} \vec{r}' = r' [\cos \vartheta \cos \vartheta' + \sin \vartheta \sin \vartheta' \cos(\varphi - \varphi')],$$

где ϑ — угол рассеяния.

В качестве функций χ_n , описывающих состояние системы после рассеяния, возьмем волновую функцию мезония в соответствующем состоянии. Начальную функцию χ_0 выберем в виде

$$\chi_0 = N_0 \cdot e^{-zr_p - z'r_\mu},$$

где N_0 — нормировочная константа, зависящая, однако, от r ;

r — расстояние между протоном и мезоном;

r_p — расстояние между протоном и электроном;

r_μ — расстояние между мезоном и электроном, причем

$$r_\mu^2 = r_p^2 + r^2 - 2r_p r \cos(\vec{r}_p, \vec{r}), \quad (9)$$

z и z' — параметры, подбираемые удачным образом и зависящие от r .

¹ Условие $k > \frac{1}{a_0}$, где a_0 — радиус атома водорода, дает для энергии мезона $E > 0,05$ эв.

² Мессин и Смит [6] использовали аналогичный метод при рассмотрении прохождения протона через гелий. Их результаты весьма хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Величины z и z' как функции \vec{r} можно определить вариационным методом из условия минимума энергии в соответствующем состоянии (об этом будет говориться далее). Практически же, однако, следует взять z и z' таким образом, что при r , большем некоторого r_0 , которое достаточно взять несколько большим суммы радиусов водорода и мезония, z' обращается в 0, и z становится таким, что χ_0 — просто водородная функция. При $r=0$, т. е. когда $r_p = r_\mu$, имеем

$$z + z' = \frac{me^2}{2\hbar^2}, \quad (10)$$

где

$$m = \frac{(m_p + m_\mu) m_e}{m_p + m_\mu + m_e}$$

В выражении (7) для сечения пренебрегаем членом $\nabla_r^2 \chi$ по сравнению с $\nabla_r \chi$, что следует из самой сути применяемого метода, как метода адиабатического, рассматривающего относительное движение как малое возмущение (т. е. χ должна слабо меняться с изменением параметра r).

Теперь амплитуда рассеяния запишется в форме

$$f_n(\vartheta, \varphi) = \iiint \Phi_n(r', \pi - \Theta) \chi_n^* \cdot 2\nabla_{r'} \chi_0 \nabla_{r'} F_0(r', \vartheta') d\tau_p d\tau' \quad (11)$$

и

$$\chi_n = N_n e^{-\frac{r_\mu}{a_\mu}} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{a_\mu} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{r_\mu}{a_\mu}}. \quad (12)$$

Подставляем сюда принятые выражения для подынтегральных функций

$$f_n(\vartheta, \varphi) = \iint e^{-ik_{nn}\vec{r}'} N_n(r') e^{-\frac{r_\mu}{a_\mu}} \cdot 2ikn_0 e^{ikn_0\vec{r}'} \times \\ \times e^{-zr_p - z'r_\mu} \left[\frac{\partial N_0}{\partial r'} + N_0(r') z'(r') \cdot \frac{r_p \cos \theta - r'}{r_\mu} - \right. \\ \left. - N_0(r') r_p \frac{\partial z}{\partial r'} - N_0(r') \frac{\partial z'}{\partial r'} \cdot r_\mu \right] \frac{\vec{r}'}{r'} d\tau_p d\tau',$$

где θ — угол между \vec{r}_p и \vec{r}' .

Введя новые обозначения, получим для f_n

$$f_n(\vartheta, \varphi) = 4\pi ik \int d\tau' \cos \vartheta' E(r', \vartheta', \varphi') N_n \times \\ \times \left\{ \frac{\partial N_0}{\partial r'} \cdot I_1(r') + N_0(r') z'(r') I_2(r') - r' N_0(r') z'(r') I_3(r') - \right. \\ \left. - N_0 \frac{\partial z'}{\partial r'} \cdot I_4(r') - N_0 \frac{\partial z}{\partial r'} I_5(r') \right\}, \quad (13)$$

$$\text{где } E(r', \vartheta', \varphi') = \exp \{ -ik_n r' [\cos \vartheta \cos \vartheta' + \sin \vartheta \sin \vartheta' \times \\ \times \cos(\varphi - \varphi')] + ikr' \cos \vartheta' \}; \quad (14)$$

$$I_1(r) = \int e^{-zr_p - \left(z' + \frac{1}{a_\mu}\right) r_\mu} \cdot r_p^2 dr_p \sin \theta d\theta \quad (15)$$

$$I_2(r) = \int e^{-zr_p - \left(z' + \frac{1}{a_\mu}\right) r_\mu} \cdot \frac{\cos \theta}{r_\mu} r_p^3 dr_p \sin \theta d\theta$$

$$I_3(r) = \int e^{-zr_p - \left(z' + \frac{1}{a_\mu}\right) r_\mu} \cdot \frac{r_p^2}{r_\mu} \cdot dr_p \sin \theta d\theta$$

$$I_4(r) = \int e^{-zr_p - \left(z' + \frac{1}{a_\mu}\right) r_\mu} \cdot r_\mu r_p^2 dr_p \sin \theta d\theta$$

$$I_5(r) = \int e^{-zr_p - \left(z' + \frac{1}{a_\mu}\right) r_\mu} \cdot r_p^3 dr_p \sin \theta d\theta.$$

Прежде всего, можно видеть, что часть интегралов связана между собой следующими соотношениями:

$$I_1(r) = - \frac{\partial I_3}{\partial \left(z' + \frac{1}{a_\mu}\right)}; \quad I_4 = - \frac{\partial I_1}{\partial \left(z' + \frac{1}{a_\mu}\right)}.$$

Интегралы I_2 , I_3 , I_5 легко вычисляются в эллиптических координатах. Они выражаются следующим образом:

$$I_2 = \frac{x^3}{4\alpha^3 \beta^3} \cdot \{ e^{-\alpha+\beta} (\alpha^2 \beta^2 + \beta^2 \alpha - \alpha^2 + \beta^2 - \alpha - \beta) + \\ + e^{-\alpha-\beta} (\alpha^2 \beta^2 + \beta^2 \alpha + \beta^2 + 2\alpha^2 \beta + \alpha^2 + 2\alpha \beta + \alpha + \beta) \}; \\ I_3 = \frac{x^2}{4\alpha^2 \beta^2} \{ e^{-\alpha+\beta} (\alpha + \beta) - e^{-\alpha-\beta} (\alpha + \beta + 2\alpha \beta) \}; \quad (16) \\ I_5 = \frac{x^4}{16\alpha^4 \beta^4} \cdot \{ e^{-\alpha+\beta} (4\alpha \beta^3 + 6\beta^3 + 4\beta^2 \alpha^2 + 2\beta^2 \alpha + 4\beta \alpha^3 - \\ - 2\beta \alpha^2 - 6\alpha^3) + e^{-\alpha-\beta} (-4\beta^3 \alpha^2 - 8\beta^3 \alpha - 6\beta^3 + 4\beta^2 \alpha^3 - 2\beta^2 \alpha + \\ + 7\beta \alpha^3 + \beta \alpha^2 + 6\alpha^3) \},$$

где

$$x = \frac{r}{a_0}; \quad \alpha = \frac{x}{2} (z + z' + 1); \quad \beta = \frac{x}{2} (z - z' - 1).$$

Воспользовавшись представлением функции Бесселя

$$I_n(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i(n\vartheta - z \sin \vartheta)} d\vartheta$$

и формулой Гегенбауэра [7]

$$\int_0^\pi \exp\{ir(k \cos \vartheta' - k_n \cos \vartheta' \cos \vartheta)\} I_m(k_n r \sin \vartheta' \sin \vartheta) \times \\ \times P_e^m(\cos \vartheta') \sin \vartheta' d\vartheta' = \sqrt{\frac{2\pi}{Kr}} \cdot I_{e+\frac{1}{2}}(Kr) i^{l-m} P_e^m(\cos \Psi),$$

где

$$K^2 = k^2 + k_n^2 - 2kk_n \cos \vartheta; \quad \cos \Psi = \frac{k - k_n \cos \vartheta}{K}$$

проводим интегрирование по r' .

Окончательное выражение для амплитуды рассеяния, записанное в форме интеграла по r , имеет вид

$$f_n(\vartheta, \varphi) = \frac{16\pi^2 k (k - k_n \cos \vartheta)}{K^3} \cdot \int_0^\infty dr (Kr \cos Kr - \sin Kr) \times \\ \times N_n(r) \cdot \left\{ \frac{dN_0}{dr} I_1(r) + N_0(r) \cdot z'(r) \cdot I_2(r) - N_0(r) z(r) \cdot r \times \right. \\ \left. \times I_3(r) - N_0(r) \frac{dz'}{dr} \cdot I_4(r) - N_0(r) \cdot \frac{dz}{dr} \cdot I_5(r) \right\}. \quad (17)$$

Здесь N_n , N_0 и все интегралы I_l — вычисленные функции r . Остается интегрирование по r , которое производится численно.

3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВАРИАЦИОННОГО МЕТОДА ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ ЭЛЕКТРОНА

Параметры z и z' , фигурирующие в волновых функциях электрона χ_n , находятся с помощью вариационного принципа из условия минимума энергии

$$\varepsilon = N_0^2(r) \cdot \int e^{-zr_p - z'r_\mu} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{r_p}^2 - \frac{e^2}{r_p} - \frac{e^2}{r_\mu} \right) \times \\ \times e^{zr_p - z'r_\mu} d\tau_p = N_0^2 \int e^{-2zr_p - 2z'r_\mu} \times \\ \times \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(z^2 - \frac{2z}{r_p} \right) - \frac{e^2}{r_p} - \frac{e^2}{r_\mu} \right] d\tau_p.$$

Дифференцируя по z и z' и приравнявая нулю производные, получаем систему из двух уравнений для определения z и z' :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = & \frac{\partial N_0}{\partial z} \int e^{-2zr_p - 2z'r_\mu} \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(z^2 - \frac{2z}{r_p} \right) - \frac{e^2}{r_p} - \frac{e^2}{r_\mu} \right] - \\ & - N_0 \int r_p \cdot e^{-2zr_p - 2z'r_\mu} \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(z^2 - \frac{2z}{r_p} \right) - \frac{e^2}{r_p} - \frac{e^2}{r_\mu} \right] d\tau_p + \\ & + N_0 \int e^{-2zr_p - 2z'r_\mu} \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(z - \frac{1}{r_p} \right) \right] d\tau_p = 0. \end{aligned}$$

Для получения явных выражений необходимо взять ряд интегралов

$$I_1(r) = \int e^{-2zr_p - 2z'r_\mu} \frac{d\tau_p}{r_\mu},$$

$$I_2(r) = \int e^{-2zr_p - 2z'r_\mu} d\tau_p,$$

$$I_3(r) = \int e^{-2zr_p - 2z'r_\mu} \frac{d\tau_p}{r_p},$$

$$I_4(r) = \int e^{-2zr_p - 2z'r_\mu} r_p d\tau_p,$$

$$I_5(r) = \int e^{-2zr_p - 2z'r_\mu} \frac{r_p}{r_\mu} d\tau_p.$$

Нетрудно видеть, что интегралы связаны соотношениями

$$I_2 = -\frac{1}{2} \frac{\partial I_1}{\partial z'},$$

$$I_4 = -\frac{1}{2} \frac{\partial I_2}{\partial z} \quad \text{и} \quad I_5 = \frac{1}{2} \frac{\partial I_1}{\partial z},$$

так что достаточно взять только интегралы I_1 и I_3 , которые имеют следующий вид:

$$I_1 = \frac{\pi}{r(z'^2 - z^2)} \{ e^{-2zr} [r(z'^2 - z^2) - z] + z e^{-2z'r} \},$$

$$I_3 = \frac{\pi}{r(z'^2 - z^2)^2} \cdot \{ z' e^{-2zr} - (z^2 r - z'^2 r - z') e^{-2z'r} \}.$$

Аналогичным образом дифференцируя по z' , получаем второе соотношение

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z'} = & \frac{\partial N_0}{\partial z'} \int e^{-2zr_p - 2z'r_\mu} \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(z^2 - \frac{2z}{r_p} \right) - \frac{e^2}{r_p} - \frac{e^2}{r_\mu} \right] - \\ & - N_0 \int r_\mu e^{-2zr_p - 2z'r_\mu} \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(z^2 - \frac{2z}{r_p} \right) - \frac{e^2}{r_p} - \frac{e^2}{r_\mu} \right] d\tau_p = 0. \end{aligned}$$

Дополнительно появляются интегралы

$$I_6 = \int e^{-2zr_p - 2z'r_\mu} \cdot r_\mu \cdot d\tau_p = -\frac{1}{2} \frac{\partial I_2}{\partial z'}$$

$$I_7 = \int e^{-2zr_p - 2z'r_\mu} \cdot \frac{r_\mu}{r_p} \cdot d\tau_p = -\frac{1}{2} \frac{\partial I_3}{\partial z'}$$

Все имеющиеся здесь интегралы взяты, и, используя принятые обозначения, мы можем записать оба уравнения для определения z и z' в следующем виде (учитывая, что вследствие нормировки волновых функций

$$N_0 = I_2 \cdot \frac{1}{2}, \quad \frac{\partial N_0}{\partial z} = I_4 N_0^3 \quad \text{и} \quad \frac{\partial N_0}{\partial z'} = I_6 N_0^3):$$

$$\left(e^2 - \frac{3\hbar^2 z}{2m} \right) I_2 + \frac{\hbar^2}{2m} I_3 + e^2 I_5 + \left(\frac{\hbar^2 z}{m} - e^2 \right) \frac{I_4 I_3}{I_2} - e^2 \frac{I_4 I_1}{I_2} = 0$$

$$e^2 I_2 + \left(e^2 - \frac{\hbar^2 z}{m} \right) I_7 + \left(\frac{\hbar^2 z}{m} - e^2 \right) \frac{I_6 I_3}{I_2} - e^2 \frac{I_6 I_1}{I_2} = 0.$$

Вследствие очевидной сложности решения этой системы практически в таких задачах используют выражения для z и z' , взятые из общих соображений, о которых говорилось выше. В нашем случае эту систему трансцендентных уравнений удалось приближенно решить и получены значения параметров z и z' как функций r

$$z(r) = \frac{1,15}{a_0} - \frac{0,15}{a_0} \cdot \frac{r}{r_0} \quad \text{при } r < r_0$$

$$z'(r) = \frac{0,85}{a_0} - \frac{0,85}{a_0} \cdot \frac{r}{r_0}$$

$$\text{и } z = \frac{1}{a_0}$$

$$z = 0 \quad \text{при } r > r_0.$$

где a_0 — боровский радиус;

r_0 — фиксированное расстояние, которое, как следует из общей теории, достаточно взять равным $r_0 \approx 2a_0$.

Для получения сечения произведены громоздкие численные расчеты для частного случая энергии налетающего мезона $k=5$ (в единицах $k = \frac{1}{a_0}$). Результат для полного сечения следующий:

$$\sigma = \int d\sigma \cong 140\pi a_0^2.$$

Этот результат показывает, что действительно в той области энергий, в которой, исходя из качественных соображений

[8], ожидалось значительное увеличение вероятности захвата, сечение оказалось большой величиной, превышающей в 100 раз орбитальную площадь.

Более точное сравнение с экспериментом возможно путем исследования степени деполяризации μ -мезонов в веществе, которая определяется временем, проводимым мезоном в связанном состоянии (мезонии). Последнее в свою очередь выражается через сечение захвата электрона.

В заключение автор выражает свою признательность И. Л. Розенталю за постоянное внимание к работе. Автор благодарен З. С. Максимовой за неоценимую помощь в вычислениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thomas L. H. Proc. Roy. Soc., **114**, 561 (1927).
 2. Brinkman, Kramers. Proc. Akad. Amsterdam, **33**, 973 (1930).
 3. Вайсенберг А. О., Рабин Н. В., Смирнитский В. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **36**, 1680 (1959).
 4. Sens, Swenson, Telegdi, Yovanowitch. Phys. Rev., **107**, 1465 (1957).
 5. Мотт и Месси. Теория атомных столкновений. М., Изд-во иностр. лит., 1951.
 6. Massey and Smith. Proc. Roy. Soc., **142**, 142 (1933).
 7. Ватсон. Теория бесселевых функций. Т. I. М., 1949.
 8. Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество. М., 1950.
-

АННИГИЛЯЦИЯ ОСТАНОВИВШИХСЯ АНТИПРОТОНОВ В ВОДОРОДЕ И ГИПОТЕЗА О НЕЙТРАЛЬНОМ ρ^0 -МЕЗОНЕ

Согласно систематике Гелл — Манна — Нишидзимы, должен существовать нейтральный ρ^0 -мезон с нулевой странностью. В литературе указывались следующие варианты его распада: для ρ^0 -мезона со спином 0 (ρ_0^0) — $\rho_0^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$, $\rho_0^0 \rightarrow 2\gamma$ и для ρ_0^0 -мезона со спином 1 (ρ_1^0) — $\rho_1^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma \rightarrow 3\gamma$. С точки зрения статистической теории множественных процессов проанализирован возможный вклад таких распадов (при разных значениях массы ρ^0 -мезона) при аннигиляции остановившихся антипротонов в водороде. Имеющиеся данные о доле энергии, уносимой нейтральными частицами при такой аннигиляции, говорят против существования ρ_0^0 -мезона с массой менее 3,5 массы π -мезона и ρ_1^0 -мезона с массой менее 5,5 m_π . Рассматривается возможность обнаружения ρ^0 -мезона на основании данных о спектре «недостающих масс», т. е. о спектре величин $M^* = \sqrt{E^2 - p^2}$, где E — полная энергия, а p — суммарный импульс нейтральных продуктов аннигиляции остановившихся антипротонов в водороде.

1. ВОЗМОЖНЫЕ СВОЙСТВА ρ^0 -МЕЗОНА

Систематика элементарных частиц Гелл — Манна — Нишидзимы — как в ее первоначальном виде, так и модифицированная с учетом правила сохранения числа изофермионов — предусматривает существование пока не обнаруженного нейтрального ρ^0 -мезона с изотопическим спином и странностью, равными нулю. За последнее время в литературе неоднократно обсуждались возможные свойства этого мезона и, в частности, способы его распада.

Особенно детально механизм распада ρ^0 -мезона был рассмотрен Я. Б. Зельдовичем [1] на основе наиболее общепринятого предположения, что этот мезон есть псевдоскалярная частица с нулевым спином.

Зельдович исходил из того, что масса ρ_0^0 во всяком случае превышает массу π^0 . Если $m_\pi < m_{\rho_0^0} < 2m_\pi$, основной вид распада есть $\rho_0^0 \rightarrow 2\gamma$; распад $\rho_0^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$ запрещен, как 0—0 переход.

* На рис. 4 и 5 вместо M использована буква M готическая.

В случае $2m_\pi < m_\rho < 3m_\pi$ добавляется лишь один новый вариант распада, а именно $\rho_0^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$, причем пара $\pi^+ \pi^-$ должна находиться в состоянии с $L=1$. Этот распад конкурирует с $\rho_0^0 \rightarrow 2\gamma$, причем является, видимо, более вероятным. Распады $\rho_0^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ и $\rho_0^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ невозможны, ибо при $L=0$ два π -мезона являются четной системой. Распад $\rho_0^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \gamma$ невозможен в силу закона сохранения зарядовой четности (как и любой распад $\rho_0^0 \rightarrow n\pi^0 + \gamma$, где n — произвольное число).

Если ρ_0^0 -мезон — псевдоскалярная частица с нулевыми изотопическими и пространственным спинами, то по классификации Бете — Гамильтона [2] ρ_0^0 подобен нуклон-антинуклонной паре в состоянии $0^S, S_0$, а π^0 — паре в состоянии $1^S, S_0$, $T_z=0$, отличающемся относительной фазой pp и nn . Для 0^S -

состояния NN запрещена трехмезонная аннигиляция. Поэтому и в том случае, если $m_{\rho_0^0} > 3m_\pi$, распады $\rho_0^0 \rightarrow 3\pi^0$ и $\rho_0^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$, как указано Зельдовичем, запрещены. Наконец, при $m_{\rho_0^0} > 4m_\pi$ впервые к вариантам распада $\rho_0^0 \rightarrow 2\gamma$ и $\rho_0^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ добавляются и четырехмезонные распады. Рассматривая четыре π -мезона как две пары с изотопическими спинами t_1 и t_2 и орбитальными моментами l_1 и l_2 , Зельдович отметил, что наименьшие значения l и t , удовлетворяющие всем требованиям симметрии для 4π -распада, таковы

$$l_1 = l_2 = 2, \quad L = |\vec{l}_1 + \vec{l}_2| = 1, \quad t_1 = t_2 = 0 \quad (\text{или } 2)$$

или

$$l_1 = 1, \quad l_2 = 3, \quad L = 3, \quad t_1 = t_2 = 1.$$

Необходимость больших орбитальных моментов может сильно уменьшить вероятность распада $\rho_0^0 \rightarrow 4\pi$. Поэтому и при больших массах ρ_0^0 -мезона ($m_{\rho_0^0} > 4m_\pi$) целесообразно рассматривать в качестве основных вариантов его распада $\rho_0^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ (а) и (в меньшей степени) $\rho_0^0 \rightarrow 2\gamma$ (б). В качестве более конкретного варианта гипотетического ρ_0^0 -мезона можно вспомнить здесь π_0^0 -мезон А. М. Балдина [3] с массой, лежащей в промежутке между массами π^0 - и π^\pm -мезонов. Такой π_0^0 -мезон, как и π^0 -мезон, псевдоскалярен, имеет спин, равный нулю, и распадается на два γ -кванта, причем дает заметный вклад в выход монохроматических γ -квантов при захвате остановившихся π^- -мезонов протонами.

Обладая изотопическим спином, равным нулю, ρ_0^0 (и, в частности, π_0^0) мог бы образовываться в сильном взаимодействии: $d+d \rightarrow \rho_0^0 + \text{He}^4$ в отличие от «обычного» π^0 -мезона.

Существование векторного ρ_1^0 -мезона со спином $I=1$ было впервые предположено Намбу [4] для объяснения отмеченной на опыте близости электрического и магнитного форм-факторов протона. В самое последнее время интерес к воз-

возможности существования такого мезона сильно оживился в связи с его предсказанием в теории сильных взаимодействий, развитой И. Ю. Кобzareвым и Л. Б. Окуном [5]. Векторный ρ_1^0 -мезон — «вектон» в терминологии [5] должен распадаться по механизму $\rho_1^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma \rightarrow 3\gamma$ (со временем жизни $\sim 10^{-20}$ сек), если $m_{\rho^0} < 3m_{\pi}$ и по механизму $\rho_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (с ядерным временем жизни, т. е. $\tau \sim 10^{-23}$ сек), если $m_{\rho} > 3m_{\pi}$. В последнем случае существование ρ_1^0 -мезона может проявиться на опыте лишь в виде резонанса в образовании трех π -мезонов.

II. ПОИСКИ ρ^0 -МЕЗОНА В РАЗЛИЧНЫХ ОПЫТАХ

За последние годы было предпринято множество попыток экспериментального обнаружения ρ^0 -мезона.

Наблюдения захвата остановившихся π^- -мезонов протонами [6, 7, 8] дали доводы против существования π_0^0 -варианта ρ^0 -мезона. При таком захвате был обнаружен лишь один сорт «обычных» π^0 -мезонов, которые легче π^- на $8,991 \pm 0,020$ масс электрона [7].

Против существования π_0^0 -мезонов говорит и отрицательный результат поисков реакции $d+d \rightarrow \pi^0 + \text{He}^4$ [9, 10, 11]. В последних опытах Л. М. Сороко с сотр. [11] была достигнута столь высокая точность, что они смогли понизить верхний предел сечения названной реакции до величины $\sim 10^{-33}$ см², отвечающей электромагнитному взаимодействию $d+d \rightarrow \gamma + \text{He}^4$.

Были предприняты поиски и векторного ρ_1^0 -мезона на тот случай, если его масса близка к массе π -мезонов. Речь идет о π_{10}^0 -мезоне, распадающемся на три γ -кванта, который искали Эли и Фриш [12]. В их работе регистрировались такие парные совпадения γ -квантов, которые были кинематически невозможны при распаде на два γ -кванта и могли наблюдаться лишь в результате 3γ -распада. Полученный результат не показал существования π_{10}^0 -мезона, но и не позволил надежно его исключить.

В ряде работ ставились задачи обнаружения и более тяжелого ρ^0 -мезона. Одна из таких попыток основывалась на тщательном исследовании энергетической зависимости сечений π^- - p -рассеяния [13] в поисках своеобразной особенности, которая должна была бы возникнуть [14, 15] у порога рождения ρ^0 -мезонов в реакции $\pi^- + p \rightarrow \rho^0 + n$. Отсутствие такой особенности во всей изученной области вплоть до энергии π^- -мезонов 380 Мэв свидетельствует против существования ρ^0 -мезона с массой менее трех масс π -мезонов. Другая попытка, предпринятая на синхротроне Фраскати [16], основывалась на наблюдении зависимости выхода монохроматических протонов (с энергией около 50 Мэв) под определенным углом (42°) к пучку тормозного излучения, бомбарди-

ровавшего водородную мишень, от максимальной энергии спектра этого излучения вплоть до 1000 Мэв. Образование двух частиц в конечном состоянии ($\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$) дает характерную ступеньку в наблюдаемой зависимости вблизи порога; трехчастичные процессы (рождение пар π -мезонов) обеспечивают лишь плавный подъем выхода протонов данной энергии. Никакой второй ступеньки, которая отвечала бы фоторождению мезонов с массой вплоть до $\sim 5,2$ масс π -мезонов, обнаружено не было. Близким по методике способом (путем поисков совпадений протонов выделенных импульсов и направлений с одним из γ -квантов от распада ρ^0 -мезона) на синхротроне Калифорнийского технологического института искали векторный ρ_1^0 -мезон с массой от 2,3 до 2,9 масс π -мезонов [17]. Верхний предел для сечений фоторождения $\gamma + p \rightarrow \rho_1^0 + p$ был получен примерно на три порядка ниже ожидавшегося из теоретических соображений в случае существования ρ_1^0 . Таким образом, и эти опыты дали отрицательный результат.

Ко всему сказанному следует добавить, что близость масс ρ^0 - и π^0 -мезонов при различии их изотопических спинов представляется сомнительной хотя бы потому, что различие взаимодействий в разных изотопических состояниях естественно должно обусловить и заметное различие масс. Кроме того, если масса ρ^0 -мезона меньше 692 м. э. ($\sim 2,6$ массы π^0 -мезона), возникала бы возможность распада $K^+ \rightarrow \rho^0 + \pi^+$ при $\Delta I = 1/2$, т. е. отпадало бы объяснение «медленности» распада K^+ -мезонов ($\sim 10^{-8}$ сек вместо $\sim 10^{-10}$ сек).

Итак, разные пути поисков ρ^0 -мезона в интервале масс от одной до пяти π -мезонных пока не привели к положительным результатам. Поскольку, однако, вопрос о ρ^0 -мезоне представляет весьма большой интерес, для анализа того, существует ли этот мезон и каковы его свойства, необходимо привлекать всякую возможную аргументацию. Так, например, кроме изложенных выше сведений, можно воспользоваться имеющимися последними данными об образовании π -мезонов при аннигиляции антипротонов в водороде [18] и проанализировать их с помощью статистической теории множественного рождения мезонов [19].

III. ρ^0 -МЕЗОН И АННИГИЛЯЦИЯ ОСТАНОВИВШИХСЯ АНТИПРОТОНОВ В ВОДОРОДЕ

Подробное исследование аннигиляции остановившихся антипротонов в водородной пузырьковой камере [18] дало возможность определения доли энергии, уносимой заряженными π -мезонами, — $(65 \pm 3)\%$. Таким образом, на долю нейтральных частиц приходится $(35 \pm 3)\%$. Этим числом мы и

воспользуемся в качестве исходного¹ для оценки возможной роли ρ^0 -мезонов при разных вариантах их распада, а именно: а) $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$; б) $\rho^0 \rightarrow 2\gamma$; в) $\rho^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma \rightarrow 3\gamma$.

Для теоретических оценок воспользуемся статистической теорией множественного образования частиц, допустив, что π -мезоны и ρ^0 -мезоны одинаково сильно взаимодействуют друг с другом. Эффективный объем V , в котором согласно теории устанавливается статистическое равновесие между всеми вторичными частицами, рассматривался как подгоночный параметр и выбирался так, чтобы вычисленное при данном V значение \bar{n}_{π^\pm} совпадало с экспериментальным значением $\bar{n}_{\pi^\pm} = 3,06 \pm 0,12$. Для каждого из упомянутых вариантов распада ρ^0 -мезона было рассчитано число n_γ образующихся γ -квантов [19] и доля уносимой ими энергии E_γ/E_0 как функции массы ρ^0 -мезона. Результаты расчетов приведены на рис. 1, 2, 3, где, наряду с величинами $1/2 n_\gamma$ и E_γ/E , представлен также характер изменения подгоночного параметра — радиуса r эффективного объема $V = 4/3\pi r^3$, выраженного в единицах $r_0 = \hbar/m_\pi c$.

Приведенные расчеты подтверждают сделанный ранее [19] вывод о том, что распад (а) не противоречит экспериментальным данным практически при любом значении массы ρ^0 -мезона (рис. 1); распад по схеме (б) не противоречит опыту при $m_{\rho^0} > 3,5 m_\pi$ (рис. 2); распад по схеме (в) можно совместить с экспериментальными данными лишь в случае очень тяжелого ρ^0 -мезона с $m_{\rho^0} > 5,5 m_\pi$ (рис. 3).

Некоторая возможность обнаружения ρ^0 -мезона, распадающегося на нейтральные продукты [т. е. схем (б) и (в)], открывается при анализе спектра «недостающих масс» (аналогичном приведенному в работе [20]), т. е. распределения аннигиляционных звезд по эффективной массе всех нейтральных продуктов аннигиляции $M = \sqrt{E^2 - p^2}$, где E — их полная энергия, а p — суммарный импульс. В том случае, когда единственным нейтральным продуктом аннигиляции является ρ^0 -мезон, мы получили бы в dN/dM острый пик (δ -функцию) при $M = m_{\rho^0}$. Обнаружение этого пика, однако, сильно затруднено наличием «фона» от реакций с несколькими π^0 -мезонами. Соотношение между реакциями с различными нейтральными продуктами, вычисленное по статистической теории для случая аннигиляции остановившихся антипротонов в водо-

¹ В нашей работе [19] мы брали за исходное среднее число γ -квантов на один акт аннигиляции. Пока, однако, нет прямых измерений этого числа, и оно получается в предположении, что, кроме π^+ и π^- , образуются лишь π^0 -мезоны, спектр которых совпадает со спектром π^\pm . Отметим в связи с этим крайнюю желательность прямых измерений выхода γ -квантов при аннигиляции остановившихся антипротонов в водороде.

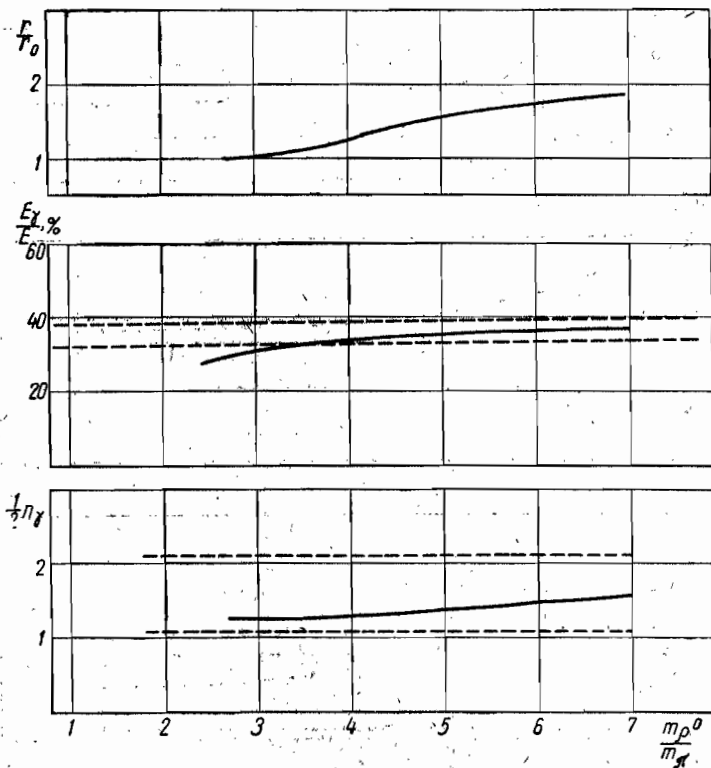


Рис. 1. Характеристики выхода γ -квантов в зависимости от отношения масс ρ^0 - и π^0 -мезонов для варианта распада $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$.

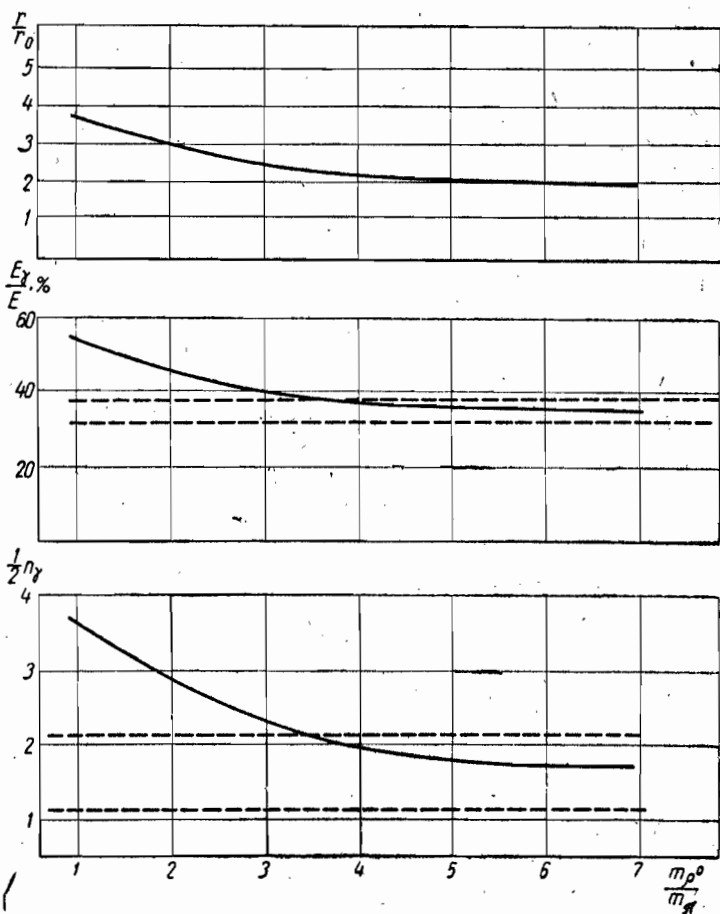


Рис. 2. Характеристики выхода γ -квантов в зависимости от отношения масс ρ^0 - и π^0 -мезонов для варианта распада $\rho^0 \rightarrow 2\gamma^0$.

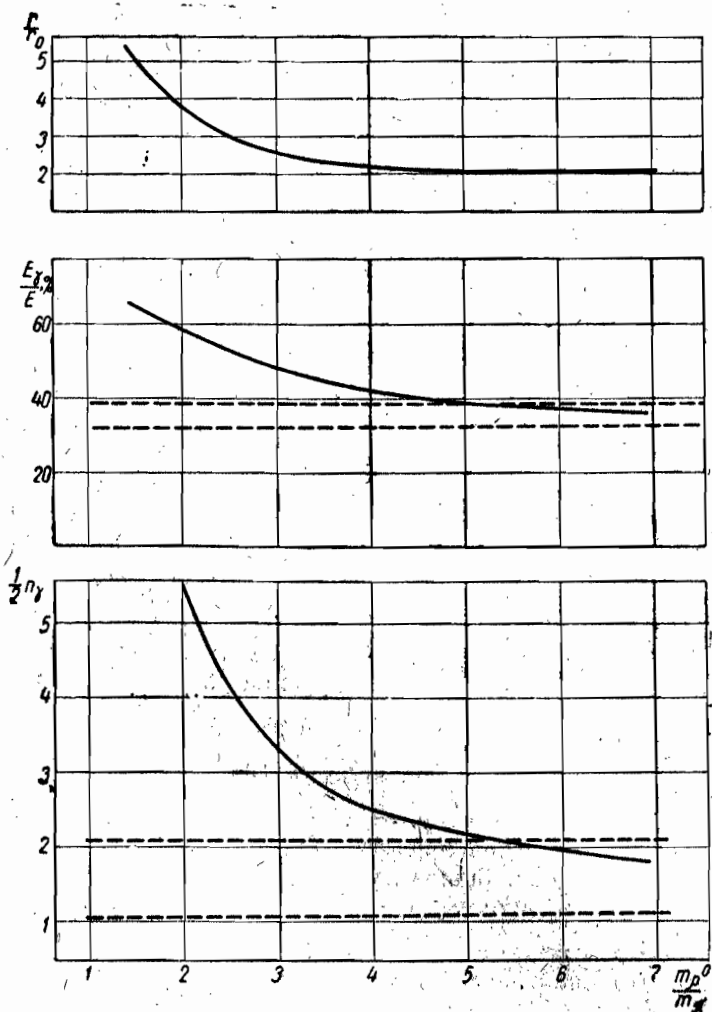


Рис. 3. Характеристики выхода γ -квантов в зависимости от отношения масс ρ^0 - и π^0 -мезонов для варианта распада $\rho^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma \rightarrow 3\gamma$.

роде, приведено в таблице. «Фоновый» спектр «недостающих масс» можно оценить по фазовому множителю. В случае аннигиляции в покое на n вторичных частиц, из которых n_1 нейтральных (для них и определяется M) и n_2 заряженных, dN/dM выражается формулой

$$\frac{dN}{dM} = 4\pi M \int_M^{E_{\text{макс}}} \sqrt{E^2 - M^2} \cdot W_{n_1}(E, \sqrt{E^2 - M^2}) W_{n_2}(E_0 - E_1, \sqrt{E^2 - M^2}) dE.$$

$$E_{\text{макс}} = \frac{E_0^2 + M^2 - \left(\sum_{i=1}^{n_2} m_i^{\pm}\right)^2}{2E_0}, \quad (1)$$

где E_0 — полная энергия, выделяющаяся при аннигиляции;

$W_k(\varepsilon, P)$ — фазовый множитель для k частиц с суммарной энергией ε и суммарным импульсом P ;

m_i^{\pm} — массы заряженных вторичных частиц;

m_j^0 — массы нейтральных вторичных частиц.

Величина M меняется в пределах

$$\sum_{j=1}^{n_1} m_j^0 \leq M \leq E_0 - \sum_{i=1}^{n_2} m_i^{\pm}. \quad (2)$$

В качестве примера приведем расчеты для двухлучевых звезд в случае $m_{\rho^0} = 3,16 m_{\pi}$. Для оценки разрешимости пика от реакции $p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \rho^0$ достаточно учесть в силу равенства (2) «фон» от реакций $p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + 2\pi^0$, $p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + 3\pi^0$ и $p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \rho^0$.

Результаты расчетов представлены на рис. 4 ($I_{\rho^0} = 0$) и рис. 5 ($I_{\rho^0} = 1$), где сплошной кривой показан «фон» от указанных реакций, а пунктиром — δ -функция, соответствующая

реакции $p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \rho^0$, которая «размазана» с учетом экспериментальной неопределенности в «недостающей массе» ΔM . Величина ΔM взята для оценки из работы [20], где она составила $\Delta M = \pm (100-150) \text{ Мэв}$. Как видно из рисунков, для более надежного выделения случаев с ρ^0 -мезоном весьма желательно более точное определение величин M . В то же время при достаточно большой статистике шестилучевых звезд (см. таблицу) можно было бы надеяться и при имеющейся сейчас точности в M надежно выделить реакцию $p + \bar{p} \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + \rho^0$.

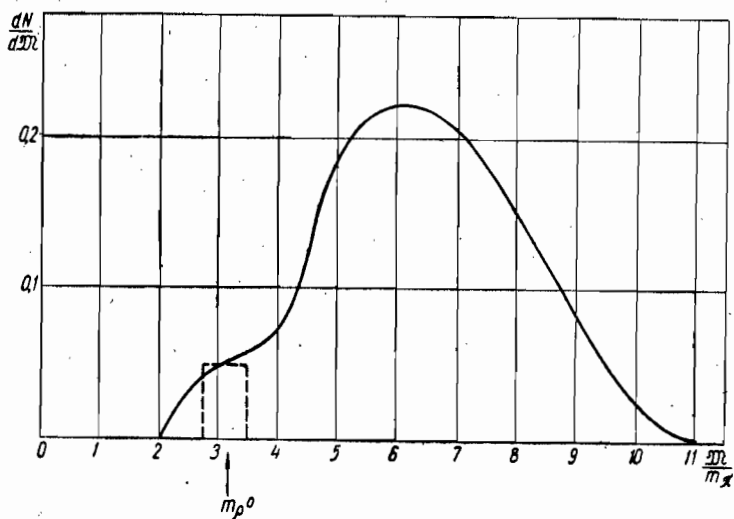


Рис. 4. Вид спектра «недостающих» масс для двухлучевых звезд при массе ρ^0 -мезона, равной $3,16 m_\pi$, и спине $q^0=0$.

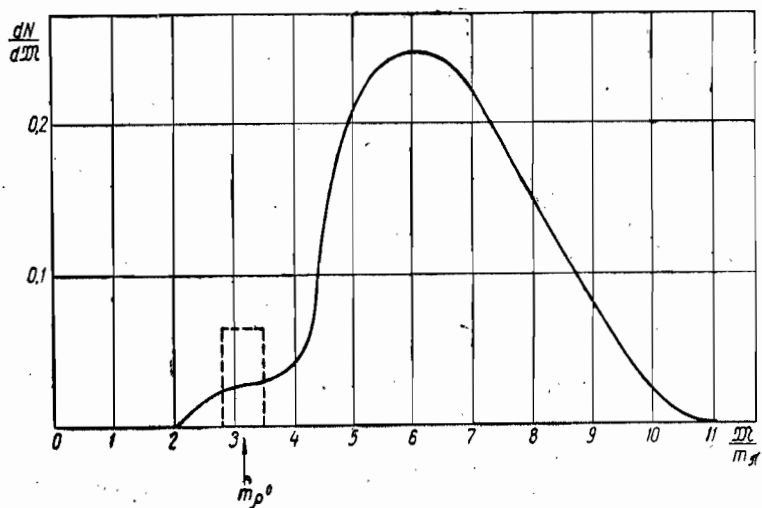


Рис. 5. Вид спектра «недостающих» масс для двухлучевых звезд при массе ρ^0 -мезона, равной $3,16 m_\pi$, и спине $q^0=1$.

Распределение аннигиляционных звезд по зарядовым состояниям

Зарядовые состояния	$I_{\rho^0} = 0, \rho^0 \rightarrow 2\gamma$			$I_{\rho^0} = 1,$
	$m_{\rho^0} = 3,16 m_{\pi}$	$m_{\rho^0} = 4,47 m_{\pi}$	$m_{\rho^0} = M$	$m_{\rho^0} = 3,16 m_{\pi}$
Двухлучевые звезды				
$\pi^+ \pi^-$	0,09	0,15	0,21	0,02
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	3,30	5,7	8,3	0,86
$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	14,3	24,5	36,0	4,5
$\pi^+ \pi^- 3\pi^0$	13,8	23,6	34,8	5,4
$\pi^+ \pi^- 4\pi^0$	3,3	5,8	8,4	1,64
$\pi^+ \pi^- 5\pi^0$	0,36	0,64	0,93	0,23
$\pi^+ \pi^- \rho^0$	3,4	3,9	2,3	2,6
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \rho^0$	16,9	12,5	6,0	16,0
$\pi^+ \pi^- 2\pi^0 \rho^0$	25,7	16,4	2,5	24,0
$\pi^+ \pi^- 3\pi^0 \rho^0$	10,7	5,1	0,57	15,7
$\pi^+ \pi^- 4\pi^0 \rho^0$	0,74	0,66	—	4,5
$\pi^+ \pi^- 5\pi^0 \rho^0$	—	—	—	0,33
$\pi^+ \pi^- 2\rho^0$	3,7	0,92	—	10,4
$\pi^+ \pi^- \pi^0 2\rho^0$	2,9	0,26	—	10,7
$\pi^+ \pi^- 2\pi^0 2\rho^0$	0,61	—	—	1,8
Доля двухлучевых звезд от полного числа аннигиляционных звезд, %	49,4	45,6	42,0	48,8

Четырехлучевые звезды

$2\pi^- 2\pi^+$	11,2	16,2	20,2	3,8
$2\pi^- 2\pi^+ \pi^0$	29,4	42,4	53,1	12,4
$2\pi^- 2\pi^+ 2\pi^0$	11,3	16,7	20,6	6,0
$2\pi^- 2\pi^+ 3\pi^0$	2,1	3,0	3,8	1,35
$2\pi^+ 2\pi^- \rho^0$	20,2	10,8	1,42	20,3
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0 \rho^0$	22,8	9,1	0,91	36,0
$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0 \rho^0$	2,5	1,82	—	16,4

Зарядовые состояния	$I_{\rho^0} = 0, \rho^0 \rightarrow 2\gamma$			$I_{\rho^0} = 1,$ $\rho^0 \rightarrow 3\gamma$
	$m_{\rho^0} = 3,16m_{\pi}$	$m_{\rho^0} = 4,47m_{\pi}$	$m_{\rho^0} = M$	$m_{\rho^0} = 3,16m_{\pi}$
Четырехлучевые звезды				
$2\pi^+ 2\pi^- 2\rho^0$	0,48	—	—	2,0
Доля четырехлучевых звезд от полного числа аннигиляционных звезд, %	43,6	47,7	51,6	40,0
Шестилучевые звезды				
$3\pi^+ 3\pi^-$	56,4	60,7	64,3	18,3
$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	31,3	32,8	35,7	12,4
$3\pi^+ 3\pi^- \rho^0$	12,3	6,5	—	50,3
$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0 \rho^0$	—	—	—	19,0
Доля шестилучевых звезд от полного числа аннигиляционных звезд, %	1,95	2,9	3,7	2,9

* * *

С момента написания статьи исследования π -мезонных резонансов существенно продвинулись вперед и привели к открытию короткоживущих ρ -мезона и ω -мезона, распадающихся соответственно на два и три π -мезона. Здесь нет возможности подробно рассмотреть соответствующие эксперименты и их анализ. Отметим лишь, что для обнаружения указанных мезонов (резонансных состояний) при аннигиляции антипротонов на лету были использованы кинематические критерии, аналогичные рассмотренным нами для случая аннигиляции остановившихся антипротонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **34**, 1644 (1958).
2. Bethe H., Hamilton G. Nuovo Cimento, **4**, 1 (1956).
3. Балдин А. М. Nuovo Cimento, **8**, 569 (1958).
4. Namby Y. Phys. Rev., **106**, 1366 (1957).
5. Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1961 (в печати).
6. Cassels J., Jones D., Murphy P., O'Neill. Proc. Phys. Soc., **74**, 92 (1959).
7. Haddock R., Abashian A., Crowe K., Czirr J. Bull. An. Phys. Soc., **4**, 8, F 4 (1959).

8. Selove W., Gettner M., Brody H. Bull. Am. Phys. Soc., 4, 8, F 6 (1959).
 9. Акимов Ю. К., Савченко О. В., Сороко Л. М. Препринт ЛЯП ОИЯИ № Р-422, 1959; «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38 (1960).
 10. Booth N., Chamberlain O., Rogers E. Bull. Am. Phys. Soc. 4, 8, F 1 (1959).
 11. Акимов Ю. К., Савченко О. В., Сороко Л. М. Труды X Рочестерской конференции по физике высоких энергий, 1960.
 12. Ely R., Frisch D. Phys. Rev. Lett. 3, 565 (1959).
 13. Зинов В. Г., Конин А. Д., Коренченко С. М., Понтекоро Б. М. Препринт ЛЯП ОИЯИ № Д-455, 1959.
 14. Зинов В. Г., Конин А. Д., Коренченко С. М., Понтекоро Б. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36; 1948 (1959).
 15. Гольданский В. И., Смородинский Я. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 36, 1950 (1959).
 16. Bernardini C., Querzoli R., Salvini G., Silverman A., Stoppini G. Nuovo Cimento, 14, 268 (1959).
 17. Gomez R., Burkhardt H., Dayhell M., Ruderman H., Sands M., Talman R. Phys. Rev. Lett., 5, 170 (1960).
 18. Horwitz N., Miller D., Murray J., Tripp R. Phys. Rev. 115, 472 (1959).
 19. Гольданский В. И., Максименко В. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 39, 841 (1960).
 20. Solmitz F. Proc. Annual. Intern. Conf. on High Energy Physics at Rochester, 163, 1960.
-

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕР ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РАСПАДНЫХ СВОЙСТВ K_2^0 -МЕЗОНОВ

До настоящего времени для изучения распадных свойств долгоживущих K_2^0 -мезонов использовались в основном камеры Вильсона. Это обусловлено тем, что обычно в нейтральных пучках K_2^0 -мезоны составляют небольшую долю по сравнению с нейтронами, взаимодействие которых в рабочей жидкости пузырьковой камеры делало невозможным наблюдение K_2^0 -распадов. Однако изучение K_2^0 -распадов в камере Вильсона связано с трудностью идентификации продуктов распада. Кинематический анализ в данном случае не может служить для однозначной идентификации K_2^0 -распада, так как среди продуктов распада имеются нейтральные частицы, а вероятность конверсии γ -квантов очень мала.

Что же касается ионизационных измерений, то их можно использовать только при сравнительно малых импульсах частиц. Следует указать также, что применение камер Вильсона на синхрофазотроне не позволяет использовать каждый цикл работы ускорителя.

Использование пузырьковых камер, в которых рабочая среда обладает малой радиационной длиной, позволяет с достаточной эффективностью регистрировать нейтральные продукты распада K_2^0 -мезонов:

$$K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0,$$

$$K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-.$$

Благодаря большой тормозной способности пузырьковая камера позволяет исследовать распад $K_2^0 \rightarrow \mu + \pi + \nu$ по характерной картине при остановке π - и μ -мезонов. Кроме того, распад K_{e3} легко идентифицируется по электрону, испытывающему заметное многократное рассеяние в тяжелой жидкости.

Однако большая плотность рабочей среды в пузырьковых камерах приводит к существенному увеличению фона от взаимодействия нейтронов в пучке K_2^0 -частиц. Уменьшение общей интенсивности K_2^0 -пучка с целью создания нормальных фоновых условий делает маловероятным наблюдение K_2^0 -распадов.

Недавние измерения энергии нейтронов и средней энергии K_2^0 -мезонов, испущенных под углом 97° к пучку ускоренных протонов на синхрофазотроне ОИЯИ [1], показали, что можно добиться существенного относительного обогащения нейтрального пучка K_2^0 -мезонами методом поглощения. Средняя кинетическая энергия нейтронов и K_2^0 -мезонов в пучке оказалась равной 75 и 100 Мэв соответственно¹. Значительная разница в сечениях взаимодействия нейтронов и K_2^0 -мезонов при этих энергиях означает, что постановкой поглотителя можно добиться относительного обогащения пучка K_2^0 -мезонами. Это дает возможность при увеличении интенсивности первоначального пучка ускоренных протонов получить пучки K_2^0 -частиц достаточно большой интенсивности, существенно уменьшив содержание нейтронов в пучке K_2^0 -мезонов. При этом надо иметь в виду, что таким методом нельзя получить беспредельного относительного обогащения K_2^0 -пучка, так как спектр нейтронов при прохождении через поглотитель становится более жестким; при этом сечение взаимодействия нейтронов с поглотителем уменьшается.

Проведем сравнение возможности использования пузырьковых камер с различным наполнением для регистрации продуктов распада K_2^0 -мезона.

Т а б л и ц а

Рабочая жидкость	Плотность в рабочей точке, г/см ³	Радиационная длина, см ($h\nu > 1000$ Мэв)
Аргон, наполняющий камеры Вильсона	0,0017	11600
Водород (H ₂)	0,06	2300
Пропан (C ₃ H ₈)	~0,5	100
Фр. 12 + Фр. 13 (50% + 50%)	~1,1	~30
Ксенон (Xe)	2,3	4,18

Из таблицы видно, что наибольшей эффективностью регистрации нейтральных продуктов распада (π^0 и γ) K_2^0 -ме-

¹ Ядерное сечение в меди составляет: для нейтронов $\sigma(\bar{E}_n = 90 \text{ Мэв}) = 2,22 \pm 0,04$ барн [2], для K_2^0 -мезонов $\sigma(\bar{E}_{K_2^0} = 150 \text{ Мэв}) = 1,12 \pm 0,25$ барн [3].

зонов обладает ксеноновая камера. Кроме того, большая плотность вещества в ксеноновой камере позволяет с большой эффективностью тормозить заряженные частицы. Это обстоятельство, однако, делает затруднительной идентификацию $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распадов при остановках. Действительно, при распаде остановившегося π -мезона μ -мезон имеет кинетическую энергию около 4 Мэв. В плотных жидкостях пробег μ -мезона с такой энергией очень мал.

В противоположность ксенону пропан позволяет хорошо различать π - и μ -мезоны по их остановкам, но значительно менее эффективен при регистрации нейтральных продуктов распада и торможения заряженных частиц. Принимая во внимание эти соображения, целесообразно использовать пузырьковую камеру с рабочей жидкостью, обладающей промежуточными свойствами (например, фреоновую камеру). Пузырьковая камера, работающая на смеси двух фреонов (50% фр. 12 и 50% фр. 13), по сравнению с пропановой камерой тех же размеров обладает большей эффективностью для регистрации π^0 -мезонов и γ -квантов и позволяет, в отличие от ксеноновой камеры, достаточно надежно различать π - и μ -мезоны по их остановкам. Кроме того, простота эксплуатации фреоновой камеры и невысокая стоимость фреонов дают возможность конструировать такие камеры больших размеров (порядка нескольких сотен литров) [4], это значительно повышает эффективность регистрации как K_2^0 -мезонов, так и их нейтральных продуктов распада.

Таким образом, ксеноновая и фреоновая камеры с наибольшим успехом могут быть использованы для решения таких задач, которые требуют высокой эффективности регистрации π^0 -мезонов и γ -квантов.

Значительное число проблем связано с необходимостью идентификации распадов $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ и $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$. Одним из следствий СР-инвариантности слабых взаимодействий является одинаковость энергетических и угловых спектров для π^\pm -мезонов в распаде $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ [5]. Такой распад может быть легко идентифицирован по конверсии γ -квантов от π^0 -мезонов, а энергия π^\pm -мезонов определена по пробегу в рабочей жидкости.

Правило отбора ΔI (изменение изотопического спина) = = 1/2 в рамках СР-инвариантности дает следующие соотношения для вероятностей распада, которые также могут быть изучены при помощи ксеноновой и фреоновой камер

$$\frac{\omega(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0)}{\omega(K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-)} \sim 2,$$

$$\frac{\omega(K_2^0 \rightarrow 3\pi^0) + \omega(K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-)}{\omega(K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0) + \omega(K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-)} \sim 1.$$

Сравнительное изучение энергетических спектров π -мезонов при $K_2^0 \rightarrow 3\pi$ - и $K^+ \rightarrow 3\pi$ -распадах также дает возможность проверки правила $\Delta I = 1/2$ [7].

Представляют большой интерес поиски распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$, который, по имеющимся теоретическим оценкам, составляет примерно 4% от распадов $K_2^0 \rightarrow 3\pi$ [8]. В случае обнаружения заметного числа таких распадов можно будет изучать $\pi\pi$ -взаимодействие в наиболее чистом виде.

Возможность идентификации K_{μ_3} -распада в пузырьковых камерах позволяет исследовать ряд интересных проблем. Это прежде всего изучение спектра μ -мезона и нейтрино в K_{μ_3} -распадах, особенно при фиксировании энергии π -мезона, которое может дать сведения о вариантах распадного взаимодействия [9]. Для этой цели лучше применять камеры более легкого наполнения (пропан, фреон), поскольку в этом случае возможна более четкая идентификация π - и μ -мезонов по распаду при остановке.

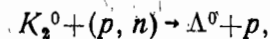
Аналогичные исследования K_{e_3} -распада, по-видимому, лучше проводить с «тяжелыми» камерами, однако здесь могут возникнуть трудности с определением энергии распадного электрона.

Измерения абсолютной вероятности K_{μ_3} - и K_{e_3} -распадов позволяют проверить правило $\Delta I = 1/2$ для лептонных распадов [6].

Кроме того, изучение K_{μ_3} -распада дает редкую возможность прямой экспериментальной проверки СР-инвариантности в слабых взаимодействиях. В случае нарушения СР-инвариантности должна иметь место поляризация распадного μ -мезона относительно плоскости K_{μ_3} -распада, которая может быть обнаружена по асимметрии $\mu \rightarrow e$ -распада [10]. Для изучения этой проблемы следует использовать пузырьковую камеру, в которой останавливающийся μ -мезон сохраняет значительную часть первоначальной поляризации (например, пропановую).

Очевидно, что, используя пузырьковую камеру для изучения распадных свойств, можно получить также сведения о взаимодействии K_2^0 -мезонов. С этой точки зрения целесообразно использовать пропановую пузырьковую камеру, которая дает возможность исследовать взаимодействие K_2^0 -мезонов на водороде (перезарядка, рождение гиперонов).

Определенный интерес представляет изучение реакции взаимодействия K_2^0 -мезона с двумя нуклонами ядра,



которая может быть выделена по кинематике.

Особое место занимает исследование процесса регенерации K_1^0 -мезонов в пучке K_2^0 -частиц.

В работе И. Ю. Кобзарева и Л. Б. Окуня [11] было предложено использовать изучение интерференции K_1^0 -мезонов, регенерированных в пластинах из различных веществ для определения знака разности масс K_1^0 - и K_2^0 -частиц. При этом возникает необходимость изучить зависимость интерференции от расстояния между этими пластинами. Позднее С. Г. Матинян [11] видоизменил этот метод, указав на возможность применения пластин переменной толщины. При такой постановке опыта представляется разумным использовать пузырьковую камеру таким образом, чтобы роль первой пластины играла передняя стенка, а роль второй пластины переменной толщины — рабочая жидкость камеры.

Интересно также провести при помощи пузырьковых камер тщательное исследование продуктов распада K_2^0 -мезонов с целью обнаружения среди них новых частиц. В этой связи следует отметить, что среди распадов K^+ -мезонов зарегистрировано два аномальных случая, которые можно интерпретировать как распад $K^+ \rightarrow \pi^+ + \chi^0$, где χ — неизвестный бозон [12].

Наконец, следует отметить, что установка пузырьковой камеры большого объема в нейтральном пучке для изучения K_2^0 -мезонов одновременно может быть использована для поиска новых нейтральных долгоживущих частиц в интервале времени жизни 10^{-9} — 10^{-7} сек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Оконов Э. О., Петров Н. И., Розанова А. М., Русаков В. А., «Ж. эксперим. и теор. физ.», **39**, 67 (1960). Нягу Д. В., Оконов Э. О., Петров Н. И., Розанова А. М., Русаков В. А. Препринт ОИЯИ Д-643, 1960.
2. Fox R., Leith C., Wonters L., Mac Kenzie K. R. Phys. Rev., **80**, 23 (1950).
3. Rapofsky W. K., Fitch V. L., Motly R. M. Phys. Rev., **109**, 1353 (1958).
4. Alichanyan A. J., Veremeev M. M., Galper A. M., Kirilov-Ugrumov W. G., Kotenko L. P., Kusun L. A., Kuznetsov E. P., Popov U. S. Proc. CERN Conf. on High-Energy Accelerators and Instrumentation, 512, 1959.
5. Freiman S., Weinberg S. Phys. Rev., **116**, 239 (1959). Широков М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **37**, 328 (1959).
6. Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **34**, 763 (1958). Okubo S., Marshak R. E., Sudarshan E. C. G. Phys. Rev. Lett., **2**, 12 (1959).
7. Sahyer R., Wali R. Nuovo Cimento, **17**, 938 (1960).
8. Treiman S. Phys. Rev., **95**, 1360 (1954).
9. Gell-Mann M., Rosenfield A. Ann. Rev. Nucl. Sci., **7**, 407 (1957). Окунь Л. Б. У.Ф.Н. LXVIII, 449 (1959).
10. Sakurai. Phys. Rev., **109**, 890 (1958).
11. Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **39**, 605 (1960). Матинян С. Г. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **39**, 1747 (1960).
12. Prowse, Evans, Nuovo Cimento, **8**, 856 (1958).

СОДЕРЖАНИЕ

<i>В. И. Гольданский.</i> Двупротонная радиоактивность	3
<i>А. И. Никишов, И. Л. Розенталь.</i> Взаимодействие μ -мезонов и их возможная структура	48
<i>И. И. Гуревич.</i> Элементарное рассмотрение влияния плотности среды на тормозное излучение	72
<i>В. Г. Кириллов-Угрюмов, А. А. Петрухин, Л. А. Прохорова, И. Л. Розенталь.</i> Оценка возможности использования космических лучей для исследования структуры μ -мезона	77
<i>Б. А. Долгошеин, Б. И. Лучков, В. И. Ушаков.</i> Изучение поляризации положительных μ -мезонов в космических лучах	83
<i>В. Д. Михайлов, И. Л. Розенталь.</i> О термодинамике множественных процессов	91
<i>И. Л. Розенталь.</i> О роли сложных ядер в возникновении и развитии широких атмосферных ливней	97
<i>В. Д. Михайлов.</i> Сечение перезарядки медленного μ^+ -мезона на атоме водорода	107
<i>В. И. Гольданский, В. М. Максименко.</i> Аннигиляция остановившихся антипротонов в водороде и гипотеза о нейтральном ρ^0 -мезоне	118
<i>А. М. Гальпер, Л. А. Кузин, Э. О. Оконов.</i> О возможности использования пузырьковых камер для изучения распадных свойств K_2^0 -мезонов	131

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА

Редакторы *Г. М. Пчелинцева* и *Е. М. Виноградова*

Техн. редактор *Н. А. Власова*

Корректор *Н. А. Смирнова*

Сдано в набор 13/XII 1961 г.

Бумага 60×90/16

Заказ изд. 788.

Физич. печ. л. 8,5

Тираж 2500 экз.

Заказ тип. 3598

Подписано в печ. 25/IV 1962 г.

Уч.-изд. л. 7,72

T-04496

Цена 39 коп.

Госатомиздат, Москва, Центр, ул. Кирова, 18

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
25	18-я св.	$w(E_i; E - E_1) = \dots$	$W(E_i; E - E_1) = \dots$
35	Формула (20)	$\dots \left\{ -\frac{2m\sqrt{2m(Z-2)e^2R}}{\hbar} \dots \right.$	$\dots \left\{ -\frac{2\sqrt{2m(Z-2)e^2R}}{\hbar} \dots \right.$
36	Формула (21)	$\dots \sim \frac{a}{\sqrt{\varepsilon(E-\varepsilon)}} \dots$	$\dots \sim \frac{a}{\sqrt{\varepsilon(E-\varepsilon)}} \dots$
41	14-я сн.	$\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_p}\right)_{\text{сред}} = \bar{G}_n \left[\dots \right.$	$\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_p}\right)_{\text{сред}} = \bar{G}_n = \left[\dots \right.$
92	Формула (3)	$\Psi_j = C \cdot \frac{(K_{0\nu} k_\nu)^q}{(\sqrt{K_{0\nu} k_{0\nu}})^s}$	$\Psi_j = C \frac{(K_{0\nu} k_{j\nu})^q}{(\sqrt{K_{0\nu} k_{0\nu}})^s}$
90	Формула (2)	$N_c = k \cdot E_0^{1/4} A_0^{3/4}$	$N_c = k \cdot E_0^{1/4} A^{3/4}$
102	Формула (16)	$\dots \frac{r^{r+s-2}}{(r-1)!(s-1)!(p-1)^{2l-r-s}} = + \dots$	$\dots \frac{r^{r+s-2}}{(r-1)!(s-1)!(p-1)^{2l-r-s}} + \dots$
103	Формула (23)	$\dots \left[l_0 \rho e^{-\frac{R}{\partial k}} + \frac{R}{\partial k} \right] \dots$	$\dots \left[l_0 \rho e^{-\frac{R}{\partial k}} + \frac{R}{\partial k} \right] \dots$
108	Формула (1)	$\dots V(\vec{r}, \vec{r}, \vec{r}_B) + \dots$	$\dots V(\vec{r}, \vec{r}_A, \vec{r}_B) + \dots$
110	4-я св.	$\dots \int \chi_0^* \nabla^2 \chi_h d\tau_A d\tau_B \dots$	$\dots \int \chi_0^* \nabla^2 \chi_0 d\tau_A d\tau_B \dots$
	10-я сн.	$\times F_0(r', \theta') \dots$	$\times F_0(r', \theta') \dots$
	5-я сн.	$\times F_0(r', \theta') \dots$	$\times F_0(r', \theta') \dots$
116	11-я сн.	$z = 0$	$z' = 0$
126	7-я св.	$\dots - E_1, \sqrt{E^2 - M^2} dE.$	$\dots - E, \sqrt{E^2 - M^2} dE.$