

0-361

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P1 - 3400

К.О. Оганесян

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ОБРАЗОВАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ  
ПРИ СОУДАРЕНИЯХ НЕЙТРОНОВ  
С ЭНЕРГИЕЙ  $\sim 600$  МЭВ  
С ЯДРАМИ РАЗЛИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

II. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

1967.

P1 - 3400

К.О. Оганесян

ОБРАЗОВАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ  
ПРИ СОУДАРЕНИЯХ НЕЙТРОНОВ  
С ЭНЕРГИЕЙ  $\sim$  600 МЭВ  
С ЯДРАМИ РАЗЛИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ  
II. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

5277/3 29.

## 1. В в е д е н и е

В настоящей работе производится обсуждение результатов эксперимента<sup>/1/</sup> по образованию заряженных пионов в соударениях нейтронов с ядрами.

Прежде чем приступить к обсуждению, необходимо заметить, что точные расчёты рассматриваемых в настоящей работе эффектов сопряжены с большим количеством трудоемких вычислений, громоздкость которых значительно усугубляется широким энергетическим распределением падающего нейтронного пучка. Поэтому проводимые ниже обсуждения преследуют цель получить в основном качественную картину процессов, определяющих особенности образования пионов на ядрах.

Энергии нуклонов в несколько сот Мэв соответствуют длинам волн, меньшим размеров самых легких ядер. Поэтому исходным пунктом всех рассмотренных процессов соударений нуклонов высоких энергий с ядрами является предположение о взаимодействии первичного нуклона с отдельными нуклонами ядра.

Первичный нуклон-нуклонный характер взаимодействия видоизменяется под действием эффектов, связанных со структурой ядра. К ним, в первую очередь, относится эффект импульсного распределения нуклонов в ядрах, изменяющий вид функции возбуждения образования пионов на ядрах и, по-видимому, оказывающий большое влияние на форму спектров пионов в области больших энергий. Другими определяющими факторами в характеристиках образования пионов на ядрах, в

особенности для зависимости от атомного номера и угловых распределений, являются поглощение и рассеяние падающих нуклонов и образовавшихся пионов в ядерном веществе. Немаловажное значение могут иметь эффекты, связанные с перезарядкой пионов в ядре и с возможной неравномерностью плотности распределения нейтронов и протонов в ядре, а также эффекты, связанные с кулоновским барьером.

Рассмотрим влияние перечисленных факторов на различные характеристики процессов образования пионов на ядрах. При этом в большинстве случаев для проявления особенностей ядерной структуры необходим анализ всей совокупности полученных результатов.

## 2. С е ч е н и я

Сопоставим полученные в работе <sup>1/</sup> сечения с сечениями образования заряженных пионов в соударениях протонов с ядрами.

С точки зрения зарядовой симметрии для ядер с одинаковым числом протонов и нейтронов характеристики образования пионов одного знака при взаимодействии нейтронов с ядрами должны быть, если не учитывать кулоновского эффекта, одинаковыми с характеристиками образования пионов противоположного знака при взаимодействии протонов с этими же ядрами.

Наиболее простым с экспериментальной точки зрения ядром с одинаковым числом нейтронов и протонов является ядро углерода. К сожалению, данные по образованию пионов в столкновениях протонов с ядрами, и в том числе с углеродом, получены в основном в ограниченном интервале углов, и поэтому имеющиеся сведения по полным сечениям скудны. Полное сечение образования  $\pi^+$ -мезонов в соударениях протонов с углеродом при энергии 660 Мэв было получено Мешковским и др. <sup>2/</sup>.

$$\sigma_{pC}^{\pi^+} = (46,7 \pm 5,1) 10^{-27} \text{ см}^2. \quad (1)$$

Измеренное нами и приведенное к энергии 660 Мэв сечение для  $\pi^-$ -мезонов составляет

$$\sigma_{nC}^{\pi^-} = (50,0 \pm 3,0) 10^{-27} \text{ см}^2, \quad (2)$$

что хорошо согласуется с (1).

Аналогично можно сопоставить имеющиеся данные по дифференциальным сечениям образования  $\pi^+$ -мезонов в (p+C)-соударениях под углом  $56^{\circ/2,3,4/}$  и наши результаты для  $\pi^-$ -мезонов (табл. 1).

Таблица 1

Реакция	$10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад}$	Используемые результаты
$n + C \rightarrow \pi^- + \dots$	$4,6 \pm 0,3$	/1/
$p + C \rightarrow \pi^+ + \dots$	$4,62 \pm 0,28$	/2/
	$5,1 \pm 0,8$	/3/
	$3,02 \pm 0,30$	/4/

Из приведенных в таблице цифр несколько выпадают данные работы <sup>/4/</sup>.

Как известно, сечения образования заряженных и нейтральных пионов при взаимодействии нуклонов с ядрами с изотопическим спином  $T = 0$  должны быть связаны соотношением <sup>/5/</sup>

$$\sigma^+ + \sigma^- = 2\sigma^0. \quad (3)$$

Найденные нами значения сечений образования заряженных пионов на углероде вместе с результатами <sup>/6/</sup> по образованию  $\pi^0$ -мезонов в соударениях протонов с углеродом позволяют проверить это соотношение. Подставляя соответствующие сечения в выражение (3), получим для его левой части величину  $(47,8 \pm 2,0) \times 10^{-27} \text{ см}^2$ , а для правой  $(44,8 \pm 2,8) \times 10^{-27} \text{ см}^2$ . Таким образом, полученные результаты находятся во вполне удовлетворительном согласии с предсказанием гипотезы зарядовой независимости ядерных сил.

Соотношение (3) справедливо также для дифференциальных сечений. Применим его к имеющимся данным под углом  $90^\circ$  в л.с. На этом угле в работе <sup>17/</sup> на том же нейтронном пучке, как и в настоящих измерениях, получены сечения образования  $\pi^0$ -мезонов на ядрах.

Сопоставление соответствующих дифференциальных сечений проведено в табл. 2.

Таблица 2

Ядро	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{90^\circ}^{\pi^+} + (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{90^\circ}^{\pi^-}$ $10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад}$	$2(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{90^\circ}^{\pi^0}$ $10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад}$
Be	$2,68 \pm 0,009$	$2,04 \pm 0,30$
C	$2,80 \pm 0,15$	$2,62 \pm 0,38$
Al	$5,15 \pm 0,12$	$4,20 \pm 0,60$
Cu	$7,6 \pm 0,2$	$7,30 \pm 1,0$
Pb	$14,8 \pm 0,7$	$11,0 \pm 1,6$

Из табл. 2 видно, что так же, как и для полных сечений, соотношение (3) выполняется для углерода, а для остальных элементов (за исключением меди) расхождение выходит за пределы ошибок. Проведенное сравнение сечений, полученных в условиях одного и того же нейтронного пучка, может служить еще одним подтверждением принципа зарядовой независимости.

### 3. Зависимость от атомного номера

Большинство экспериментов показывают близость зависимостей от атомного номера (A-зависимостей) к функции  $A^{2/3}$ , т.е. свидетельствуют о преимущественной роли поверхностного образования пионов. Опыты по фоторождению

пионов на ядрах также показывают зависимость, близкую к  $A^{2/3}$ . Такая зависимость объясняется сильным поглощением пионов в ядре.

Анализируемые в настоящей работе спектры пионов /1/ характеризуются широким распределением по энергиям. Для углов  $16^\circ$  и  $30^\circ$  основная часть спектров лежит в области наибольшего изменения сечения взаимодействия пионов с веществом. Полные сечения взаимодействия пионов с нуклонами растут более чем в 10 раз при переходе от энергий пионов 50 Мэв к энергиям 200 Мэв. Соответственно и длины свободных пробегов пионов в ядерном веществе должны существенно изменяться в этом интервале энергий. Для энергии 50 Мэв длина свободного пробега пионов имеет величину, сравнимую с радиусом ядра, и поэтому внутренние нуклоны в ядре должны давать определенный вклад в выход пионов из ядра. Для энергий же, близких к резонансной, из-за сильного поглощения пионов роль внутренних нуклонов должна быть незначительной. В результате  $A$ -зависимость для низкоэнергетических частей полученных спектров должна выражаться более крутой функцией, чем для пионов с энергиями 200 Мэв.

В табл. 3 и 4 в относительных единицах приведена зависимость для  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов с энергией 50 Мэв, в табл. 5 - аналогичная зависимость для энергии пионов 190 Мэв под углами  $16^\circ$  и  $30^\circ$ .

Таблица 3

Ядро	$(A/12)^{2/3}$	$\left( \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \right)^{\pi^+} / \left( \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \right)^{\pi^-}_C$ E = 50 Мэв				
		$16^\circ$	$30^\circ$	$60^\circ$	$90^\circ$	$123^\circ$
Be	0,82	0,72 $\pm$ 0,19	0,60 $\pm$ 0,15	0,52 $\pm$ 0,08	0,63 $\pm$ 0,08	0,71 $\pm$ 0,12
C	1,00	1,00 $\pm$ 0,19	1,00 $\pm$ 0,13	1,00 $\pm$ 0,08	1,00 $\pm$ 0,08	1,00 $\pm$ 0,10
Al	1,71	2,64 $\pm$ 0,80	2,06 $\pm$ 0,32	2,12 $\pm$ 0,20	1,92 $\pm$ 0,18	2,37 $\pm$ 0,31
Cu	3,01	5,3 $\pm$ 0,8	3,64 $\pm$ 0,44	3,51 $\pm$ 0,27	3,07 $\pm$ 0,33	4,95 $\pm$ 0,41
Pb	6,66	-	-	4,15 $\pm$ 0,55	4,0 $\pm$ 0,65	5,35 $\pm$ 0,85

Таблица 4

Ядро	$(A/12)^{2/3}$	$(\frac{d\sigma}{d\Omega dE})_{\pi^-} / (\frac{d\sigma}{d\Omega dE})_{\pi^+} \quad E = 50 \text{ МэВ}$				
		$16^\circ$	$30^\circ$	$60^\circ$	$90^\circ$	$123^\circ$
Be	0,82	$0,85 \pm 0,08$	$1,00 \pm 0,06$	$0,94 \pm 0,04$	$1,03 \pm 0,04$	$1,00 \pm 0,04$
B	1,00	$1,00 \pm 0,08$	$1,00 \pm 0,06$	$1,00 \pm 0,04$	$1,00 \pm 0,04$	$1,00 \pm 0,04$
Al	1,71	$2,42 \pm 0,20$	$2,37 \pm 0,12$	$1,97 \pm 0,10$	$1,85 \pm 0,10$	$1,90 \pm 0,08$
Cu	3,01	$4,20 \pm 0,30$	$4,20 \pm 0,17$	$3,31 \pm 0,14$	$2,82 \pm 0,14$	$3,28 \pm 0,11$
Pb	6,66	$7,9 \pm 0,7$	$8,64 \pm 0,85$	$6,32 \pm 0,45$	$5,78 \pm 0,35$	$6,43 \pm 0,35$

Таблица 5

Ядро	$(A/12)^{2/3}$	$(\frac{d\sigma}{d\Omega dE})_{\pi^+} / (\frac{d\sigma}{d\Omega dE})_{\pi^-}; E = 190 \text{ МэВ} \quad (\frac{d\sigma}{d\Omega dE})_{\pi^-} / (\frac{d\sigma}{d\Omega dE})_{\pi^+}; E = 190 \text{ МэВ}$			
		$16^\circ$	$30^\circ$	$16^\circ$	$30^\circ$
Be	0,82	$0,61 \pm 0,06$	$0,60 \pm 0,08$	$0,94 \pm 0,06$	$1,04 \pm 0,06$
C	1,00	$1,00 \pm 0,07$	$1,00 \pm 0,12$	$1,00 \pm 0,07$	$1,00 \pm 0,05$
Al	1,71	$1,29 \pm 0,11$	$1,75 \pm 0,22$	$1,37 \pm 0,08$	$1,58 \pm 0,09$
Cu	3,01	$2,00 \pm 0,18$	$2,37 \pm 0,25$	$2,03 \pm 0,10$	$2,08 \pm 0,11$
Pb	6,66	$2,64 \pm 0,50$	$4,0 \pm 0,8$	$2,68 \pm 0,29$	$3,22 \pm 0,25$

Приведенные данные показывают существенное различие в поведении  $A$ -зависимости для разных значений энергии пионов.  $A$ -зависимость для пионов с энергией 50 МэВ растет заметно быстрее, чем  $A^{2/3}$ , для ядер от углерода до меди, а для углов  $16^\circ$  и  $30^\circ$  и до свинца. Для энергии же пионов 190 МэВ  $A$ -зависимость выражается функцией, значительно более пологой, чем  $A^{2/3}$ .



Зависимость  $A$ -функции от энергии пионов свидетельствует о том, что образование пионов происходит по всему объему ядра. Поэтому форма  $A$ -зависимости в значительной мере определяется величиной поглощения пионов в ядерном веществе. Для энергий пионов, существенно меньших резонансной энергии, и для достаточно легких ядер  $A$ -зависимость должна быть близкой к функции  $\sim A$ . Этот факт подтверждает сравнение данных по относительным выходам пионов с энергией 50 Мэв на углероде и алюминии. При дальнейшем увеличении атомного номера  $A$ -зависимость приближается к функции  $A^{2/3}$ . Отступление от функции  $A^{2/3}$  в области тяжелых ядер связано с увеличением потерь энергии при столкновениях бомбардирующих нуклонов с нуклонами ядра, в результате чего они выбывают из процесса образования мезонов /8/.

По данным табл. 3 и 4 можно проследить изменение с углом  $A$ -зависимости для пионов с энергией 50 Мэв. Можно видеть, что в условиях, когда исключена зависимость от энергии пионов, заметной разницы между  $A$ -зависимостями под разными углами не наблюдается. Аналогичный результат можно получить и при других фиксированных значениях энергии пионов. Следовательно, преимущественную роль в изменении с углом  $A$ -зависимости играет процесс, связанный со смягчением спектра генерированных пионов с возрастанием угла.

В общем случае широкого спектра образующихся пионов различные участки спектра дают разный вклад в суммарную  $A$ -зависимость и результирующая функция во многом определяется конкретной формой спектра образующихся пионов.

Ряд особенностей ядерной структуры может проявиться при сравнении  $A$ -зависимостей для разных знаков пионов. Разница в относительном изменении выходов  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, во-первых, связана с тем, что числа протонов и нейтронов возрастают различным образом с изменением атомного номера. Для того, чтобы исключить в первом приближении эффекты, связанные с этой разницей, можно сравнивать сечения, отнесенные на один протон для образования  $\pi^+$ -мезонов и на один нейтрон для образования  $\pi^-$ -мезонов. Для этого необходимо разделить полученные сечения (табл. 2 и 3 работы /1/) для  $\pi^+$ -мезонов на  $Z$ , а сечения для  $\pi^-$ -мезонов на выражение

$$F_n^- = (A - Z) + \sigma_{np}^- / \sigma_{nn}^- \cdot Z. \quad (4)$$

которое позволяет исключить относительно небольшую долю  $\pi^-$ -мезонов, образованных на протонах.

Сравнение полученных таким образом сечений показывает, что под всеми углами относительная зависимость выхода  $\pi^-$ -мезонов от атомного номера отстает от зависимости выхода  $\pi^+$ -мезонов. Исключение составляет бериллий, для которого выход  $\pi^-$ -мезонов превышает выход  $\pi^+$ -мезонов.

Эффектами, определяющими наблюдаемую разницу А-зависимостей, могут являться: неравномерность распределения протонов и нейтронов на поверхности ядра и перезарядка пионов в ядре. Рассмотрим эти эффекты подробнее.

До последнего времени более распространенная точка зрения состояла в том, что радиусы распределения протонов и нейтронов для легких и средних ядер совпадают, а для тяжелых ядер распределение нейтронов лишь незначительно (на 0,1 – 0,2 ферми) протяженнее распределения протонов<sup>/8/</sup>. Однако ряд появившихся за последний год работ<sup>/10/</sup> и некоторые более ранние работы<sup>/11,12/</sup> свидетельствуют об относительно большой концентрации нейтронов на поверхности ядра, в особенности для тяжелых ядер.

Если говорить об исследованных в обсуждаемой работе ядрах, то проявление неравномерности распределения нейтронов и протонов можно ожидать для Ве и Рь. Для объяснения свойств ядра Ве используется модель<sup>/13/</sup>, согласно которой ядро Ве<sup>9</sup> состоит из двух альфа-частиц и нейтрона. Альфа-частицы распределены в объеме с максимальной плотностью ядерного вещества, а нейтрон, так же как и в дейтроне, находится частично вне радиуса действия ядерных сил. Согласно такой модели, следует ожидать для бериллия более высокого выхода  $\pi^-$ -мезонов на один нейтрон по сравнению с углеродом. Найденное<sup>/1/</sup> отношение полных сечений образования  $\pi^-$ -мезонов на углероде и бериллии оказывается не отличающимся от единицы:

$$\sigma_C^- / \sigma_{Be}^- = 1,02 \pm 0,05, \quad (5)$$

несмотря на то, что в углероде на один нейтрон больше.

Величина же отношения выходов  $\pi^+$ -мезонов

$$\sigma_C^+ / \sigma_{Be}^+ = 1,72 \pm 0,14 \quad (6)$$

оказывается больше, чем величина отношения чисел протонов на этих ядрах (1,5). Это обстоятельство можно интерпретировать таким образом, что "лишний" нейтрон не только содействует относительному увеличению образования  $\pi^-$ -мезонов на ядре  $Be^9$ , но и выполняет роль оболочки, препятствуя в определенной степени выходу из ядра  $\pi^+$ -мезонов, образованных на протонах ядра. Очевидно, что для ядра свинца избыток нейтронов на поверхности должен приводить к большей величине поглощения  $\pi^+$ -мезонов. Но с этим эффектом в случае бомбардировки ядер нейтронами конкурирует второй важный эффект, связанный с перезарядкой пионов.

Процессы перезарядки приводят к относительному возрастанию числа  $\pi^+$ -мезонов. Это связано с тем, что число дополнительных  $\pi^+$ -мезонов, образующихся в результате перезарядки  $\pi^0$ -мезонов, превышает убыль исходных  $\pi^+$ -мезонов за счёт перезарядки последних, тогда как для  $\pi^-$ -мезонов аналогичные процессы сказываются значительно меньше и даже могут привести к суммарному уменьшению выхода  $\pi^-$ -мезонов. С увеличением атомного номера эффект перезарядки начинает играть возрастающую роль, приводя к наблюдаемому отставанию относительного выхода  $\pi^-$ -мезонов. Это отставание особенно заметно для ядер  $Al$  и  $Ca$ . Для свинца влияние нейтронной оболочки должно приводить к уменьшению роли перезарядки. Наблюдаемое уменьшение относительной разницы выходов  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов на свинце, по-видимому, является результатом совокупного действия рассматриваемых эффектов.

Справедливость рассмотренной картины подтверждается сравнением полученных результатов с данными по образованию пионов в соударениях протонов с ядрами, отнесенными аналогичным способом на один протон или нейтрон.

Действительно, результаты работ /12,14/ показывают, что при бомбардировке протонами выход  $\pi^-$ -мезонов с увеличением атомного номера опережает выход  $\pi^+$ -мезонов. Для ядер от  $C$  до  $Ca$ , для которых эффект, связанный с нейтронной оболочкой, несущественен, наблюдается близость отнесенных на один нуклон  $A$ -зависимостей для  $\pi^+$ -мезонов, образованных в соударениях протонов с ядрами, и  $\pi^-$ -мезонов, образованных нейтронами на ядрах.

Показательным является расхождение относительных сечений для нейтронов и протонов на свинце, которое в рамках рассматриваемой картины свидетельствует о противоположном действии эффекта, связанного с нейтронной обо-

лочкой (роль которой для случая свинца велика), на сравниваемые относительные выходы  $\pi^+$ -мезонов в (p+ядро)-соударениях и  $\pi^-$ -мезонов в ( $\alpha$ +ядро)-соударениях.

Рассматриваемые особенности, характеризующие зависимость образования пионов от атомного номера, проявляются и при сопоставлении обсуждаемых результатов с данными по образованию на ядрах  $\pi^0$ -мезонов. Результаты сравнения показывают близость между A-зависимостями образования  $\pi^-$ -мезонов при бомбардировке нейтронами и образования  $\pi^0$ -мезонов в (p-ядро)-соударениях <sup>/6/</sup> и ( $\alpha$ -ядро)-соударениях <sup>/7/</sup>.

Проведенные сопоставления позволяют сделать вывод о том, что сходство или различие A-зависимостей для различных процессов образования пионов определяется в основном не первичным характером элементарных взаимодействий в ядре, а эффектами, связанными со структурой ядра. На конкретную форму A-зависимости большое влияние оказывают процессы, связанные с перезарядкой пионов и возможным избытком нейтронов на поверхности ядра. Для всех интенсивных реакций эффект перезарядки играет незначительную роль, и поэтому для них наблюдается близость A-зависимостей, если исключать ядра с избытком нейтронов. Для таких же относительно малоинтенсивных реакций, как



эффект перезарядки вносит значительные коррективы в исходную зависимость выхода пионов от атомного номера.

#### 4. С п е к т р ы

В табл. 6 приведены значения средних энергий  $E_{\text{ср}}$  и энергий, соответствующих максимуму  $E^{(\text{max})}$  для всех исследованных спектров пионов <sup>/1/</sup> вместе с данными для водорода <sup>/15/</sup>.

Общей закономерностью является "смягчение" спектров с ростом атомного номера ядра. Эта особенность заметнее проявляется для спектров  $\pi^-$ -мезонов. Одним из факторов, определяющих эту закономерность, по-видимому, является зависимость сечения взаимодействия пионов с ядерным веществом от энергии. Форма спектров пионов в нуклон-нуклонных соударениях при  $\approx 600$  Мэв <sup>/15/</sup> такова,

Таблица 6

Угол	H		Be		C		Al		Cu		Pb	
	E (max)	E ср	E (max)	E ср	E (max)	E ср	E (max)	E ср	E (max)	E ср	E (max)	E ср
16°	160-180	163±4	130-150	163±4	130-150	150±4	90-120	162±5	< 90	144±6	< 130	146±15
30°	120-140	141±4	110-130	127±4	100-120	117±4	80-100	124±4	90-110	117±5	100-130	118±10
60°	70-90	83±3	80-90	90±3	70-80	82±3	80-90	81±3	60-80	78±3	50-90	79±6
90°	45-55	48±3	45-55	62±3	45-55	61±3	40-50	59±3	40-50	56±3	40-50	57±5
123°	< 30	29±4	45-55	56±2	40-75	54±3	45-55	60±3	45-55	49±3	< 50	48±5
16°	150-180	155±4	130-140	162±4	130-140	162±5	70-90	142±5	< 60	132±5	< 80	126±20
30°	110-140	135±4	100-130	138±4	90-120	137±4	70-90	129±4	70-80	118±4	40-60	100±7
60°	70-90	81±3	60-70	86±3	50-70	86±3	60-70	78±3	30-40	72±3	30-40	68±4
90°	45-55	48±3	55-65	62±3	45-55	63±3	40-45	58±3	30-40	55±3	30-40	52±3
123°	< 30	27±4	30-40	52±2	30-40	50±2	40-45	53±3	35-45	47±3	30-40	43±3

1 - Мезозой

1 - Мезозой

2 -

что практически под всеми углами пионам больших энергий соответствуют и большие сечения взаимодействия с веществом. Это обстоятельство приводит к тому, что из части пионов, образующихся на внутренних нуклонах ядра, в наблюдаемый спектр дают больший вклад пионы низких энергий. В пользу такого механизма, приводящего к смягчению спектров с ростом атомного номера, говорит угловая зависимость рассматриваемого эффекта. Смягчение спектров должно больше проявляться для малых углов, поскольку "элементарные" спектры пионов под этими углами захватывают по энергии область наибольших изменений сечения взаимодействия пионов. Данные табл. 6 показывают, что для спектров  $\pi^-$ -мезонов под углами  $16^\circ$  и  $30^\circ$  наблюдается относительно большее смягчение спектров.

Другой причиной, приводящей к относительно большему смягчению спектров под малыми углами, может являться рассеяние пионов в ядрах, в результате которого в спектры пионов под малыми углами дают вклад пионы низких энергий, рожденные под большими углами.

Дополнительным механизмом, приводящим к смягчению спектров пионов на ядрах, может служить образование пионов нуклонами, испытывавшими рассеяние в ядре. При энергиях настоящего эксперимента большая часть упруго рассеянных нуклонов может участвовать в процессе мезонообразования, способствуя увеличению образования пионов малых энергий. Этот эффект должен расти с увеличением атомного номера ядра. Другой его особенностью является уменьшение его роли с увеличением угла детектирования. Последнее обстоятельство, наряду с рассматриваемыми ниже эффектами рассеяния пионов и внутриядерного движения, должно способствовать наблюдаемому относительно меньшему смягчению спектров пионов на ядрах по сравнению со спектрами на водороде при увеличении угла наблюдения.

Другая особенность поведения спектров пионов на ядрах проявляется при сравнении их под различными углами со спектрами на водороде. Из табл. 6 видно, что до  $60^\circ$  спектры пионов на водороде "жестче" большинства спектров пионов на сложных ядрах в соответствии с действием рассмотренных выше процессов. Для угла  $90^\circ$  и в особенности для угла  $123^\circ$  имеет место обратная картина. Средние энергии спектров на ядрах оказываются сдвинутыми в сторону больших энергий по сравнению с водородом.

Основной причиной такого явления может служить рассеяние пионов в ядре. Оценить роль рассеяния можно, сопоставляя сечения рождения <sup>/15/</sup> и рассеяния пионов в свободных соударениях <sup>/16/</sup>. Такая оценка показывает, что в условиях, когда пробеги пионов сравнимы с размерами ядра и меньше их, большую часть от пионов, вылетающих под большими углами из ядра, могут составлять пионы, испытавшие рассеяние в ядре.

Другим важным фактором, определяющим ряд особенностей спектров пионов на ядрах, является внутриядерное движение нуклонов.

Спектры пионов из-за внутриядерного движения оказываются простирающимися до энергий, значительно больших, чем в нуклон-нуклонных соударениях. Приведенный в качестве примера на рис. 12 работы <sup>/1/</sup> спектр  $\pi^-$ -мезонов на меди под углом  $60^\circ$  позволяет отчетливо видеть "хвост" мезонов, тянущийся до 300 Мэв, тогда как максимальная энергия пиона, образующегося в столкновении нейтрона с энергией 600 Мэв, с покоящимся нуклоном составляет 156 Мэв. Кинематический расчёт показывает, что весь наблюдаемый "хвост" пионов может быть объяснен внутриядерным движением.

Характерной особенностью внутриядерного движения является относительное увеличение его роли при возрастании угла детектирования. Это обстоятельство связано с кинематикой процесса столкновения с движущимся нуклоном. Относительная разница граничных энергий при учёте и без учёта движения нуклонов в ядре возрастает с углом наблюдения. Полученные результаты находятся в согласии с этой картиной. Для всех исследованных ядер имеет место такой эффект. Возрастающая роль внутриядерного движения приводит так же, как и рассеяние пионов, к относительному росту содержания высокоэнергетичных пионов в спектрах на ядрах для больших углов по сравнению с водородом.

Рассмотрим теперь отдельно особенности полученных спектров  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов. Очевидно, что относительная разница в спектрах  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов должна быть связана, во-первых, с различием в первичном механизме образования пионов, и, во-вторых, с эффектами ядерной структуры, которые могут по-разному воздействовать на спектры  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов.

Результаты работы <sup>/15/</sup> показывают, что спектры заряженных пионов, образованных в (n-p) - соударениях при энергии настоящего эксперимента, характеризуются относительно большим содержанием пионов низких энергий, чем

спектры  $\pi^+$ -мезонов, образованных в  $(p-p)$ -соударениях при энергии 660 Мэв<sup>/17/</sup>. Но это различие невелико, и поэтому следует ожидать, что носительная роль эффектов, связанных со структурой ядра, будет проявляться в большей степени в разнице спектров  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, в особенности для ядер с большими атомными номерами. Результаты измерений подтверждают это предположение. Из табл. 6 видно, что для ядер Al, Cu и Pb спектры  $\pi^-$ -мезонов оказываются несколько мягче спектров  $\pi^+$ -мезонов. Если первичные спектры пионов, образованные в нуклон-нуклонных соударениях в ядре, искажались бы незначительно, то должна была бы иметь место обратная картина: спектры  $\pi^-$ -мезонов, основным источником которых являются  $(n-n)$ -соударения, были бы "жестче". Такой эффект как раз имеет место для легких ядер, для которых "ядерные" процессы должны меньше проявляться. Наиболее удобным в этом смысле в наших измерениях является ядро углерода с одинаковым числом протонов и нейтронов. Из табл. 6 видно, что для углерода средние энергии  $\pi^-$ -мезонов оказываются несколько большими средних энергий  $\pi^+$ -мезонов. Эта разница заметнее для малых углов.

Совместный анализ спектров  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов на протонном и нейтронном пучках при энергиях 600-700 Мэв позволяет сделать вывод о том, что их сравнительные особенности определяются главным образом "ядерными" процессами. И на протонах, и на нейтронах эти процессы для не слишком легких ядер приводят к относительному избытку низкоэнергетичных пионов в спектрах  $\pi^-$ -мезонов, величина которого возрастает с ростом атомного номера.

Рассмотрение ряда "ядерных" эффектов, связанных с такими явлениями, как избыток нейтронов на поверхности ядра, образование пионов нуклонами, испытавшими упругое рассеяние в ядре, различие импульсных распределений протонов и нейтронов, действие принципа Паули,<sup>1</sup> показывает, что эти эффекты должны способствовать относительному смягчению спектров  $\pi^+$ -мезонов в  $(n + \text{ядро})$ -соударениях, а в случае  $(p + \text{ядро})$ -соударений действуют в противоположную сторону. И поэтому эти эффекты не могут объяснить наблюдающиеся в обсуждаемых измерениях<sup>/1/</sup> более мягкие спектры  $\pi^-$ -мезонов на тяжелых ядрах.

Рассмотрим теперь эффект, связанный с перезарядкой пионов. Спектры перезарядившихся пионов, очевидно, должны отличаться от спектров первичных пионов. Изменение первичного спектра пионов при перезарядке зависит от



его формы и расположения относительно функции возбуждения для перезарядки. Тем самым в зависимости от энергии падающих нуклонов и угла измерения спектр перезарядившихся пионов может быть смещен в разные стороны.

Для настоящих измерений можно оценить деформации спектров, воспользовавшись в качестве первоначальных спектров данными<sup>/15/</sup>. Результаты оценки показывают, что наибольшее изменение спектров следует ожидать для углов  $30^\circ$  и  $60^\circ$ . Энергии, соответствующие максимумам спектров перезарядившихся пионов под этими углами, по такой оценке, оказываются сдвинутыми в сторону высоких энергий на 40-45 Мэв. Для углов  $16^\circ$  и  $90^\circ$  такой сдвиг меньше, а для  $123^\circ$  он практически отсутствует. Мы видели, что эффект перезарядки играет существенную роль в образовании  $\pi^+$ -мезонов. В их выходе значительную величину должны составлять перезарядившиеся пионы. Таким образом, перезарядка в настоящих измерениях должна приводить к относительно большому содержанию пионов высоких энергий в спектрах  $\pi^+$ -мезонов.

Здесь еще раз следует отметить, что действие эффекта перезарядки определяется конкретной формой спектров. Так, для протонных пучков с энергией 800-860 Мэв для малых углов наблюдения следует ожидать обратную картину - спектры перезарядившихся пионов должны быть сдвинуты в сторону меньших энергий.

Второй фактор, действующий также в сторону наблюдаемого смягчения спектров  $\pi^-$ -мезонов относительно спектров  $\pi^+$ -мезонов, может быть связан с кулоновским полем ядер. Небольшая величина кулоновского поля ядер относительно кинетической энергии пионов и сравнительно медленный характер его изменения относительно других параметров позволяют оценить действие кулоновского поля, исходя из простых классических соображений<sup>/12/</sup>. Предполагается, что действие кулоновского поля сводится к ускорению вылетающих из ядра  $\pi^+$ -мезонов и к замедлению  $\pi^-$ -мезонов. В грубом приближении количественно этот эффект представляется таким образом, что  $\pi^+$ -мезон, образовавшийся в ядре с первоначальной энергией  $E_0$ , при выходе из ядра имеет наблюдаемую на опыте энергию  $E = E_0 + V_{\text{кул}}$ , а  $\pi^-$ -мезон соответственно  $E = E_0 - V_{\text{кул}}$ , где  $V_{\text{кул}}$  - энергия кулоновского барьера. В результате сдвиг между спектрами  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, может достигать для тяжелых ядер заметной величины ( $\approx 36$  Мэв для свинца). Количественная оценка величины кулоновского эффекта на основании сравнения полученных

спектров затруднена из-за одновременного воздействия на спектры перечисленных выше факторов.

Со стороны высоких энергий кулоновский эффект должен проявиться в наших измерениях более отчетливо. Это обстоятельство связано, во-первых, с большей точностью рассмотренной картины сдвига спектров для пионов больших энергий. Во-вторых, действие большинства ядерных эффектов в основном сказывается на деформации низкоэнергетических частей спектров.

Сопоставление спектров <sup>1/1</sup> показывает систематическую разницу верхних границ спектров  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов для ядер Al, Ca и Pb. Спектры  $\pi^+$ -мезонов практически под всеми углами тянутся дальше в сторону больших энергий, чем спектры  $\pi^-$ -мезонов. Особенности этого явления являются: 1) увеличение относительного сдвига спектров с увеличением атомного номера и 2) постоянство в пределах ошибок абсолютной величины этого сдвига под всеми углами. Обе эти особенности соответствуют эффекту сдвига спектров под действием кулоновского потенциала. Для количественной оценки кулоновского эффекта на рис. 1 представлены в относительных единицах спектры  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов на свинце под углами  $90^\circ$  и  $123^\circ$ , смещенные в разные стороны по оси энергий на 18 Мэв. Рисунок показывает, что верхние границы спектров  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов после исправления на кулоновский эффект в пределах ошибок совпадают.

Проведенная оценка роли различных факторов позволяет сделать попытку следующим образом охарактеризовать отличительные черты спектров  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, образованных в соударениях протонов и нейтронов с ядрами.

Для легких ядер можно считать, что спектры пионов в основном сохраняют особенности первичных спектров, характерные для нуклон-нуклонных соударений.

Для ядер с достаточно большими атомными номерами при энергиях настоящего эксперимента проявляются следующие особенности. Действие кулоновского эффекта и эффекта перезарядки способствует смещению спектров  $\pi^+$ -мезонов в ( $\alpha$  + ядро)-соударениях в сторону более высоких энергий. При образовании  $\pi^-$ -мезонов в этой же реакции эффект перезарядки менее существенен ввиду того, что образование  $\pi^-$ -мезонов происходит в интенсивной реакции. Кулоновский же сдвиг действует в сторону смягчения спектров. В то же время такие эффекты, как образование пионов рассеянными нуклонами и эффект, связанный с избытком нейтронов на поверхности ядра, должны способствовать

относительному смягчению спектра  $\pi^+$ -мезонов. В эту же сторону, кроме того, должно действовать различие во взаимодействии нуклонов в конечном состоянии.

Теперь рассмотрим образование пионов в  $(p + \text{ядро})$ -соударениях. При энергии протонов 600–660 Мэв, как уже упоминалось, под небольшими углами эффект перезарядки должен способствовать смягчению спектра  $\pi^-$ -мезонов. Кулоновский сдвиг действует в эту же сторону. Таким образом, эти факторы, так же, как и при бомбардировке нейтронами, влияют на спектры пионов одноименного знака одинаковым образом. Но зато такие факторы, как образование пионов рассеянными нуклонами и конечное взаимодействие нуклонов, в случае бомбардировки протонами действуют в сторону еще большего относительного смягчения спектров  $\pi^-$ -мезонов.

На основании перечисленных особенностей следует ожидать значительно большего различия спектров  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов в  $(p + \text{ядро})$ -соударениях под малыми углами по сравнению с  $(n + \text{ядро})$ -соударениями. Самыми низкоэнергетичными должны быть спектры  $\pi^-$ -мезонов, образованные в  $(p + \text{ядро})$ -соударениях для тяжелых ядер. Спектры  $\pi^-$ -мезонов в  $(n + \text{ядро})$ -соударениях также должны характеризоваться сдвигом в сторону низких энергий, увеличивающимся с ростом атомного номера. Но это свойство должно проявляться в меньшей мере, чем для  $\pi^-$ -мезонов в  $(p + \text{ядро})$ -соударениях. Еще меньше должно проявляться смягчение спектров  $\pi^+$ -мезонов в  $(n + \text{ядро})$ -соударениях. Наконец, спектры  $\pi^+$ -мезонов в  $(p + \text{ядро})$ -соударениях должны быть наиболее высокоэнергетичными и слабо зависеть от атомного номера.

## 5. У г л о в ы е р а с п р е д е л е н и я

Угловые распределения пионов в системе ц.м. приведены на рис. 13 и 14 работы <sup>/1/</sup>. Сравнение с приведенными на этих же рисунках угловыми зависимостями для водорода <sup>/15/</sup> показывает существенную роль ядерной структуры даже для самых легких исследованных ядер ( $^4\text{He}$  и  $^{12}\text{C}$ ), для которых наблюдается значительная асимметрия углового распределения пионов относи-

тельно угла  $90^\circ$ . Такая картина свидетельствует о том, что угловые распределения представляют характеристику, очень чувствительную ко вторичным процессам в ядре.

Для количественной оценки асимметрии углового распределения введем так же, как и в работе Мальцева и Прокошкина<sup>/18/</sup>, коэффициент  $\eta$  :

$$\eta = \frac{f(170^\circ) - f(10^\circ)}{f(90^\circ)}, \quad (7)$$

где  $f(10^\circ)$ ,  $f(90^\circ)$ ,  $f(170^\circ)$  — значения функции углового распределения пионов под соответствующими углами в с.с.м. В табл. 7 приведены коэффициенты  $\eta$  для всех исследованных ядер вместе со значениями для водорода<sup>/15/</sup>.

Таблица 7

Ядро	H	Be	C	Al	Cu	Pb
$\eta^+$	$0,08 \pm 0,20$	$2,5 \pm 0,4$	$3,2 \pm 0,5$	$4,0 \pm 0,6$	$7,9 \pm 1,1$	$9,8 \pm 1,1$
$\eta^-$	$-0,19 \pm 0,20$	$3,5 \pm 0,5$	$3,1 \pm 0,5$	$3,3 \pm 0,3$	$4,7 \pm 0,6$	$5,1 \pm 0,6$

Приведенные значения  $\eta$  показывают значительную величину асимметрии на ядрах, возрастающую с увеличением атомного номера.

Наблюдаемая асимметрия обуславливается действием совокупности вторичных процессов в ядре. В первую очередь здесь играет роль рассеяние пионов. Рассеяние пионов приводит к возрастанию числа пионов, вылетающих под большими углами в лабораторной системе, что соответственно должно приводить к преобладанию вылета пионов в заднюю полусферу в с.с.м.

Возрастанию величины асимметрии с ростом атомного номера, кроме процессов рассеяния пионов, содействует поглощение нуклонной компоненты в ядре.

Сравнение асимметрии угловых распределений пионов разного знака позволяет так же, как и в предыдущих разделах, наблюдать некоторые особенности проявления ядерной структуры.

Из табл. 7 видно, что для самого легкого из исследованных ядер, Be, асимметрия  $\pi^+$ -мезонов меньше асимметрии  $\pi^-$ -мезонов. Такая разница

может быть объяснена различием первоначального механизма образования  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов.

Для ядер с большими атомными весами данные таблицы показывают обратную картину. Угловые распределения  $\pi^+$ -мезонов на  $\text{Ca}$  и  $\text{Pb}$  характеризуются большей асимметрией, чем угловые распределения  $\pi^-$ -мезонов. Для тяжелых ядер особенности первичного механизма образования пионов нивелируются вторичными ядерными процессами. Одним из них, как выше обсуждалось, является перезарядка пионов, которая существенным образом сказывается на образовании  $\pi^+$ -мезонов. Процесс рассеяния с перезарядкой, как и обычное рассеяние, должен приводить к появлению асимметрии относительно  $90^\circ$  в системе центра масс. Но, кроме того, угловое распределение перезарядившихся пионов в области энергий от 40 до 170 Мэв само характеризуется большой асимметрией<sup>/20/</sup>.

#### 6. О т н о ш е н и е  в ы х о д о в  п и о н о в  р а з н о г о з н а к а

Некоторые особенности процессов образования пионов на ядрах проявляются яснее при сопоставлении отношений выходов пионов разного знака.

Отношение дифференциальных сечений  $(d\sigma/d\Omega)^-$  к  $(d\sigma/d\Omega)^+$  для исследованных ядер представлено на рис. 18 работы<sup>/1/</sup>.

Зарядовая симметрия позволяет непосредственно сопоставить найденные отношения на углероде с отношениями, полученными при бомбардировке углерода протонами. Результаты такого сопоставления представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, в области углов до  $60^\circ$  результаты измерений на протонах и нейтронах в пределах ошибок совпадают. Теоретический расчёт с помощью метода Монте-Карло<sup>/19/</sup> предсказывает заметное уменьшение отношения выходов пионов на углероде на больших углах. Рис. 2 показывает, что в пределах точности настоящих измерений отношение  $(d\sigma/d\Omega)^- / (d\sigma/d\Omega)^+$  на углероде не изменяется с углом. Причина этого расхождения, возможно, связана с упрощенностью используемой в<sup>/19/</sup> модели, которая не учитывает ряда деталей ядерной структуры. Однако качественное предсказание об уменьшении отношения с увеличением угла находит свое подтверждение в наших измерениях

для тяжелых элементов, где роль вторичных процессов должна возрастать. Так, для меди и в особенности для свинца имеет место заметное уменьшение отношения  $(d\sigma/d\Omega)^- / (d\sigma/d\Omega)^+$  на угле  $123^\circ$  (рис. 2). Кроме того, найденные отношения выходов  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонов для ядер C, Al и Cu близки друг к другу и к величине  $\approx 6$ , рассчитанной Мальцевым и Прокошкиным<sup>/19/</sup>. Этот факт говорит о том, что роль вторичных процессов в основном правильно учтена в<sup>/19/</sup>.

Другая особенность полученных отношений, заметная на рис. 2, заключается в том, что для всех исследованных ядер под углом  $18^\circ$  наблюдается систематическое понижение отношения  $(d\sigma/d\Omega)^- / (d\sigma/d\Omega)^+$ . Этот факт, по-видимому, является следствием эффекта образования пионов рассеянными нуклонами. Как было отмечено выше, образование пионов рассеянными нуклонами увеличивает в случае бомбардировки нейтронами относительную долю  $\pi^+$ -мезонов. Это происходит из-за того, что перезарядившиеся в процессе рассеяния нейтроны или протоны отдачи образуют  $\pi^+$ -мезоны, в отличие от первоначальных нейтронов, в значительно более интенсивной реакции. Под малыми углами действуют два фактора, усиливающие этот эффект. Первый связан с тем, что вероятность перезарядки нейтрона увеличивается с уменьшением угла. Вторым фактором является возрастание сечения образования пионов с увеличением энергии нуклона под малыми углами.

Рассмотрим теперь зависимость отношения выходов пионов разного знака от атомного номера. Здесь так же, как и при анализе A-зависимостей, целесообразнее сопоставлять отношение выходов, отнесенные к одному нуклону.

Сопоставим отнесенные к одному нуклону полные сечения  $(\sigma^-)' / (\sigma^+)'$  с отношением для "элементарных" сечений:

$$\frac{\sigma(p + p \rightarrow \pi^+ + d) + \sigma(p + p \rightarrow \pi^+ + n + p)}{\sigma(n + p \rightarrow \pi^+ + \dots)} \quad (8)$$

Для энергий настоящего эксперимента отношение (8) составляет<sup>/15,17,21/</sup>  $8,45 \pm 0,95$ . Для всех измеренных ядер, кроме Be, отношение  $(\sigma^-)' / (\sigma^+)'$  меньше приведенной величины. Причём на ядрах от углерода до меди эта величина уменьшается. Это обстоятельство связано с относительным возрастанием выхода  $\pi^+$ -мезонов за счёт перезарядки. Отличие экспериментального отношения

$(\sigma^-)' / (\sigma^+)' = 5,15 \pm 0,18$  для углерода от приведенной величины отношения (8) может свидетельствовать о влиянии процесса перезарядки даже для такого легкого ядра, как углерод.

Сопоставление отношений выходов пионов, образованных на ядрах с избыточным числом нейтронов, при бомбардировке протонами и нейтронами свидетельствует о преимущественной концентрации избыточных нейтронов на поверхности ядра. Действительно, эффект, связанный с нейтронной оболочкой, должен сказываться противоположным образом на отношении выходов пионов при бомбардировке протонами и нейтронами. Такая картина хорошо проявляется при сопоставлении отношений для ядер  $Be$ ,  $C$  и  $Pb$ . Так, согласно данным работ /12, 14, 22, 23/, отношение  $(d\sigma^+ / d\Omega)' / (d\sigma^- / d\Omega)'$ , полученное при бомбардировке протонами, при переходе от углерода к бериллию уменьшается в 1,1 - 1,2 раза, а для наших измерений с нейтронами  $(\sigma^-)' / (\sigma^+)'$ , наоборот, возрастает в  $1,38 \pm 0,06$  раз. При переходе от углерода к свинцу в обоих случаях отношение выходов пионов соответствующих знаков должно уменьшаться из-за перезарядки, но в случае бомбардировки нейтронами это уменьшение из-за нейтронной "оболочки" должно быть существенно меньшим. Сравнение наших результатов с данными измерений при бомбардировке протонами подтверждает это обстоятельство.

Проявлением эффекта, связанного с нейтронной оболочкой в наших измерениях, может также являться некоторое возрастание  $(\sigma^-)' / (\sigma^+)'$  при переходе от меди к свинцу.

### 7. 3 а к л ю ч е н и е

Целью настоящей работы являлось качественное объяснение (без конкретных вычислений) основных закономерностей образования пионов на ядрах с помощью анализа совокупности экспериментальных результатов, полученных при бомбардировке ядер нейтронами /1/ и сопоставления их с имеющимися данными на протонных пучках.

Все полученные данные интерпретируются в предположении о первичном элементарном характере взаимодействий нуклонов и генерированных пионов в ядре.

В характеристиках процессов образования пионов на легких ядрах четко проявляются особенности первичного механизма генерации пионов. С возрастанием атомного номера характер картины в основном определяется особенностями ядерной структуры.

Сопоставление найденных в работе полных и дифференциальных сечений образования пионов при бомбардировке ядер нейтронами с данными для соответствующих процессов на протонных пучках свидетельствует о справедливости принципа зарядовой независимости ядерных сил для исследованных процессов образования пионов.

Определяющую роль для процессов образования пионов играет поглощение и рассеяние пионов в ядерном веществе. Роль этого фактора, в первую очередь, проявляется в зависимости выхода пионов от атомного номера. Анализ найденных зависимостей от атомного номера показывает, что изменения этой характеристики при разных энергиях падающих нуклонов и под разными углами наблюдения могут быть объяснены качественно зависимостью от энергии сечения взаимодействия пионов с ядерным веществом. Эта же причина приводит к смягчению спектров пионов при возрастании атомного номера.

Анализ спектров и угловых распределений пионов позволяет сделать вывод о большой роли рассеяния даже на самых легких ядрах. Процессы рассеяния пионов являются основной причиной наблюдаемой асимметрии угловых распределений. Величина асимметрии возрастает с ростом атомного номера. Этому обстоятельству способствует поглощение нуклонов в ядре.

Анализ спектров пионов свидетельствует о существенном воздействии на их форму внутриядерного движения нуклонов. Проведенные измерения, когда в одинаковых условиях изучалось образование пионов обоих знаков, позволяют на основании сопоставления характеристик для  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов исследовать роль таких эффектов, как перезарядка пионов и нуклонов, эффект кулоновского потенциала ядер, различие распределений нейтронов и протонов по ядру.

Эффект, связанный с перезарядкой пионов, оказывает существенное влияние на относительно малоинтенсивный процесс образования  $\pi^+$ -мезонов, приводя к заметному различию зависимостей выхода  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов от атомного номера. С эффектом перезарядки связаны: различие спектров  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, разница асимметрий для  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, уменьшение отношения выходов  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонов под большими углами, отличие отношения вы-



ходов пионов разного знака на ядрах от соответствующих отношений для элементарных сечений.

Действием кулоновского барьера ядер можно объяснить относительный сдвиг спектров  $\pi^+$  - и  $\pi^-$ -мезонов для тяжелых ядер.

Анализ некоторых особенностей, проявляющихся в относительном различии зависимостей выходов  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов от атомного номера и угла измерения позволяет сделать вывод о преимущественной концентрации избыточных нейтронов на поверхности ядра.

Автор благодарит В.П.Джелепова и В.Б.Флягина за обсуждения.

### Л и т е р а т у р а

1. К.О.Оганесян. Препринт ОИЯИ, Р1-3399, Дубна, 1967.
2. А.Г.Мешковский, Я.Я.Шаламов, В.А.Шабанов. ЖЭТФ, 34, 1426 (1958).
3. Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.П.Зрелов, М.Г.Мешеряков, В.И.Петрухин. ЖЭТФ, 34, 1357 (1958).
4. В.Г.Вовченко, Г.Гельфер, А.С.Кузнецов, М.Г.Мешеряков, В.Святковский. ЖЭТФ, 39, 1557 (1960).
5. Л.И.Лалидус. ЖЭТФ, 31, 866 (1956).
6. A.F.Dunaitsev, Yu.D.Prokoshkin. Nucl. Phys, 56, 300 (1964).
7. В.П.Джелепов, К.О.Оганесян, В.Б.Флягин. ЖЭТФ, 32, 678 (1957).
8. Ю.Д.Прокошкин, А.А.Тяпкин. ЖЭТФ, 33, 313 (1957).
9. L.R.V.Elton. Nucl.Phys., 23, 681 (1961) .
10. E.H.S.Burhop. Nucl.Phys., 11, 438 (1967) .
11. M.H.Johnson, E.Teller. Phys. Rev., 93, 357 (1954) .
12. E.Lillethun. Phys. Rev., 125, 665 (1962) .
13. S.Allison. Phys. Rev., 119, 1975 (1960) .
14. А.Г.Мешковский, Ю.С.Плигин, Я.Я.Шаламов, В.А.Шабанов. ЖЭТФ, 31, 987 (1956).
15. В.П.Джелепов, В.С.Киселев, К.О.Оганесян, В.Б.Флягин. ЖЭТФ, 50, 1492 (1956).
16. А.И.Мухин, Е.Б.Озеров, Б.Понтекэрво. ЖЭТФ, 31, 371 (1956).
17. В.М.Гужавин, Г.К.Клигер, В.З.Колганов и др. ЖЭТФ, 46, 1245 (1964).

18. T.Kinoshita. Phys. Rev., 94, 1331 (1954).
19. В.М.Мальцев, Ю.Д.Прокошкин. ЖЭТФ, 39, 1625 (1960).
20. E.Garwin, W.Ketman, C.O.Kim, C.M.York. Phys. Rev., 115, 1295 (1959).
21. Б.С.Неганов, О.В.Савченко, ЖЭТФ, 32, 1265 (1957).
22. А.Г.Мешковский, Я.Я.Шаламов, В.А.Шабанов. ЖЭТФ, 33, 602 (1957).
23. М.Г.Мещеряков, И.К.Взоров, В.П.Зрелов, Б.С.Неганов, А.Ф.Шабудин, ЖЭТФ, 31, 55 (1956).

Рукопись поступила в издательский отдел

19 июня 1967 года.

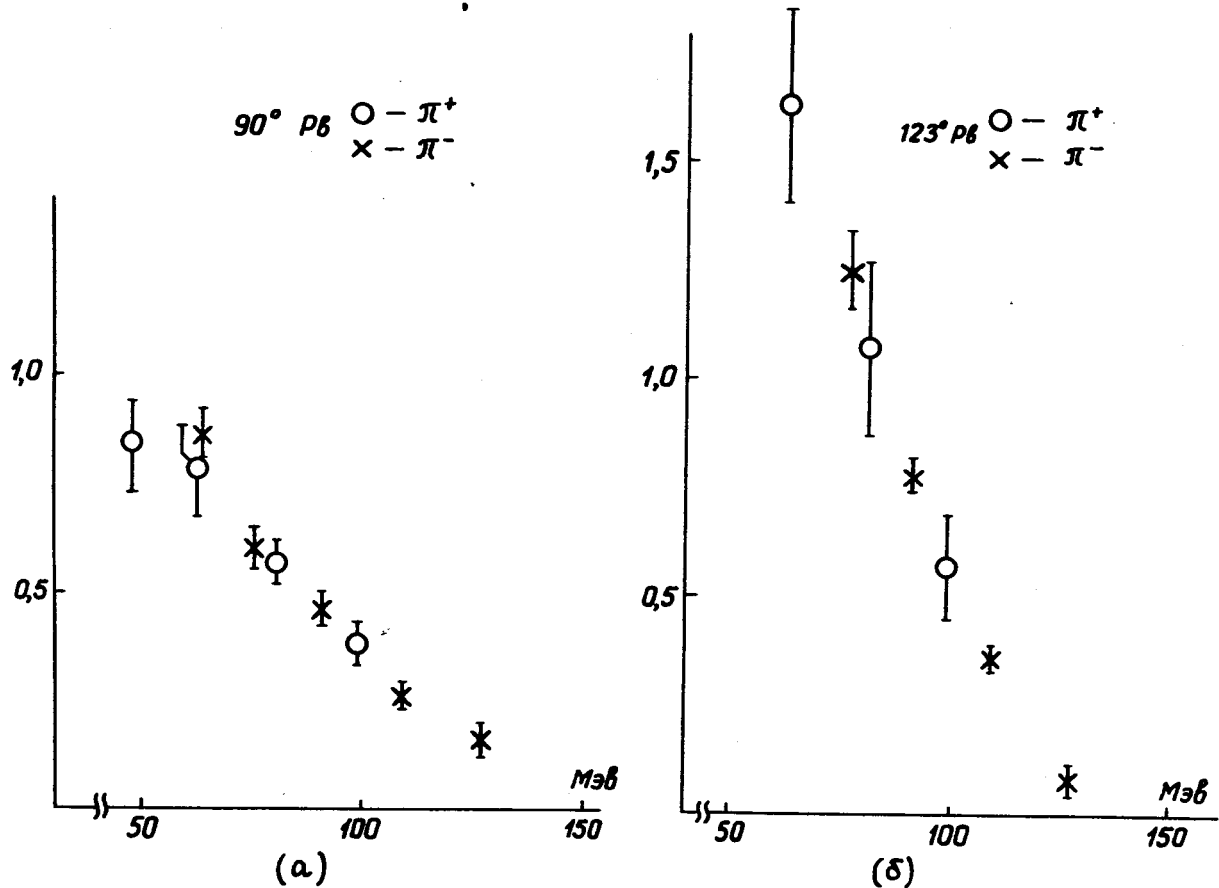


Рис. 1. Высокоэнергетические части спектров пионов под углами  $90^\circ$  и  $123^\circ$  на ядре свинца в относительных единицах после сдвига на величину кулоновского потенциала.

○ —  $\pi^+$ -мезоны, × —  $\pi^-$ -мезоны

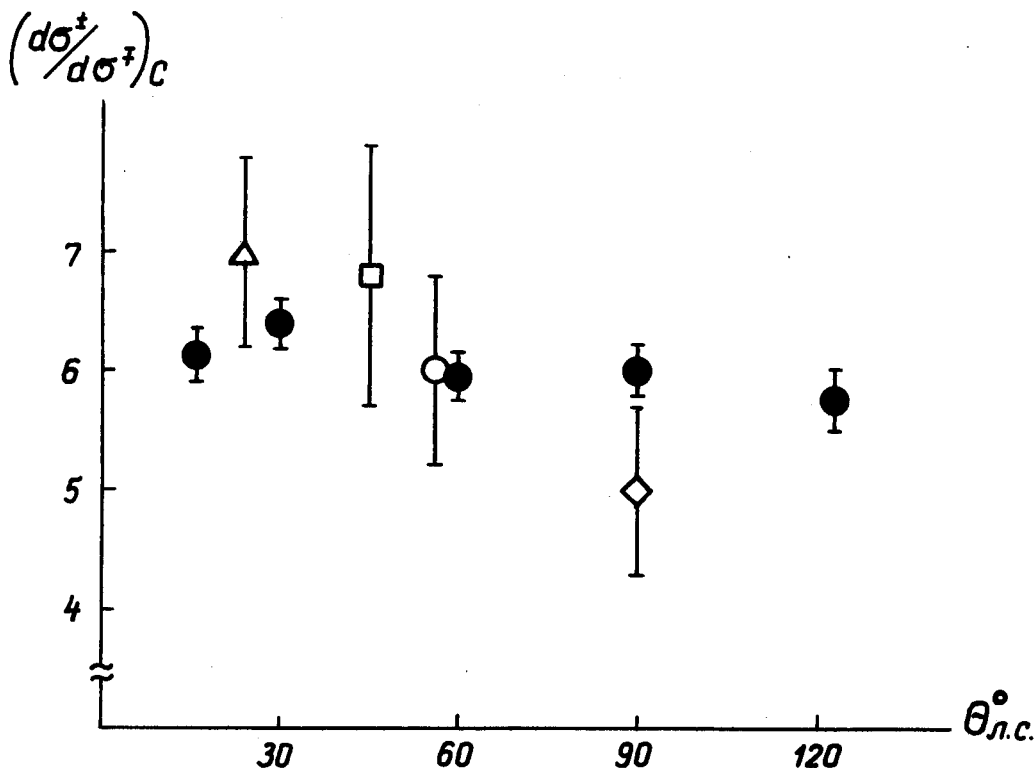


Рис. 2. Отношение выходов заряженных пионов на ядре углерода в зависимости от угла в лабораторной системе.

- -  $\frac{d\sigma^-}{d\sigma^+}$  - нейтроны, настоящая работа,    △ -  $\frac{d\sigma^+}{d\sigma^-}$  - протоны  
 660 Мэв, Мещеряков и др. ЖЭТФ, 31, 58 (1956).    □ -  $\frac{d\sigma^+}{d\sigma^-}$  - протоны  
 660 Мэв, Мешковский и др., ЖЭТФ 33, 602 (1957).  
 ○ -  $\frac{d\sigma^+}{d\sigma^-}$  - протоны 660 Мэв, Вовченко и др. ЖЭТФ, 39, 1557 (1960).  
 ◇ -  $\frac{d\sigma^+}{d\sigma^-}$  - протоны 660 Мэв, Сидоров, ЖЭТФ, 28, 727 (1955).