

С 346.5г

ЯФ, 1967, т. 6, в. 6,

17/11-67

В-18

С. 1215-1220

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 3375



Г. Варденга, М. Журавлева, Д. Котляревский,  
В. Новиков, Э. Оконов, Г. Тахтамышев, Л. Чхайдзе

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
 $K_L^0$  - МЕЗОНОВ СО СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИЕЙ  
120 МЭВ С ЯДРАМИ Ag, Cu, Pb

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1967.

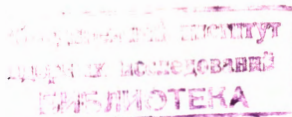
P1 - 3375

Г. Варденга, М. Журавлева, Д. Котляревский,\*  
В. Новиков, Э. Оконов, Г. Тахтамышев, Л. Чхаидзе\*

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
 $K^0_L$  - МЕЗОНОВ СО СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИЕЙ  
120 МЭВ С ЯДРАМИ Ar, Cu, Pb

Направлено в ЯФ

\* Институт физики АН ГССР



5064/1. нр.

В работе определено сечение рождения  $\Lambda^0 (\Sigma^0)$  -гиперонов  $K_L^0$ -мезонами со средней энергией 120 Мэв на ядрах  $Al$ ,  $Ca$ ,  $Pb$  и проверена модель каскадного взаимодействия частиц.

Распады и взаимодействия  $K_L^0$ -мезонов регистрировались в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле со средней напряженностью  $\approx 8000$  эрстед. Камера размером  $100 \times 60 \times 17$  см, наполненная аргоном при давлении 1,25 ат, была расположена на расстоянии 6,2 м от внутренней мишени синхрофазотрона ОИЯИ. Поток  $K_L^0$ -мезонов составляет угол  $90^\circ \pm 1,5^\circ$  с пучком ускоренных протонов. Описание установки и методика обработки треков распадных частиц приведены в работах /1,2/.

Зарегистрировано  $\approx 4500$   $K_L^0$ -распадов на заряженные частицы. Энергетический спектр  $K_L^0$  в месте расположения установки приведен на рис. 1. Для изучения взаимодействия  $K_L^0$ -мезонов в разных экспозициях в камеру помещался поглотитель: а) медная пластина толщиной 26,7 гр/см<sup>2</sup>; б) свинцовая - 5,8 гр/см<sup>2</sup>; в) две свинцовые пластины по 5,8 гр/см<sup>2</sup> каждая.

Число  $K_L^0$ -распадов, зарегистрированных в каждой экспозиции, равно 1203, 1654 и 808 соответственно (фон от ложных событий вычтен).

Изучалось рождение  $\Lambda^0$ -гиперонов в реакции



В камере наблюдался распад  $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ , при этом условия эксперимента таковы, что подавляющее большинство распадов идентифицируется визуально, так как при импульсе  $P \leq 700$  Мэв/с протон чётко отличается от  $\pi^-$  и  $\mu^-$ -мезонов по ионизации. При идентификации  $\Lambda^0$ -гиперона требовалось соответствие кинематике распада

$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$  и наличие у положительной частицы протонной плотности почернения.

Чтобы обеспечить надежность измерений и идентификации для окончательного анализа отбирались распады, удовлетворяющие следующим критериям:

- 1) вершина  $V^0$ -события лежит в эффективном объеме камеры;
- 2) импульс положительной частицы  $P_+ \leq 700$  Мэв/с;
- 3) угол наклона трека к плоскости фотографирования  $\alpha_+ \leq 45^\circ, \alpha_- \leq 60^\circ$ ;
- 4) из рассмотрения исключались распады с треками, параллельными базе фотоаппарата  $\theta_+ = (90^\circ \pm 20^\circ), \theta_- = (90^\circ \pm 10^\circ)$  ( $\theta_{\pm}$  угол вылета вторичной частицы).

Эффективный объем камеры определен по распределению  $x, y, z$  координат точек распада  $K_L^0$ -мезонов из данных так называемой "невыборочной статистики" (на части пленок были измерены все  $V^0$ -события без выборки для определения точек распределения распада и угловых характеристик распадных частиц). Условия освещения в эффективном объеме постоянны. При  $\alpha_+ \leq 45^\circ$  почернение трека пропорционально его ионизации. На угол вылета  $\pi^-$ -мезона ( $\alpha_-$ ) наложено меньшее ограничение в силу того, что импульс  $\pi^-$  меньше ( $P_- < 200$  Мэв/с).

Перечисленным критериям удовлетворяют 67  $\Lambda^0$ , рожденных в  $Ca$ , и 55 - в  $Pb$ . Рассмотрим возможные источники фона  $\Lambda^0$ -распадов:

- а) Взаимодействие нуклонов пучка с ядрами в пластине типа



Порог этой реакции равен  $\approx 2,3$  Гэв/с. На рис. 2 показан импульсный спектр протонов отдачи, образованных нейтронами пучка. Как видим, импульс нуклонов меньше порога реакции (2).

- б) Рождение  $\Lambda^0$ -гиперонов  $K_L^0$ -мезонами в аргоне в реакции (1) и двухлучевые звезды ( $p, \pi^-$ ), образованные нейтронами.

На всем материале было зарегистрировано два распада  $\Lambda^0$ ,

удаленных от стенок и пластин на расстояние большее, чем 3 средних распадных пробега  $\Lambda^0$ . Это либо  $\Lambda^0$ , генерированные  $K_L^0$ -мезонами в безлучевой звезде, либо звезда, которая имитирует распад  $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ . Оценки показывают, что первый источник является преобладающим.

Для иллюстрации правильности идентификации мы оценили массу нестабильной частицы и ее время жизни по 122 случаям. Получили  $M_{\Lambda^0} = (1115,7 \pm 4,1)$ ,  $\tau_{\Lambda^0} = (2,92 \pm 0,31) 10^{-10}$  сек, что в пределах ошибок согласуется с последними данными /3/.

Для определения сечения рождения  $\Lambda^0 (\Sigma^0)$  нужно восстановить поток  $K_L^0$ -мезонов, прошедший через пластину в эффективном объеме камеры, а также оценить действительное число  $\Lambda^0 (\Sigma^0)$ , родившихся на ядрах Си и Рь.

Поток был рассчитан по числу  $K_L^0$ -распадов с привлечением поправок, полученных по "невыборочной статистике". Из "невыборочной статистики" было определено -какая часть  $K_L^0$ -мезонов распадается в эффективном объеме камеры и азимутальная поправка для этой совокупности событий. Далее учитывался распад  $K_L^0$  в пластине и в нечувствительной области 0,5 см за пластиной. Из этих данных было определено число  $K_L^0$ , распавшихся на заряженные частицы. Зная вероятность нейтральной моды  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  по отношению ко всем "заряженным распадам"  $W(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0) / W(K_L^0 \text{ (заряж.)}) = 0,30 \pm 0,03$  /3/x)

и средний распадный пробег с учётом спектра  $\lambda_{K_L^0} \approx (12,32 \pm 0,62)$  м ( $\tau_{K_L^0} = 5,03 \pm 0,25) 10^{-8}$  сек /3/), мы оценили поток  $K_L^0$ -мезонов, прошедших через пластину Си и Рь  $J_{\text{Си}} = (4,38 \pm 0,52) \times 10^4$ ,  $J_{\text{Рь}} = (6,89 \pm 0,7) \times 10^4$ .

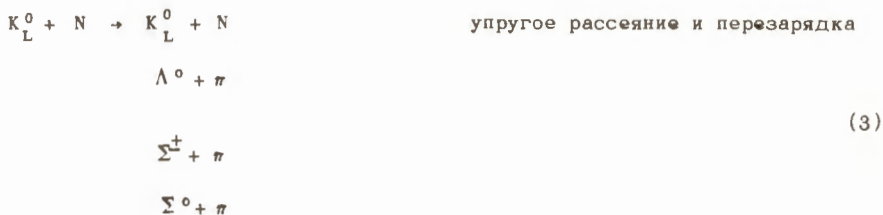
$\Delta J_{\text{Рь}}$  и  $\Delta J_{\text{Си}}$  включают в себя как статистические ошибки  $\Delta R$  и  $\Delta \tau$ , так и неточности проправочных коэффициентов.

Основная трудность в восстановлении истинного числа родившихся  $\Lambda^0 \Sigma^0$  состоит в учёте вторичных эффектов в ядре и далее в пластине, так как наблюдаемые  $\Lambda^0$  рождены не непосредственно  $K_L^0$ -мезонами, а образованы от распадов  $\Sigma^0$  и конверсии  $\Sigma^\pm$  и  $\Lambda^0$  в ядре.

x) В работе /4/ было показано, что примесь других распадов 1%.

Для учёта вторичных эффектов и получения поправок на распад  $\Lambda^0$  в пластине (средний распадный пробег  $\Lambda^0 \approx 2,7$  см) и на примененные критерии отбора взаимодействие  $K_L^0$ -мезонов с ядром моделировалось по методу Монте-Карло. В основу расчёта была заложена каскадная модель взаимодействия  $K_L^0$ -мезонов и вторичных странных частиц с нуклонами ядра. Эта модель хорошо описывает эксперименты по рождению обычных и странных частиц  $\pi$ -мезонами и нуклонами в широком интервале энергий<sup>4,5,6/</sup>. Ядро рассматривается как вырожденный Ферми-газ, заполняющий сферу радиуса  $R_{Cu} = 5f$ ,  $R_{Pb} = 7f$ <sup>7/</sup>. При этом учитывается фермиевское движение нуклонов в ядре и принцип Паули.

Для упрощения расчётов при взаимодействии  $K$ ,  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma$  с нуклоном были рассмотрены только реакции с рождением двух частиц в конечном состоянии:



$$\begin{aligned} \Sigma^{\pm} + N &\rightarrow \Sigma^{\pm} + N \\ \Lambda^0 + N & \\ \Sigma^0 + N & \end{aligned} \quad (6)$$

При наших энергиях  $K_L^0$ -мезонов (спектр на рис. 1) в KN взаимодействии вклад от процессов с рождением трех частиц ( $\Upsilon \pi \pi$ ) не более  $\approx 10\%$  от двухчастичных конечных состояний, причём соотношение между  $\Lambda^0$  и  $\Sigma^0$  в ( $\Upsilon \pi \pi$ ) равно  $8:2^{1/8}$ . Погрешность, допущенная пренебрежением трехчастичными конечными состояниями, в основном приводит к небольшому изменению поправки на распад, что мало влияет на результат. В реакциях (4,5,6) вклад от процессов с рождением дополнительного  $\pi$ -мезона пренебрежимо мал.

Дальнейшей судьбой  $\pi$ -мезона и нуклона мы не интересовались, так как их энергия не достаточна для рождения странных частиц. В расчете использовались полные сечения поглощения  $K_L^0$ -мезонов в Cu и Pb, полученные в настоящей работе, данные о сечениях взаимодействия  $K^+$ - и  $K^-$ -мезонов с нуклоном (через 50 Мэв) и веса отдельных каналов реакции из работ <sup>18,12/</sup>. Сечения реакций (4) были заданы для  $\Lambda^0$ -гиперонов в интервале импульсов 0-300, 300-640, 640-880 и  $P_{\Lambda^0} > 880$  Мэв/c <sup>13 ÷ 18/</sup>, а (5,6) для  $\Sigma$ -гиперонов с импульсом 0-150, 150-500, 500-1500 Мэв/c <sup>19 ÷ 22/</sup>.

В результате моделирования было определено число  $\Lambda^0(\Sigma^0)$ , вышедших из ядра, и число  $\Lambda^0$ , прошедших по критериям отбора. Из этих данных были получены следующие поправочные коэффициенты для  $\Lambda^0$ :  $\epsilon_{Cu} = 9,3^{+0,8}$ ;  $\epsilon_{Pb1} = 5,6^{+0,5}$ ;  $\epsilon_{Pb2} = 7,4^{+0,6}$ . Было "разыграно"  $5 \times 10^4$  первичных KN-взаимодействий. Ошибка расчёта определялась в основном ошибками в сечениях элементарных процессов.

В результате были получены следующие значения сечения рождения <sup>x)</sup>

$$\Lambda^0(\Sigma^0) \text{ на Cu и Pb: } \sigma_{Cu}(\Lambda^0, \Sigma^0) = (58 \pm 10) \text{ мб}, \quad \sigma_{Pb}(\Lambda^0 \Sigma^0) = (225 \pm 36) \text{ мб}.$$

<sup>x)</sup> В работе <sup>12,3/</sup>  $\sigma_{Pb} = (200^{+70})$  мб для  $K_L^0$ -мезонов со средней энергией 100 Мэв.

На рис. 3 приведены распределения по импульсу  $P_{\Lambda^0}$  и углу вылета  $\theta_{\Lambda^0}$  для  $\Lambda^0$ , зарегистрированных в данном эксперименте и полученных моделированием. Сравнение этих распределений дает удовлетворительное согласие, что указывает на справедливость каскадной модели для наших условий.

Расчет показывает, что в ядре  $^{64}\text{Cu}$  в среднем происходит 3-4 взаимодействия, а в  $^{208}\text{Pb}$  — 5-8 взаимодействий.

Нами была также сделана оценка сечения рождения  $\Lambda^0$  в ядре  $\text{Ag}$ . Было зарегистрировано 12  $\Lambda^0$ , удаленных от стенок и пластин на расстояние большее, чем 3 средних распадных пробега  $\Lambda^0$ . В 10 случаях имеется звезда коррелированная  $\Lambda^0$  х), причем, в 9 случаях направление полета  $\Lambda^0$  составляет с направлением на звезду угол не более  $5^\circ$  и лишь в одном случае угол отклонения  $\approx 10^\circ$  (это может иметь место и вследствие плохой измеримости следа отрицательной частицы).

Оставшиеся две  $\Lambda^0$  не связаны со звездой; это либо  $\Lambda^0$ , образованные

$K_L^0$ -мезонами в безлучевой звезде в  $\text{Ag}$  (сечение рождения в безлучевой звезде примерно на порядок меньше), либо двухлучевые звезды ( $p, \pi^-$ ), имитирующие распад  $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ . Ожидаемая примесь от таких звезд мала. Для подсчета числа  $\Lambda^0$  ( $\Sigma^0$ ), генерированных в  $\text{Ag}$ , мы ввели геометрические поправки и поправку на нейтральную схему распада  $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^0$ . Поток, прошедший через камеру, равен

$J_{K_L^0} = (1,47 \pm 0,17) \cdot 10^5$ , отсюда сечение генерации  $\Lambda^0$  ( $\Sigma^0$ ) в  $\text{Ag}$  получается равным  $\sigma_{\text{Ag}}(\Lambda^0, \Sigma^0) = (44 \pm 15)$  мб.

В работе<sup>/23/</sup> получено сечение рождения ( $\Lambda^0, \Sigma^0$ )  $K_L^0$ -мезонами с такой же средней энергией, как и в нашем эксперименте, во фреоне (среднее значение  $A \approx 22$ ):  $\sigma_{\text{Fr}}(\Lambda^0, \Sigma^0) = (29 \pm 7)$  мб.

На рис. 5 показана зависимость  $\sigma(\Lambda^0, \Sigma^0)$  от  $A$ . Экспериментальные точки описываются линейной зависимостью от  $A$ , вида

$$\sigma(\Lambda^0, \Sigma^0) = 4,7 + 0,97A.$$

В заключение авторы благодарят научных сотрудников: Ю. Лукстыньша, А. Мествиришвили, Д. Нягу, Н. Петрова, В. Русакова и У. Цзун-фаня за по-

х) В среднем кадре наблюдалось 5 звезд.



мощь в работе; В.Мальцева, З.Манджавидзе, Н.Ройнишвили, В.Тонеева за полезные советы; О.Благодарову, И.Кухтину за помощь в составлении программы. Авторы благодарны группе техников и лаборантов, принимавших участие в эксплуатации установки и обработке экспериментальных данных.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Д.Котляревский, А.Мествиришвили, Д.Нягу и др. ЯФ, 1, вып.6, 1035(1965)
2. М.Аникина, Г.Варденга, М.Журавлева и др. ЯФ.2. вып.3, 471(1965)
3. M. Roos, Preprint CERN 10.4.66
4. N.Metropolis, R. Bivins, M.Storm et al.  
Phys. Rev. 110, 204 (1958)
5. В.Беляков, А.Бояджиев, Н.Вирысов и др. Препринт ОИЯИ Р-1452,  
Дубна, 1963.
6. Е.Богданович, Т.Добровольский, И.Ивановская и др. ЯФ.3, вып.1,73 (1966)
7. L.Elton, Nuclear Sizes, ( pub. Oxford Univ. ) 1962
8. P. Bastien, J.Berge, O.Dahl et al. International Conference  
on High Energy Physics at CERN p.373. 1962.
9. S.Goldhaber, W.Chinowsky, G.Coldhaber et al.  
Phys. Rev. Lett., 9, 135 (1962)
10. B.Bhowmik, D.Goyal, P.Jain et al. Nuov. Cim.31, 716 (1964)
11. J.Kim, Phys. Rev. Lett., 14, 29 (1965)
12. M.Sakitt, T.Day, R.Glassen et al. Phys. Rev., 139, 3B, 719 (1965)
13. G.Abrams and B.Sechi-Zorn, Phys. Rev. 139, 2B, 454 (1965)
14. F.Crawford, M.Creati, M.Good et al. Phys. Rev. Lett., 2, 174 (1959)
15. B.Sechi-Zorn, R.Burnstein, T. Day et al. Phys.Rev.Lett. 13, 282 (1964)
16. G.Alexander, O.Benary, U.Karshon et al. Phys.Let. 19, 755 (1966)
17. T.Groves, Phys. Rev. 129, 1372 (1963)
18. P.Belliere, M.Gomez, A.Lloret et al. Phys. Lett. 12, 350 (1964 )
19. R.Burnstein. Univer. of Marilend, Technical Report 469 (1965)
20. H.Dosch, R.Engelmann, H.Filthuth. Phys.Lett. 14, 162 (1965)
21. F.Russel Stannard, Phys.Rev. 121, 1513 (1961)
22. V.Bisi, G.Borreani, R.Cester et al. Phys .Lett. 10, 252 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 июня 1967 года.

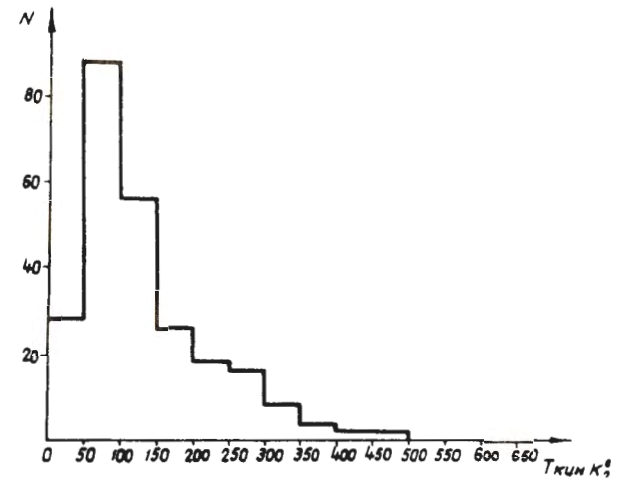


Рис. 1. Энергетический спектр  $K_L^0$ -мезонов в месте расположения установки.

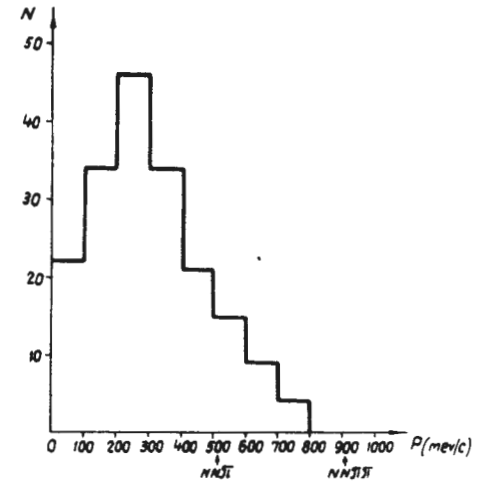


Рис.2. Импульсный спектр протонов отдачи, образованный нейтронами пучка. Стрелками указаны пороги рождения одного и двух  $\pi$ -мезонов.

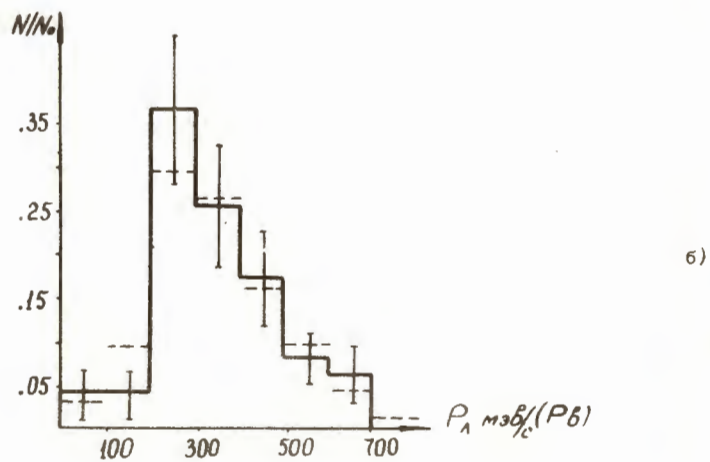
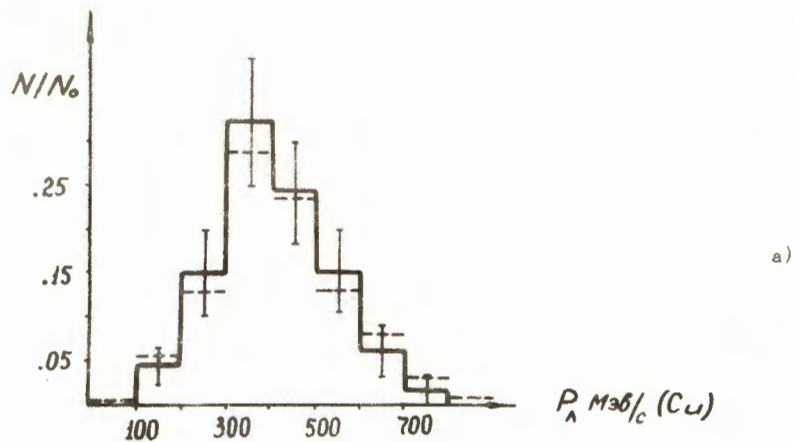


Рис. 3. Импульсный спектр  $\Lambda^0$ -гиперонов, образованных  $K_L^0$ -мезонами в  $\text{Cu}$  и в  $\text{Pb}$  (б). Пунктиром показано распределение для  $\Lambda^0$ , полученных в результате моделирования и удовлетворяющих критериям отбора.

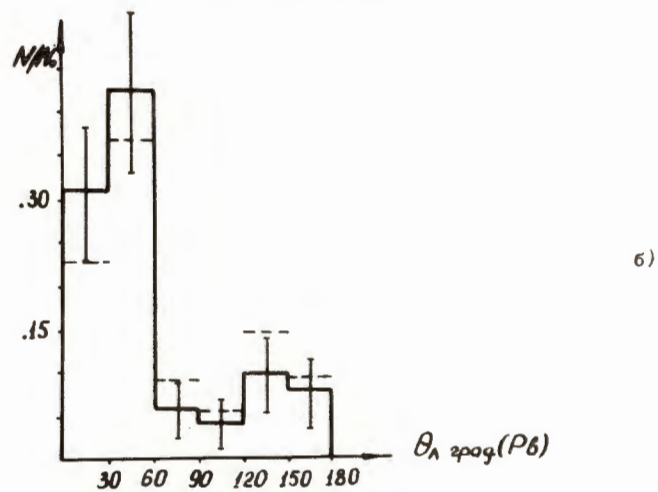
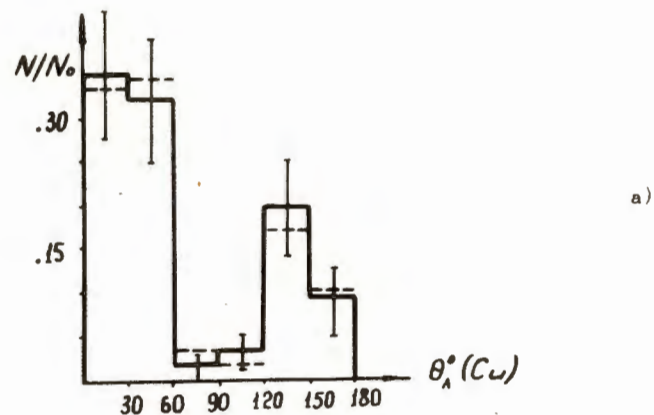


Рис. 4. Распределение  $\Lambda^0$  по углам вылета  $\theta_{\Lambda^0}$  в  $\text{Cu}$  (а) и в  $\text{Pb}$  (б). Пунктир-результат моделирования.

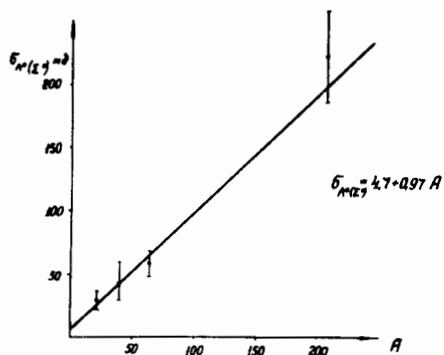


Рис. 5. Зависимость сечения рождения  $\Lambda^0(\Sigma^0)$   $K_L^0$ -мезонами со средней энергией 120 Мэв от атомного номера.