

с 346.46

С-87

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2097



З.С. Стругальский

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ ЧИСЛА НЕЙТРОНОВ
К ЧИСЛУ ПРОТОНОВ N_n/N_p
НА ПЕРИФЕРИИ ЯДРА КСЕНОНА

ЛАБОРАТОРИЯ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1965

P-2087

3276/1. чр.

З.С. Стругальский^{х)}

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ ЧИСЛА НЕЙТРОНОВ
К ЧИСЛУ ПРОТОНОВ N_n/N_p
НА ПЕРИФЕРИИ ЯДРА КСЕНОНА

Направлено в Nuclear Physics

^{х)} Сотрудник Института ядерных исследований, Польша, Варшава.



Настоящая работа выполнена с целью определения отношения числа нейтронов к числу протонов на периферии ядра ксенона.

Как уже сообщалось^{/1/}, среди малолучевых (< 6) взаимодействий π^- -мезонов с импульсом 8 Бэв/с с ядрами ксенона важную роль играют одиночные π^- -нуклонные взаимодействия^{х)}. Существование их проявляется в распределении π^- -Xe взаимодействий по числу лучей. Происхождение характерной формы этого распределения при малых (< 6) значениях числа лучей может быть приписано лишь разнице в числах нейтронов и протонов в той области ядра, в которой происходят вышеупомянутые одиночные взаимодействия. Можно показать, что эта область является периферией ядра.

Для решения поставленной задачи проводится детальный анализ распределения π^- -Xe взаимодействий по числу лучей в интервале малого числа лучей.

Физический эффект, использованный здесь, может служить основой для получения информации о соотношениях N_n/N_p на периферии ядер и других элементов.

М е т о д

Если π^- -мезон с определенным знаком заряда (π^-) взаимодействует с ядром определенного элемента (Xe) и в ядре имеет место только одиночное взаимодействие π^- -мезон-нуклон, и все вторичные частицы наблюдаемы, то обнаруживается четно- или нечетно-лучевая звезда в зависимости от того, произошло взаимодействие π^- -мезона с протоном или с нейтроном ядра. Форма распределения таких идеализированных взаимодействий по числу лучей может зависеть от разницы в значениях полных сечений π^- -p и π^- -n взаимодействий в ядре и от разницы в числах нейтронов и протонов в области ядра, в которой эти взаимодействия происходят. В районе энергий нескольких Гэв значения полных сечений π^- -p и π^- -n взаимодействий на свободных нуклонах практически одинаковы^{/1/}. Имеются соображения, согласно которым значения полных сечений π^- -N взаимодействий с нуклонами в ядре и со свободными нуклонами равны

х) Определим одиночные π^- -нуклонные взаимодействия как такие взаимодействия π^- -мезона с нуклоном ядра, которые не сопровождаются вторичными ядерными процессами (испарение, поглощение вторичных частиц, внутриядерный каскад).

между собой^{/2/}. Таким образом, на форму распределения по числу лучей таких идеализированных взаимодействий π^- -мезонов с ядром будет влиять лишь разница в числе нейтронов и протонов в области ядра, где взаимодействия происходят. Чем больше эта разница в числах N_n и N_p , тем больше будет разница между кривыми, которые можно провести отдельно через точки, соответствующие четным и нечетным значениям числа лучей в распределении по числу лучей взаимодействий π^- -мезонов с ядром^{x)}.

В реальных взаимодействиях π^- -мезонов с ядром распределение их по числу лучей деформируется из-за влияния ядра (поглощение вторичных частиц, испарение нуклонов, внутриядерный каскад) и ограниченной возможности детекции вторичных^{*} частиц. Следовательно, для получения значения отношения N_n/N_p в некоторой области ядра необходимо, учитывая его влияние (Приложение 1), построить действительное распределение по числу лучей той части π^- -ядерных взаимодействий, в которой содержатся одиночные π^- -N взаимодействия. Сдвиг кривых, проведенных отдельно через точки, соответствующие нечетно- и четнолучевым случаям в этом распределении, дает непосредственно значение N_n/N_p . Анализ показал (Приложение 2), что одиночные π^- -N взаимодействия происходят на периферии ядра.

Экспериментальные данные ^{xx)}

В двойном просмотре снимков с 24-литровой ксеноновой пузырьковой камеры ОИЯИ, облученной в пучке π^- -мезонов с импульсом 9 Гэв/с, отбирались все взаимодействия первичных пионов, находящиеся в определенной области камеры. На 20 000 стереофотографиях было обнаружено 5689 случаев. В каждом из них определялось число наблюдаемых вторичных заряженных частиц. Минимальная длина проекции на плоскость пленки следов частиц, которые можно обнаружить, оказалась во всех звездах ~ 2 мм в масштабе камеры. Этому значению соответствует минимальная энергия наблюдаемых протонов ~ 15 Мэв.

Во взаимодействиях с числом лучей не больше 4 можно обнаружить следы, длина проекции которых сравнима с диаметром пузырька, т.е. ~ 0,4 мм в масштабе камеры. Этой длине соответствует минимальная энергия наблюдаемых протонов ~ 5 Мэв. В таких малолучевых звездах короткие следы, длиной не больше 2 мм, присутствуют, однако, не более чем в 3% взаимодействий.

Анализ данных эксперимента показал, что потери при просмотре звезд, за исключением одно- и двухлучевых, пренебрежимо малы. Эффективность обнаружения остальных

x) Это следует из того факта, что распределение π^- -N взаимодействий на свободных нуклонах по числу лучей описывается одной плавной кривой^{/1/}.

xx) Основная часть экспериментальных результатов, которые здесь анализируются, опубликована^{/1/}.

сильно зависят от присутствия электронно-позитронных пар конверсии сопровождающих звезду γ -квантов^{х)}. Потери случаев с γ -квантами также пренебрежимо малы. Потери одно- и двухлучевых случаев без γ -квантов оценивались с помощью результатов эксперимента, относящихся к таким случаям^{/3/ хх)}. Оказалось, что при просмотре терялось 15% однолучевых случаев и 2% - двухлучевых.

На рис. 1 показано распределение π^- -He взаимодействий по числу лучей.

На экспериментальном материале, включающем около 1000 звезд, определялось количество коротких следов (энергия протонов не больше 30 Мэв) во взаимодействиях с числом лучей от 0 до 4. Результат показан на рисунке 2; на этом рисунке приведены аналогичные результаты для π^- -p взаимодействий на водороде в пропане^{xxx)}.

Анализ экспериментальных данных

Из показанного на рис. 1 распределения π^- -He взаимодействий по числу лучей видно, что экспериментальные точки в нем не ложатся на одну плавную кривую. Распределение можно хорошо описать с помощью двух плавных кривых, отдельно для четных (пунктирная кривая) и нечетных (сплошная кривая) чисел лучей в звезде. Эти кривые различны в районе малых чисел лучей и совпадают при больших. В области малого числа лучей точки, соответствующие нечетным значениям, ложатся выше, чем точки, соответствующие четным значениям.

Такая картина, как было отмечено^{/1/}, может быть объяснена существованием одиночных π^- -N взаимодействий в ядре и разницей в числах нейтронов и протонов в области ядра, где эти взаимодействия происходят. Возможные вторичные ядерные процессы, сопутствующие взаимодействиям π^- -мезонов с нуклонами ядра, могут лишь уменьшать систематический сдвиг в сторону больших значений числа взаимодействий с нечетным числом лучей по сравнению с числом взаимодействий с четным числом лучей.

Выделим одиночные π^- -N взаимодействия из π^- -He взаимодействий с малым числом лучей. Было оценено влияние процессов испарения протонов и поглощения малоэнергичных вторичных частиц ядром (Приложение 1) и построено действительное распределение одиночных π^- -N взаимодействий с числом лучей от 0 до 4. Результаты помещены в таблице 1. Они указывают, что влияние учитываемых процессов проявляется лишь в небольшом проценте случаев и мало зависит от числа лучей в звезде в рассматриваемом диапазоне от 0 до 4.

х) Вероятность обнаружения γ -кванта в результате его конверсии в e^+e^- -пару равна ~ 85%.

хх) Введенные поправки были получены из азимутального распределения вторичных частиц в 120 звездах с 1 лучом и 500 звездах с 2-мя лучами^{/3/}.

xxx) Автор благодарен А.Михулу за эти данные.

Т а б л и ц а 1

Число лучей	0	1	2	3	4
Число случаев неисправ- ленное	24	241	266	404	307
Число случаев исправленное (рождение π^- -мезонов по объему ядра)	18	176	231	462	359
Число случаев исправленное (рождение π^- -мезонов на поверхности ядра)	19	203	243	474	381

С целью проверки правильности введенных поправок были построены распределе-
ния полученных $\pi^- - N$ взаимодействий в ксеноне с числом лучей 0 и 2, 1 и 3,
2 и 4 и сопоставлены с соответствующими распределениями $\pi^- - N$ взаимодействий
в водороде (0, 2, 4 лучевые) и в пропане (1, 3 лучевые)^{1/}. Результат показан на
рис. 3. Из этого рисунка видно, что 0 и 2, 1 и 3-лучевые взаимодействия в ксеноне
имеют распределения идентичные таким же взаимодействиям на протонах в водороде
и нейтронах в пропане. Аналогичные распределения 0 и 4-лучевых звезд в ксеноне и в
водороде различаются приблизительно на 12%.

Из вышесказанного следует, что числа выделенных случаев одиночных $\pi^- - N$ взаимо-
действий в ксеноне, в диапазоне числа лучей 0-3, хорошо отображают действительные
числа одиночных $\pi^- - N$ взаимодействий в ксеноне.

Специально проведенный анализ показал, что эти одиночные взаимодействия, кото-
рым реально соответствуют наблюдаемые малолучевые звезды, происходят на периферии
ядра ксенона (Приложение 2).

Полученное распределение одиночных $\pi^- - N$ взаимодействий в ксеноне по числу
лучей показано на рис. 4.

Были определены коэффициенты, на которые необходимо умножить числа случаев,
соответствующие четным числам лучей для того, чтобы они ложились на кривую, опи-
сывающую взаимодействия с нечетным числом лучей, а также коэффициент, на который
необходимо разделить число случаев однолучевых, чтобы оно ложилось на кривую, опи-
сывающую четно-лучевые звезды в распределении всех взаимодействий в диапазоне
числа лучей 0-4 (рис. 4). Результат приведен в таблице 2. Полученные коэффициенты
не зависят в границах точностей от числа лучей в звезде^{х)}.

х) Приведенные статистические ошибки удовлетворительно отражают неопределен-
ность двух первых значений k , третье из-за неточности введенных коррекций облада-
ет ошибкой \sim в 2 раза большей.

Т а б л и ц а 2

Число лучей	1	2	3
$k = N_n/N_p$	$1,56 \pm 0,20$	$1,40 \pm 0,15$	$1,52 \pm 0,15$

Их среднее значение должно быть равно соотношению N_n/N_p на периферии ядра. Оно равно $k = N_n/N_p = 1,47 \pm 0,17$. В целом ядре ксенона $N_n/N_p = 1,43$. Отсюда следует, что в границах 11%-ой ошибки отношение числа нейтронов к числу протонов на периферии ядра равно этому отношению во всем ядре.

Как следует из характера распределения малолучевых случаев, в которых может иметь место влияние ядра (таблица 1), введенные поправки не влияют существенно на полученное значение N_n/N_p .

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Построение распределения по числу лучей одиночных π^- - n взаимодействий в ядре ксенона в интервале числа лучей 0-4

Экспериментальные данные (рис. 2) позволяют определить число случаев $\pi^- - Xe$ взаимодействий в диапазоне числа лучей 0-4, в которых отсутствует испарение протонов с энергиями больше 5 Мэв.

Имея такое исправленное распределение случаев по числу лучей, необходимо еще учесть влияние на его форму процесса поглощения медленных вторичных частиц ядром. Этот процесс ведет к перемещению наблюдаемых случаев от больших к меньшим числам лучей и дает искажения в наблюдаемом распределении одиночных π^- -нуклонных взаимодействий в ядре.

Известно^{/4/}, что процесс поглощения π^- -мезонов ядром существенен лишь в пределе энергий 0-200 Мэв. Максимум поглощения имеет место в районе 100-200 Мэв. Коэффициент поглощения разный в зависимости от того, рождаются мезоны во всем ядре или лишь на его поверхности^{/5/}. Поглощение протонов существенно в области энергий, меньших 160 Мэв.

Упомянутые выше искажения распределения взаимодействий по числу лучей за счет процесса поглощения вторичных частиц ядром оценивались следующим способом. Имеем распределение по числу лучей взаимодействий π^- -мезонов со свободными^{x)} нуклонами^{/1/}. Каждому числу лучей i соответствует число взаимодействий A_i .

x) В действительности в этом распределении нечетно-лучевые взаимодействия происходят на квазисвободном нейтроне.

По данным, касающимся $\pi^- - N$ взаимодействий (на протонах атомов водорода в propane)^{х)} можно определить число случаев, которые содержат π^- -мезоны с энергиями, меньшими 200 Мэв и протоны с энергиями, меньшими 160 Мэв, в лабораторной системе координат. Часть случаев $\Delta W_{i \rightarrow i-1}$ с определенным числом лучей, которая перемещается из-за процесса поглощения от больших чисел i к меньшим $i-1$, выражается следующей формулой:

$$\Delta W_{i \rightarrow i-1} = \omega_i A_i p_i k_{\pi}^i \eta_{\pi} + (1 - \omega_i) A_i \{ (p_i - 1) k_{\pi}^i \eta_{\pi} + k_p^i \eta_p \}, \quad (1)$$

где ω_i - отношение числа $\pi^- - N$ взаимодействий с числом лучей i и вторичным протоном к числу этих взаимодействий с вторичным нейтроном, p_i - максимальное число заряженных π^- -мезонов в i -лучевых звездах, k_{π}^i - часть π^- -мезонов с энергиями, меньше 200 Мэв, в i -лучевых случаях, η_{π} - коэффициент поглощения π^- -мезонов, k_p^i - часть протонов с энергиями, меньше 160 Мэв, в i -лучевых звездах, η_p - коэффициент поглощения протонов.

Примем, что одиночные взаимодействия π^- -мезонов с нуклонами в ядре имеют идентичное распределение по числу лучей как взаимодействия $\pi^- - N$ на свободных нуклонах. Можем тогда считать, что вычисленные искажения относятся и к взаимодействиям в ксеноне, и тогда наблюдаемые числа взаимодействий в ксеноне A_i^{exp} в области малолучевых звезд связаны с действительными числами A_i следующим соотношением:

$$A_i^{\text{exp}} = A_i + \Delta W_{i+1 \rightarrow i} - \Delta W_{i \rightarrow i-1} \quad (2)$$

Вычисленные значения A_i для взаимодействий $\pi^- - N$ в ксеноне помещены в таблице 1.

Каскадные процессы, которые могли бы действовать в обратном направлении, не учитывались. На основании результатов, полученных в Приложении 2, считается, что в интересующей нас части взаимодействий они не будут влиять на форму их распределения по числу лучей.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Определение области в ядре ксенона, в которой происходят одиночные взаимодействия

Пусть на сферическое ядро с определенной плотностью нуклонов $\pi^- - N$ на расстоянии $\rho(r)$ от его центра (рис. 5) падает пучок высокоэнергичных пионов. Предположим, что плотность траекторий падающих пионов постоянная в нужном участке пространства, не уже диаметра ядра.

х) Автор благодарен А. Михулу за эти данные.

Пучок при прохождении через ядро подвергается ослаблению с коэффициентом поглощения^{/2/}

$$K(r) = A \rho_M(r) \cdot \bar{\sigma} ,$$

где $\rho_M(r)$ - плотность, рассчитанная на нуклон ядерного вещества, A - массовое число, $\bar{\sigma}$ - сечение двухчастичной реакции $\pi^- - N$ в ядре. При рассматриваемом значении энергии можно положить $\bar{\sigma} = \sigma$ - полному сечению реакции на свободных нуклонах^{/2/}. Вероятность того, что π^- -мезон провзаимодействует при прохождении в ядре с плотностью $A \rho_M(r)$ по траектории на расстоянии d от его центра пути $\Delta\lambda$ равна^{/2/}:

$$P = 1 - e^{-\bar{\sigma} \rho_M d} ,$$

где

$$S(d) = A \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_M(\sqrt{d^2 + \lambda^2}) \bar{\sigma} \cdot d\lambda ,$$

d - прицельный параметр, $(d^2 + \lambda^2)^{1/2} = r$. В расчетах $\bar{\sigma} = \sigma = 26$ мб.

Определим теперь долю одиночных взаимодействий среди $\pi^- - Xe$ реакций с данным числом лучей. Пусть в каждом взаимодействии первичного или вторичного мезона с нуклоном ядра рождается в среднем \bar{n} вторичных пионов^{x)}. Пусть A^0 частиц падает на ядро. На участке пути в ядре $\Delta\lambda$, которому соответствует ΔS , провзаимодействует

$$A^0 (1 - e^{-\Delta S})$$

пучковых частиц. Вероятность, что вторичные π^- -мезоны не провзаимодействуют на остальном участке пути в ядре равна

$$P_{\pi^-} = C_{\pi^-} \bar{n}^{-1} (1 - P)^{\bar{n}} P^{\bar{n} - \bar{n}} = (e^{-(S - \Delta S)})^{\bar{n}} = e^{-\bar{n}(S - \Delta S)} .$$

Число первичных пионов, которые провзаимодействуют на участке пути в ядре $\Delta\lambda$ и вторичные продукты реакции не провзаимодействуют в остальной части ядра равно

$$A^0 (1 - e^{-\Delta S}) e^{-\bar{n}(S - \Delta S)} .$$

Первичные π^- -мезоны, которые не провзаимодействовали на участке $\Delta\lambda$ пути, могут провзаимодействовать на следующем участке, также равном $\Delta\lambda$, с вероятностью, равной

$$e^{-\Delta S} (1 - e^{-\Delta S}) ,$$

и среднее число взаимодействий, которые произошли на участке пути $\Delta\lambda - 2\Delta\lambda$ и их вторичные частицы вышли из ядра без взаимодействия, будет равна

$$A^0 e^{-\Delta S} (1 - e^{-\Delta S}) e^{-\bar{n}(S - 2\Delta S)} .$$

На следующих участках $\Delta\lambda$ процесс происходит аналогично. В результате число одиночных взаимодействий первичных π^- -мезонов с нуклонами в ядре ксенона в зависимости от прицельного параметра d равно

$$N(d) = A^0 \sum_{k=0}^{k=\bar{n}-1} e^{-k\Delta S} (1 - e^{-\Delta S}) e^{-\bar{n}(S(d) - (k+1)\Delta S)} ,$$

x) В расчетах \bar{n} принято равным среднему числу пионов, рождаемых в $\pi^- - N$ взаимодействиях на свободных протонах.

В формуле $n = n(d) = \frac{S(d)}{\Delta S} \cdot \Delta S$ — малая, много меньше $S(d)$, постоянная часть $S(d)$.

Учитывая геометрические факторы, определим долю $f(d)$ одиночных π^-N взаимодействий среди π^- -Хереакций, в зависимости от прицельного параметра d , а затем — от расстояния от центра ядра r . Если поле проекции ядра Θ_0 и поле кольца шириной Δd в этой проекции, на расстоянии d от центра, равно Θ_d , то зависимость $f(d)$, которую ищем, равна:

$$f(d) = \frac{\Theta_d}{\Theta_0} \cdot N(d).$$

На рис. 6 показано распределение $f(d)$ (кривая 2). На этом рисунке дано аналогичное распределение случаев, в которых вторичные частицы взаимодействуют в ядре (кривая 1).

Сравнивая результаты, показанные на рис. 6, с принятым распределением нуклонов в ядре ксенона (рис. 5), можем заключить, что одиночные π^-N взаимодействия в ядре происходят на его периферии.

Л и т е р а т у р а

1. Z.S.Strugalski and T.Siemiarczuk. Phys.Lett., 13, 347 (1964).
2. L.R.V.Elton. Nuclear Sizes (Oxford University Press, 1961).
3. А. Прожеш. Диссертация ОИЯИ, Дубна, 1964.
4. N.Metropolis, R.Bivins, M.Storm, J.M.Miller, G.Friedlander, Phys.Rev., 110, 204 (1958).
5. E.H.Webb, E.L.Hoff, F.H.Featherston, W.W.Chupp, G.Goldhaber, S.Goldhaber. Nuovo Cim., 8, 899 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
6 апреля 1965 г.

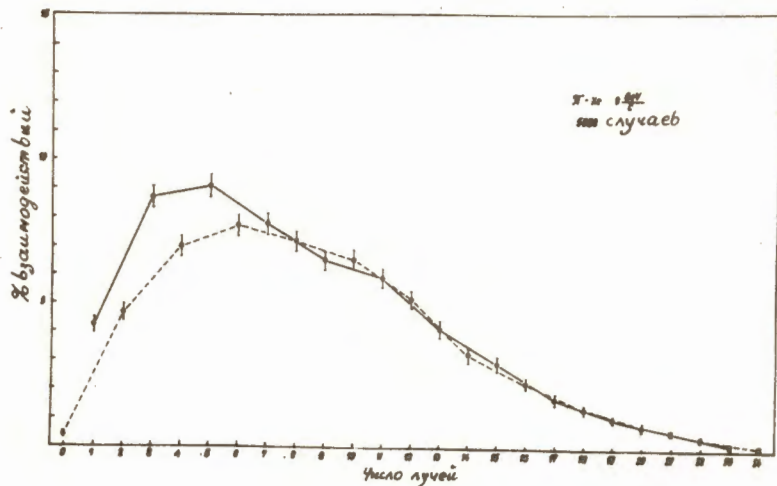


Рис. 1. Распределение π^- -He взаимодействий по числу лучей.

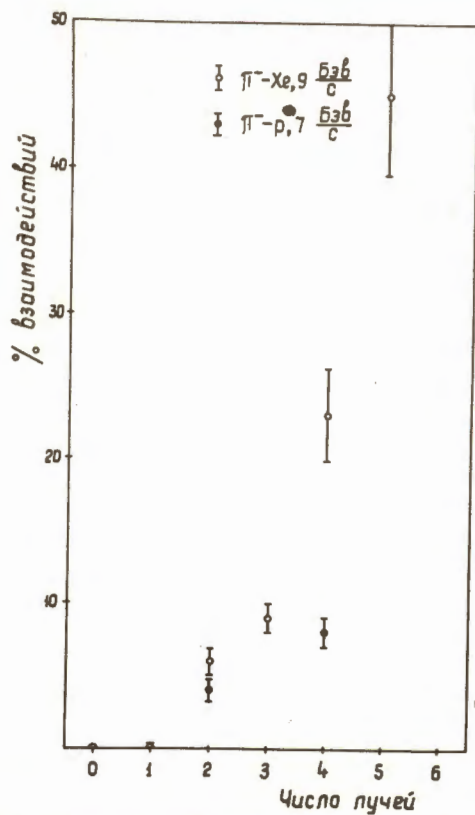


Рис. 2. Содержание коротких следов (энергия протона меньше 30 Мэв) в малолучевых звездах.

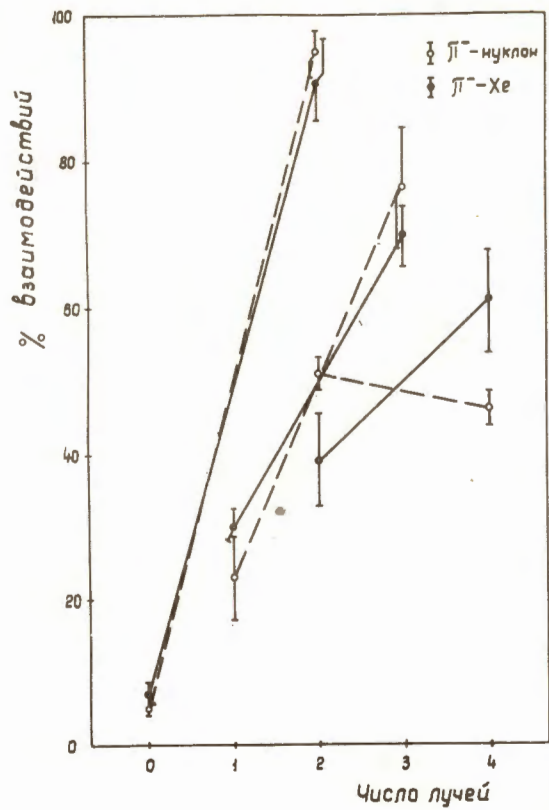


Рис. 3. Сравнение распределений 0-2, 1-3, 2-4-лучевых взаимодействий по числу лучей в ксеноне и на нуклонах.

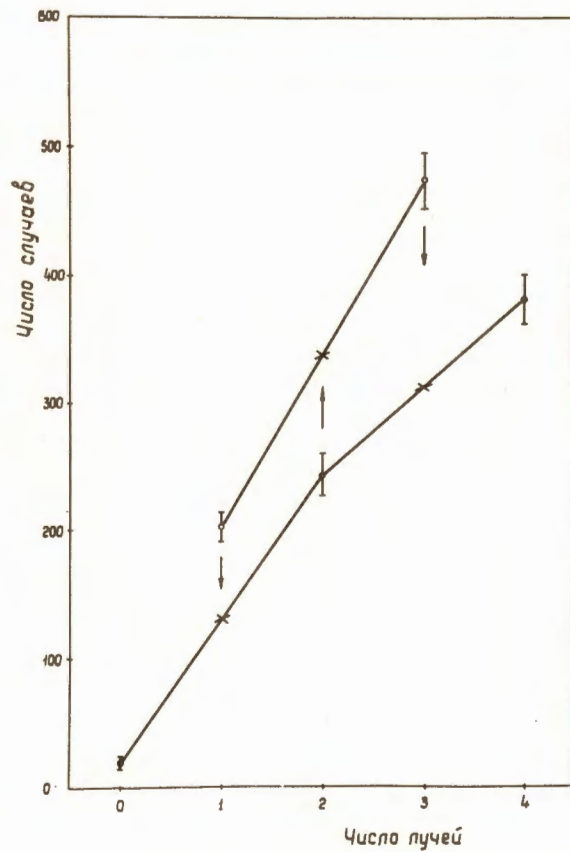


Рис. 4. Распределение одиночных π^- -N взаимодействий в ксеноне по числу лучей в интервале 0-4.

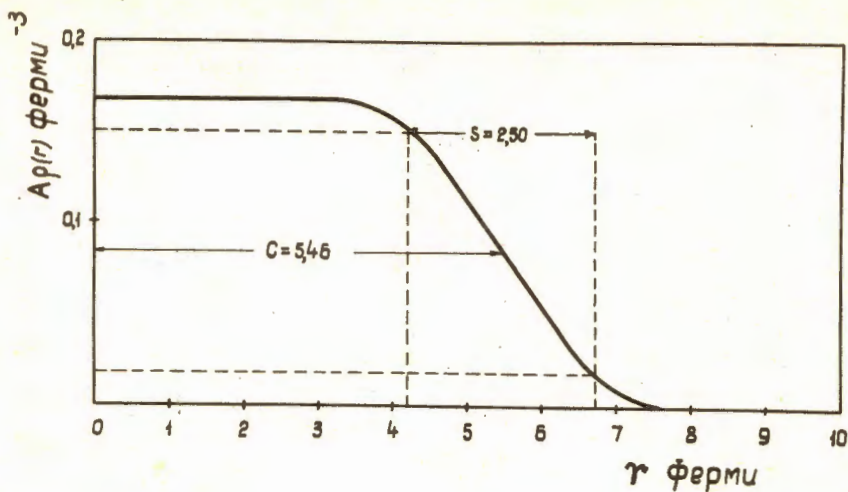


Рис. 5. Использованное в расчетах распределение ядерной материи в ксеноне ¹²¹.

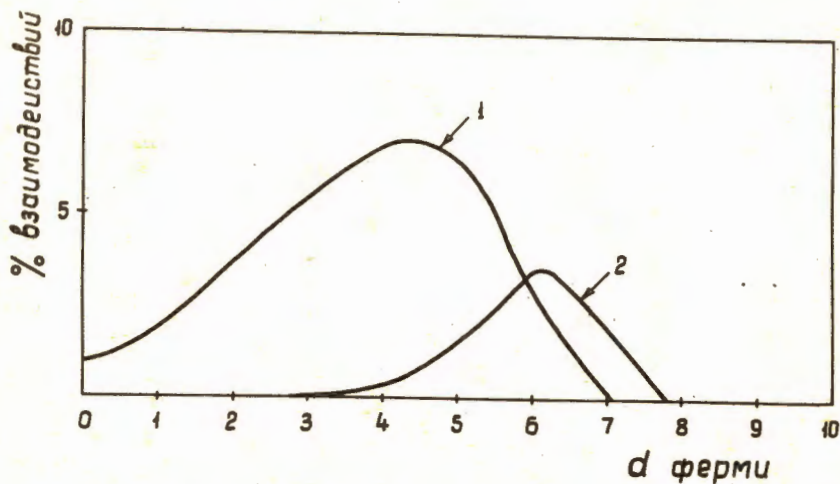


Рис. 6. Рассчитанное распределение взаимодействий π^- -Xe в зависимости от прицельного параметра d .

1. Вторичные частицы взаимодействуют в ядре.
2. Одноичные π^- -N взаимодействия в ксеноне.