

C-482

4886 / 2-77

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



12/xii-74

P2 - 10903

Б.Словинский, А.Томашевич

ОЦЕНКА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ИМПУЛЬСАМ
ВНУТРИЯДЕРНЫХ НУКЛОНОВ ЯДРА КСЕНОНА

1977

P2 - 10903

Б.Словинский, А.Томашевич

ОЦЕНКА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ИМПУЛЬСАМ
ВНУТРИЯДЕРНЫХ НУКЛОНОВ ЯДРА КСЕНОНА

Направлено в ЯФ

Оценка распределения по импульсам внутриядерных нуклонов
ядра ксенона

На основании результатов измерений углов эмиссии и энергии протонов из реакции $\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow p + \pi^0 + A'$ при 2,34 ГэВ/с получена оценка функции плотности распределения по импульсам p_F внутриядерных нуклонов ядра ксенона. В области $p_F \leq 500$ МэВ эта функция удовлетворительно описывается фермиевским распределением. При $p_F > 500$ МэВ/с наблюдается более медленное убывание оцениваемой функции с ростом p_F , чем в случае фермиевского и нормального распределений.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Estimation of the Momentum Distribution
of Intranuclear Nucleons of the Xenon
Nucleus

The estimation of the momentum density distribution function $f(p_F)$ for intranuclear nucleons of the xenon nucleus is obtained using the experimentally measured emission angles and energy of the protons from the reaction $\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow p + \pi^0 + A'$ at 2.34 GeV/c. In the region $p_F \leq 500$ MeV/c the function $f(p_F)$ may be approximated by the Fermi distribution $b \exp\left[\frac{p_F - c}{a}\right]^{-1}$. At $p_F > 500$ MeV/c $f(p_F)$ decreases more slowly with increasing p_F than in the case of the Fermi and normal distributions.

The investigation has been performed at the
Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. ВВЕДЕНИЕ

В связи со значительным увеличением числа работ в области ядерной физики больших энергий и релятивистской ядерной физики существенно возрос интерес к разным вопросам, относящимся к структуре атомных ядер. Среди этих вопросов особое место занимает вопрос о фермиевском движении внутриядерных нуклонов, приводящем к появлению, как правило, сложного фона к ряду явлений, наблюдаемых при взаимодействиях быстрых частиц с ядерной мишенью /напр., /1,2/ /. Имеющаяся в настоящее время экспериментальная информация о движении внутриядерных нуклонов весьма фрагментарна и касается, главным образом, легких ядер /3-6/. Ранее нами была проведена оценка дисперсии p_0 распределения по импульсам p_F нуклонов ядра ксенона / $p_0 \approx 350$ МэВ/с/ на основании наблюдаемого двухмерного распределения по углу эмиссии и кинетической энергии протонов из реакции $\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow p + \pi^0 + A'$ при 2,34 ГэВ/с /A' - остаточное ядро/ /7/. Предполагалось, что функция плотности распределения по импульсам p_F имеет вид нормального распределения $\sim \exp(-p_F^2/2p_0^2)$. Однако информацию о фермиевском движении можно также извлечь из наших экспериментальных данных, не предполагая заранее какого-либо конкретного вида функции $f(p_F)$ /8/. В настоящей работе проведен численный анализ двумерных распределений по углам эмиссии θ_p и импульсам p протонов из реакций

$$\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow p + \pi^0 + A' \quad /1/$$

и

$$\pi^+ + \text{Xe} \rightarrow p + \pi^+ + A' \quad /2/$$

при 2,34 ГэВ/с с целью получения оценки функции $f(p_F)$ плотности распределения по импульсам p_F внутриядерных нуклонов ядра ксенона.

2. ОБЩИЙ ВИД ФУНКЦИИ ПЛОТНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ИМПУЛЬСАМ

Если предположить, как ранее /7/, что взаимодействия /1/ и /2/ можно интерпретировать, согласно модели квазиэлементарных взаимодействий /9/, как происходящие на квазисвободных нуклонах ядра ксенона, т.е.

$$\pi^+ + n(\text{Xe}) \rightarrow p + \pi^0 \quad /1' /$$

и

$$\pi^+ + p(\text{Xe}) \rightarrow p + \pi^+ \quad /2' /$$

без существенного влияния ядра на характеристики выбиваемых протонов, то можно следующим образом записать вид функции $f(p_F)$ распределения по импульсам нуклонов ядра ксенона, с которыми произошли столкновения /1' / и /2' / /8/:

$$f(p_F) = \int_{-1}^{+1} d \cos \theta_F \int_0^\pi d\theta_p \int_0^{2\pi} h(p_F, \cos \theta_F, \theta_p, \phi) d\phi. \quad /3/$$

Здесь θ_F и ϕ - полярный и азимутальный углы, относящиеся к вектору импульса \vec{p}_F , $\cos \theta_F = \frac{(\vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_F)}{|\vec{p}_{\pi^+}| \cdot |\vec{p}_F|}$, \vec{p}_{π^+} - вектор импульса первичного π^+ -мезона,

$$h(p_F, \cos \theta_F, \theta_p, \phi) = \begin{cases} h(p_F, \cos \theta_F, \theta_p, \phi) & \text{когда } p \text{ существует,} \\ 0 & \text{когда } p \text{ не существует,} \end{cases} \quad /4/$$

$$h(p_F, \cos \theta_F, \theta_p, \phi) = F(p(p_F, \cos \theta_F, \theta_p, \phi), \cos \theta_F, \theta_p, \phi) \cdot |J|, \quad /5/$$

$$J = \frac{\partial p}{\partial p_F} = \frac{(\cos \theta_F \cdot \cos \theta_p + \sin \theta_F \sin \theta_p \cos \phi) p - \frac{E - E_{\pi^+}}{E_F} p_{F-p} \cos \theta_F}{E \frac{p}{E_p} - r}, \quad /6/$$

$$E E_p - r \cdot p = \beta, \quad /7/$$

$$r = p' \cos \theta_p + q \cdot \cos \theta_p, \quad /8/$$

$$p' = p_{\pi^+} + p_F \cdot \cos \theta_F, \quad /9/$$

$$q = p_F \sin \theta_F \cdot \cos \phi, \quad /10/$$

$$E = E_{\pi^+} + E_F, \quad /11/$$

$$\beta = \frac{1}{2} (m_{\pi^+}^2 + m_F^2 + m_p^2 - m_{\pi^0}^2) + E_{\pi^+} E_F - p_{\pi^+} p_F \cos \theta_F, \quad /12/$$

E_{π^+} , E_F , E_p - полная энергия π^+ -мезона, нуклона мишени и протона, m_{π^+} , m_F , m_p , m_{π^0} - массы покоя соответствующих частиц.

Естественно также предположить, что

$$F(p, \cos \theta_F, \theta_p, \phi) = f_1(\phi) f_2(\cos \theta_F) \cdot f_3(p, \theta_p). \quad /13/$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При вычислении по формуле /3/ значений функции распределения плотности вероятности импульсов p_F внутриядерных нуклонов ядра ксенона было принято, что функция $f_3(p, \theta_p)$ в /13/ определяется из эксперимента в виде таблицы чисел. Так как соответствующие таблицы, относящиеся к взаимодействиям /1/ и /2/, не различаются между собой в пределах статистических ошибок, то расчет был выполнен для функции $f_3(p, \theta_p)$, определенной

по сумме этих двух таблиц. Поскольку в общем случае кинематическая задача о рассеянии частицы на произвольно движущейся мишени имеет два решения, то при расчетах каждое решение, имеющее физический смысл, бралось со статистическим весом, пропорциональным значению подынтегральной функции в /3/. Следует, однако, отметить, что доля случаев, в которых требовалось учесть оба решения, ничтожно мала. Кроме того, при вычислении значений функции $f(p_p)$ были исключены взаимодействия /1/, в которых полная энергия π^0 -мезонов $E_{\pi^0} < 1000$ МэВ. Как было показано ранее /10/, в этих событиях доминирует вклад от процессов множественного рождения частиц. Численные значения функции $f_3(p, \theta_p)$ приведены в табл. 1.

Ввиду того, что экспериментальные данные позволяют надежно определить функцию $f_3(p, \theta_p)$ только в интервале значений кинетической энергии протонов $E_k = /30 - 150/$ МэВ /7/ для импульсов, соответственно, $p = /240 - 550$ МэВ/с, нами была продолжена функция $f_3(p, \theta_p)$ в интервале значений $E_k = /0 - 30/$ МэВ /p \equiv /0 - 240/ МэВ/с/ в виде:

$$f_3(p, \theta_p) = p^2 \int_{240}^{550} f_3(p, \theta_p) dp \quad /14/$$

Имеются следующие основания для такой аппроксимации. Во-первых, импульсное распределение протонов из реакции упругого рассеяния $\pi^+ + p$ при 2,34 ГэВ/с /11/ в пределах ошибок можно принять пропорциональным p^2 в этом интервале значений p . Во-вторых, можно принять, что импульсы p и углы эмиссии θ_p являются независимыми случайными переменными, так как соответствующее значение величины

$$\chi^2_{(r-1)(s-1)} = N \sum_{i=1}^r \sum_{k=1}^s \frac{[n_{ik}(p, \theta_p) - N^{-1} \cdot n_i(p) \cdot n_k(\theta_p)]^2}{n_i(p) \cdot n_k(\theta_p)} \quad /15/$$

для гипотезы о независимости p от θ_p равно $\chi^2 \approx 45$ при $(r-1)(s-1) = 35$ степенях свободы ($r=6, s=8$), что эквивалентно вероятности $P(\chi^2 \geq 45) \approx 0,2$. Здесь $n_{ik}(p, \theta_p)$ -

Таблица 1

Значения функции $f_3(p, \theta_p)$ двумерного распределения протонов из реакций /1/ и /2/ по импульсам p и углам их эмиссии θ_p . i и k означают номера соответствующих интервалов по p и θ_p в формуле /15/.

p /МэВ/с/ θ_p	0- 137	137- 195	195- 239	239- 311 $i=1$	311- 369 $i=2$	369- 421 $i=3$	421- 468 $i=4$	468- 511 $i=5$	511- 552 $i=6$
$k=1$									
0 - 20	0,2	0,5	0,8	1	2	0	3	0	3
$k=2$									
20 - 40	0,6	1,5	2,7	7	5	5	7	4	4
$k=3$									
40 - 60	1,5	2,7	6,5	17	10	18	15	10	8
$k=4$									
60 - 80	1,6	3,9	6,7	14	19	14	17	8	9
$k=5$									
80 - 100	1,2	3,1	5,3	21	14	16	6	2	3
$k=6$									
100-120	0,5	1,2	2,2	12	5	4	4	0	1
$k=7$									
120-140	0,2	0,5	0,9	3	3	2	2	0	1
$k=8$									
140-160	0,2	0,4	0,7	5	3	0	0	0	0
$k=9$									
160-180	0	0,2	0,2	0	0	0	1	0	2

число протонов в i -ом интервале по p и k -ом интервале по θ_p в табл. 1; $n_i(p)$ и $n_k(\theta_p)$ - соответствующие маргинальные распределения; $N=312$ - полное число случаев взаимодействий /1/ и /2/ в интервале $p \equiv /240 - 550/$ МэВ/с.

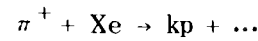
Численные значения функции $f(p_p)$ были получены по методу Монте-Карло на ЭВМ. Результаты приведены в табл. 2. Расчет был выполнен для двух случаев: 1/ функ-

Таблица 2

Значения функции $f(p_F)$ определенной формулой (3), для следующих случаев: 1 - реакция (1) и (2), функция $f_3(p, \theta_p)$ определена в интервале $p \approx (200 - 550)$ МэВ/с; 2 - реакция (1) и (2), функция $f_3(p, \theta_p)$ определена в интервале $p \approx (0 - 550)$ МэВ/с; 3 - реакция (16), функция $f_3(p, \theta_p)$ определена в интервале $p \approx (200 - 550)$ МэВ/с. Указаны статистические ошибки расчёта $f(p_F)$ по методу Монте-Карло.

p (МэВ/с)	0	20	50	100	150	200	250	300	350	400	500	750	1000
1.	1,93 $\pm 0,19$	-	2,11 $\pm 0,22$	1,54 $\pm 0,15$	1,32 $\pm 0,15$	-	1,10 $\pm 0,09$	-	0,78 $\pm 0,07$	0,55 $\pm 0,04$	-	0,15 $\pm 0,03$	
2.	2,03 $\pm 0,18$	1,88 $\pm 0,21$	1,93 $\pm 0,21$	1,95 $\pm 0,18$	1,87 $\pm 0,22$	1,70 $\pm 0,21$	1,09 $\pm 0,09$	0,83 $\pm 0,06$	0,76 $\pm 0,05$	0,56 $\pm 0,02$	0,28 $\pm 0,03$	0,20 $\pm 0,03$	
3.	1,43 $\pm 0,14$	-	1,41 $\pm 0,17$	1,20 $\pm 0,17$	1,26 $\pm 0,12$	-	1,40 $\pm 0,12$	-	0,96 $\pm 0,07$	0,72 $\pm 0,05$	0,36 $\pm 0,03$	0,20 $\pm 0,03$	

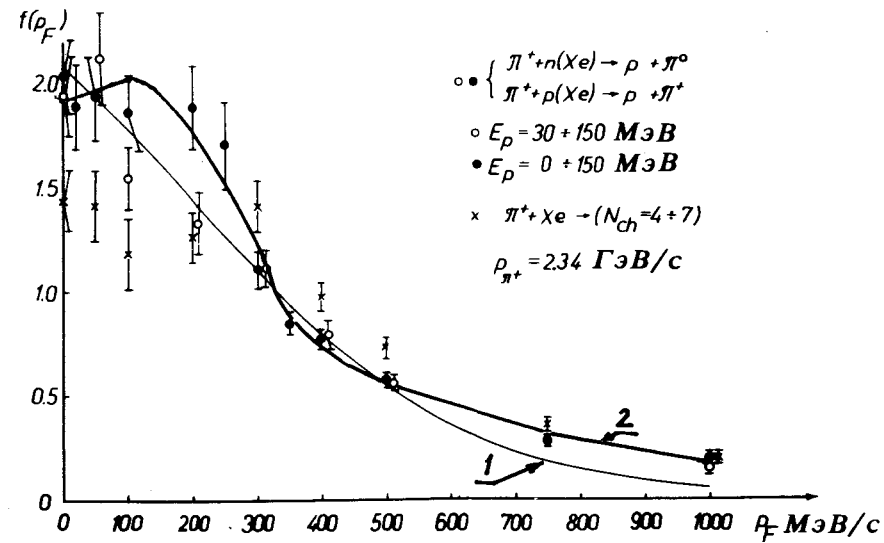
ция $f_3(p, \theta_p)$ определена в интервале $p \approx / 200 - 550 /$ МэВ/с, 2/ функция $f_3(p, \theta_p)$ продолжена в интервале значений $p \approx / 0 - 550 /$ МэВ/с. Дополнительно получены значения функции $f(p_F)$, когда $f_3(p, \theta_p)$ определена для протонов из инклюзивной реакции



/16/

при 2,34 ГэВ/с, $k = 4 - 7$. Так как эта реакция существенно отличается от гипотезы /1' / и /2' /, то сравнение соответствующих результатов с результатами, относящимися к взаимодействиям /1/ и /2/, может служить иллюстрацией чувствительности метода оценки функции $f(p_F)$.

Графически вид функции $f(p_F)$ изображен на рисунке.



Значения функции $f(p_F)$ импульсного распределения нуклонов ядра ксенона, определенной формулой /3/. 1 - аппроксимирующая функция /18/, кривая 2 - аппроксимирующая функция /20/.

Можно заметить, что продолжение функции $f_3(p, \theta_p)$ в интервале $p \leq 200 \text{ МэВ/с}$ существенно не влияет, в пределах точности эксперимента и расчетов, на вид функции $f(p_F)$.

Расчитанные значения функции $f(p_F)$ аппроксимировались нормальным распределением:

$$f^{(1)}(p_F) = a \cdot \exp(-p_F^2 / 2p_0^2) \quad /17/$$

и фермиевским распределением

$$f^{(2)}(p_F) = b \left\{ 1 + \exp\left(\frac{p_F - c}{a}\right) \right\}^{-1} \quad /18/$$

Оказалось, что вероятность описать полученные значения функции $f(p_F)$ в интервале $p_F \leq 1000 \text{ МэВ/с}$ распределением /17/ пренебрежимо мала, в то время как для распределения /18/ эта вероятность составляет $\sim 1,2\%$. Так как экспериментальные данные, по которым определялась функция $f_3(p, \theta_p)$, не дают надежной оценки функции $f(p_F)$ при больших значениях p_F /табл. 1/, то нами была проведена аппроксимация численных значений $f(p_F)$ функциями /17/ и /18/ в интервале $p_F \leq 500 \text{ МэВ/с}$. При этом в случае функции нормального распределения $a = 0,949 \pm 0,043$, $p_0 = 303 \pm 1 \text{ МэВ/с}$ и вероятность фитирования $P = 3,1\%$ /указаны только ошибки, связанные с процедурой подгонки/. Для функции /18/ получены следующие значения параметров: $a = 202 \pm 4 \text{ МэВ/с}$, $b = 1,406 \pm 0,262$, $c = 207 \pm 9 \text{ МэВ/с}$ при $P = 8\%$.

В литературе широко обсуждается вопрос о виде функции плотности распределения импульсов внутриядерных нуклонов в области больших значений p_F . В частности, предполагается, что эта функция должна иметь следующий вид /12/.

$$f(p_F) \sim \text{ch}\left(\frac{\pi \cdot p_F}{\lambda}\right)^{-2}, \quad /19/$$

где λ - параметр, определяющий область больших значений p_F . Наши данные, однако, неудовлетворительно описываются этой функцией. Более подходящей оказалась функция

$$f(p_F) = \frac{b}{1 + \exp\left[\frac{p_F - c}{a}\right]} + a \cdot p_F^\beta \exp\left[-\frac{p_F}{p_0}\right]. \quad /20/$$

Численные значения параметров: $b = 1,962 \pm 0,158$, $c = 0,245 \pm 0,026 \text{ ГэВ/с}$, $a = 0,065 \pm 0,016 \text{ ГэВ/с}$, $a = 12,792 \pm 8,330$, $\beta = 1,555 \pm 0,390$, $p_0 = 0,232 \pm 0,038 \text{ ГэВ/с}$, $P = 18\%$, $/p_F$ в $\text{ГэВ/с}/$.

На основании модели квазисвободных взаимодействий было показано /9/, что взаимодействия /1/ и /2/ имеют периферический характер: половина таких взаимодействий происходит в интервале значений параметров соударения $r \geq 0,8R_{Xe}$, R_{Xe} - радиус ядра ксенона. Таким образом, полученные нами численные значения функции $f(p_F)$ соответствуют, в рамках оболочечной модели ядра, главным образом радиальным волновым функциям ядра ксенона $R_{nlj}(r)$ с $n=1$ и достаточно большими значениями углового момента l .

При оценке функции $f(p_F)$ нами была принята весьма упрощенная гипотеза, сводящаяся, по существу, к импульсному приближению с плоскими волнами /3/. Действительно, в случае столь большого ядра, как ядро ксенона, нельзя не учитывать вторичных взаимодействий протонов отдачи. Учет искажений может оказаться существенным даже для значительно более легкого ядра, такого, как ядро углерода /13/. Вывод о наличии в распределении по импульсам внутриядерных нуклонов области значений p_F , превышающих порог образования π -мезонов в столкновениях двух нуклонов, можно будет сделать только на основании последовательного учета внутриядерной дисторсии, например, в рамках модели квазисвободного рассеяния /13,14/.

Авторы благодарны В.Пэрыту за помощь в проведении фитирования на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, вып. 3, 429.
2. Антоненко В.Т., Манько В.И. Препринт ИАЭ-2740, Москва, 1976.

3. Мещеряков М.Г. и др. *ЖЭТФ*, 1957, 33, 1185; *ЖЭТФ*, 1958, 34, 1357; 1959, 36, 1631.
4. Kobberling e.a. *Nucl.Phys.*, 1974, A231, N. 3, 504.
5. Антуфьев Я.П. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1974, 19, №10, 657.
6. Moniz E.J. e.a. *Phys.Rev.Lett.*, 1971, 26, 445; Michejda L. *Report 374/VI. IBJ, Warszawa, 1962.*
7. Словинский Б., Среднява Б., Стругальский З. ЯФ, 1977, вып. 1, 128; ОИЯИ, P1-9413, Дубна, 1975.
8. Stowiński B. e.a. *JINR, E2-10152, Dubna, 1976.*
9. Словинский Б. ЯФ, 1974, 19, вып. 3, 495.
10. Stowiński B., Strugalski Z., Sredniawa B. *JINR, E1-8694, Dubna, 1975.*
11. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-4003, Дубна, 1968.
12. Amado R.D. *Phys.Rev.*, 1976, C14, N. 3, 1264.
13. Денисов Ф.П., Мехедов В.Н. *Ядерные реакции при высоких энергиях. Атомиздат, Москва, 1972.*
14. Jacob G., Maris Th.A.J. *Rev.Mod.Phys.*, 1966, 38, N. 1, 121; 1973, 45, N. 1, 6.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 августа 1977 года.