

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им.Б. П. КОНСТАНТИНОВА

Препринт 2717

Ф. Г. Лепехин

Механизм образования  
двухзарядных фрагментов  
релятивистского ядра  $^{14}\text{N}$   
при его взаимодействии  
с ядрами в фотоэмульсии

Гатчина-2007

**The mechanism of formation  
two-charge fragments by the relativistic nuclei  $^{14}\text{N}$   
at its interaction with the nuclei in photoemulsion**

F. G. Lepekhin

**A b s t r a c t**

It is shown, that at the fragmentation of the nucleus  $^{14}\text{N}$  at the momentum  $2.86 \text{ A GeV}/c$  73 % of all two-charge fragments in events containing two or three of such fragments, are formed in spatial area noticeably exceeding sizes of the primary relativistic nucleus.

## А н н о т а ц и я

Показано, что при фрагментации ядер  $^{14}\text{N}$  с импульсом  $2.86 \text{ А ГэВ}/c$  в фотоэмульсии 73 % всех двухзарядных фрагментов в событиях, содержащих два или три таких фрагмента, образуются в пространственной области, заметно превышающей размеры первичного релятивистского ядра.

### Введение

В настоящее время механизм фрагментации релятивистских ядер, в общих чертах, известен [1]. Угловые распределения фрагментов определяются импульсом Ферми, или константой  $r_0$ , определяющей радиус ядра как  $R = r_0 A^{1/3}$ . Обе эти величины определяют дисперсию импульсного распределения нуклонов в ядре в его системе центра масс  $\sigma_0$  и распределение проекции этого импульса на произвольное направление [2]. В фотоэмульсионных работах этим произвольным направлением является направление оси ОУ, лежащей в плоскости эмульсии, в то время как ось ОХ совпадает с направлением импульса  $P_0$  первичного ядра. Тогда это есть проекция поперечного импульса  $P_{\perp,Y} = A_{Frag} \cdot P_0 \cdot \text{tg } \varphi$  на плоскость эмульсии. Для малых углов  $P_{\perp,Y} \simeq \varphi$ . Поэтому дальше будут обсуждаться в основном распределения углов  $\varphi$ , которые нами измеряются достаточно точно. В работах [3–5] показано, что углы  $\varphi$  при фрагментации ядер  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{11}\text{B}$  распределены нормально с дисперсией, совпадающей с ее оценкой из  $r_0$  или  $\sigma_0$  этих ядер.

Выходы фрагментов в различных каналах фрагментации легких ядер могут быть рассчитаны [6]. И эти расчеты согласуются с экспериментом [4, 5]. Эмульсионная камера, облученная ионами  $^{14}\text{N}$  с импульсом 2.86 А ГэВ/с, изучалась в работах [7, 8]. Поэтому предполагалось, что характеристики распределений углов фрагментов только подтвердят уже хорошо известный статистический механизм фрагментации и этого ядра. Но действительность оказалась немного сложнее.

### Эксперимент

Поиск событий по следу первичного ядра был проведен в ЛВЭ ОИЯИ. Из полного набора событий, найденных при просмотре по следу в ЛВЭ ОИЯИ, нами для измерений отобраны 230 событий, содержащих два или три двухзарядных фрагмента релятивистского ядра. Процедура измерений координат точек на первичном следе и следах фрагментов на микроскопе МПЭ-11 описана в [9]. В [10] имеются вся первичная информация этого эксперимента и все процедуры ее обработки.

К сожалению, наклон первичного пучка ионов к плоскости эмульсии и его угловой разброс в этой камере оказались большими. А угол наклона первичного следа в каждом событии используется для перехода в систему координат события, где направление импульса первичного следа совпадает с осью ОХ. Малый угол  $\alpha$  следа фрагмента в этой системе координат в плоскости, перпендикулярной плоскости эмульсии, находится как разность двух больших чисел. Ошибки его оказываются большими. Конечно, это не влияет на ошибку и величину угла  $\varphi$  в плоскости

эмульсии. По этой причине измеренные величины углов

$$\theta = \text{Arctg} \sqrt{\text{tg}^2 \varphi + \text{tg}^2 \alpha}$$

следует использовать с большой осторожностью. Некоторые особенности функций от них могут быть обусловлены разностью величин дисперсий углов  $\sigma^2(\varphi)$  и  $\sigma^2(\alpha)$ . В этой работе используются только распределения углов  $\varphi$  двухзарядных фрагментов релятивистского ядра  $^{14}\text{N}$ .

### Результаты

Если предположить, что для ядра  $^{14}\text{N}$  величина  $r_0$  с точностью около 5 % равна 1.2 Фм, то, как следует из [11], распределение углов  $\varphi$  для  $\alpha$ -частиц, фрагментов этого ядра, должно быть нормальным, со средним, равным нулю, и константой  $\sigma(r_0) = 16.8 \pm 0.8$  мрад. Аналогичное предсказание для двухзарядных фрагментов релятивистских ядер  $^{10}\text{B}$  и  $^{11}\text{B}$  в наших же работах [4, 5] подтвердилось.

Но в данном эксперименте оказалось, что эта константа равна  $\sigma(e) = 10.7 \pm 0.3$  мрад. Очевидно, что любые случайные ошибки измерения углов  $\varphi$ , вследствие безграничной делимости нормального распределения, могут только увеличить дисперсию экспериментального распределения по сравнению с ожидаемой ее величиной. Это заставило искать возможные причины полученного в эксперименте уменьшения константы  $\chi_2$ -распределения поперечных импульсов двухзарядных фрагментов релятивистского ядра  $^{14}\text{N}$

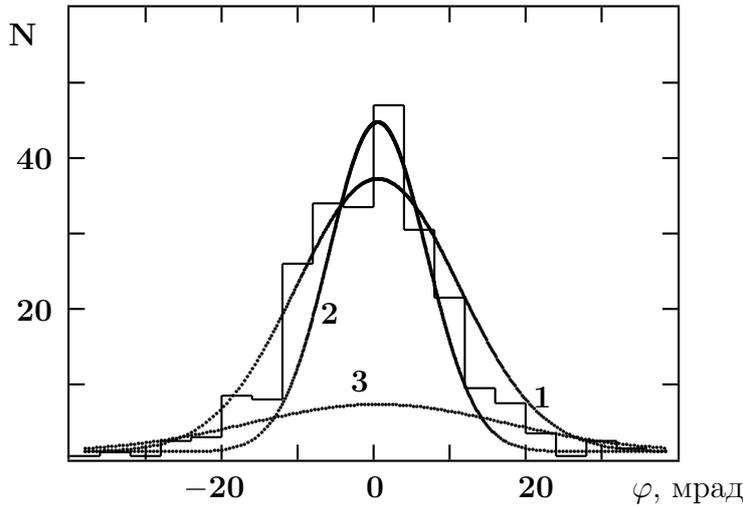
$$f(p_{\perp}) = \frac{p_{\perp}}{\sigma^2(e)} \exp\left(-\frac{p_{\perp}^2}{2\sigma^2(e)}\right).$$

Наблюдаемый в эксперименте эффект может быть обусловлен неоднородностью выборки. В эксперименте мы имеем дело со смесью, по меньшей мере, двух нормальных распределений с двумя разными дисперсиями,  $\sigma^2(1)$  и  $\sigma^2(2)$ , и средними, равными нулю. Если долю первого из них обозначим через  $A$ , то доля второго будет равна  $1 - A$ . Если о природе первого распределения еще придется строить какие-то догадки, то можно полагать, что второе описывает ожидаемый статистический механизм фрагментации с константой  $\sigma(2) = \sigma(r_0)$ . Можно надеяться, что суммарное распределение, в пределах статистических ошибок, будет описывать наблюдаемое в эксперименте распределение.

Тогда возникает задача нахождения состоятельной и эффективной оценки двух параметров,  $A$  и  $\sigma(1)$ , из  $N$  величин углов  $\varphi$ , наблюдаемых в эксперименте. Это можно сделать, только используя метод максимального правдоподобия (ММП). Функцию правдоподобия запишем в виде

$$L = \prod_{i=1}^{i=N} \left[ \frac{A}{\sigma(1)} \exp\left(-\frac{\varphi_i^2}{2\sigma^2(1)}\right) + \frac{1-A}{\sigma(r_0)} \exp\left(-\frac{\varphi_i^2}{2\sigma^2(r_0)}\right) \right].$$

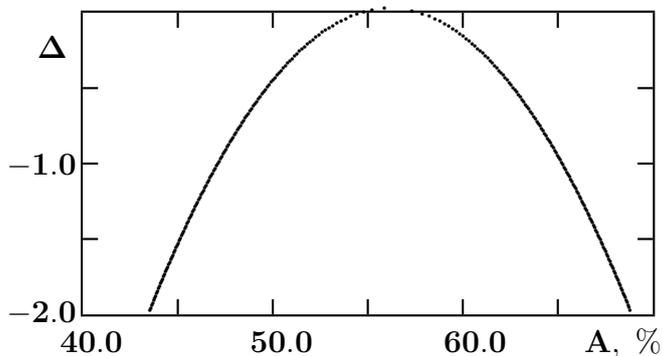
Используя процедуру Given в MATHCAD [12], получаем, что максимуму нашей функции правдоподобия соответствуют величины параметров  $A = 0.55$  и  $\sigma(1) = 6.4$  мрад. С этими параметрами, как видно из рис. 1, плотность смеси двух распределений углов  $\varphi$  хорошо согласуется с экспериментальным распределением.



**Рис. 1.** Распределение углов  $\varphi$  (град). Гистограмма – это эксперимент, а плавная кривая 1 – описание его нормальным распределением. Кривые 2 и 3 представляют два нормальных распределения, смесь которых в определенной пропорции дает наблюдаемое в эксперименте распределение

ММП предоставляет возможность оценить доверительный интервал параметров, при которых достигается максимум функции правдоподобия  $L_0$ . Распределение величин  $\Delta = \ln(L) - \ln(L_0)$  при изменении одного из параметров, в то время как второй параметр соответствует максимуму функции правдоподобия, дает допустимый интервал параметра как расстояние между точками по оси этого параметра, в которых величина  $\Delta$  справа и слева равна  $-2.0$ . Существенно, что такое сечение поверхности правдоподобия по оси одного из параметров может и не быть параболой, как в случае нормального распределения. Однако, как видно из рис. 2, для параметра  $A$  отклонение

кривой от параболы мало. Поэтому можно считать, что  $A = 0.55 \pm 0.17$ . Из такой же кривой для второго параметра получаем, что  $\sigma(1) = 6.4 \pm 1.0$  мрад.



**Рис. 2.** Распределение величины  $\Delta$ , равной разности логарифмов функции правдоподобия  $L$  в максимуме и при величине доли  $A$  нормального распределения 2 на рис. 1

### Обсуждение результатов

Смесь двух нормальных распределений углов  $\varphi$ , или проекций поперечных импульсов  $p_{\perp, Y}$  на плоскость эмульсии двухзарядных фрагментов релятивистского ядра  ${}^6\text{Li}$ , наблюдалась в работе [11]. Исходя из представлений о структуре этого ядра, для него казалось естественным, что часть двухзарядных фрагментов образуется в центральной области из состояния  $s_{1/2}$  четырех нуклонов. А некоторая доля их формируется на периферии ядра  ${}^6\text{Li}$  в процессе подхвата двумя внешними нуклонами одного или двух нуклонов из его центральной части.

Ядро  $^{14}\text{N}$ , по представлениям оболочечной модели [13], состоит из двух полностью заполненных оболочек  $(s_{1/2})^4(p_{3/2})^8$  и двух нуклонов с противоположными спинами в состоянии  $p_{1/2}$  на периферии. Возможно, что, как и при фрагментации ядра  $^6\text{Li}$ , они и дают двухзарядные фрагменты с  $\sigma(1) \simeq 6 - 8$  мрад при фрагментации ядра  $^{14}\text{N}$ .

Конечно, этому есть альтернатива. Если посмотреть на результаты расчета [6] вероятностей первых, наиболее вероятных, каналов фрагментации ядра  $^{14}\text{N}$  в следующей таблице, то увидим, что это, в основном, каналы с остаточным ядром и нуклоном или дейтоном. Например, это  $^{14}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^2\text{H}$ . А эти ядра, например тот же  $^{12}\text{C}$ , с большой вероятностью фрагментируют через образование промежуточного состояния  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ . Но это означало бы существование двойного каскада при фрагментации релятивистских ядер. Экспериментальных доказательств этого до сих пор не получено. А доля его, если на него списать все экспериментально наблюдаемые особенности фрагментации ядра  $^{14}\text{N}$ , должна быть порядка 25 %.

Возможно, что в действительности оба эти механизма фрагментации имеют место в разных событиях, обеспечивая в сумме экспериментально наблюдаемое распределение углов  $\varphi$  при фрагментации ядер  $^{14}\text{N}$ . Сегодня различить их не представляется возможным.

Вероятности первых десяти наиболее вероятных  
каналов фрагментации ядра  $^{14}\text{N}$

$N$ канала	Его фрагменты	Вероятность каналов в %
1	$^{13}\text{C} + ^1\text{H}$	11.0
2	$^{12}\text{C} + ^2\text{H}$	8.7
3	$^{13}\text{N} + n$	8.5
4	$^{10}\text{B} + ^4\text{He}$	7.2
5	$^8\text{Be} + ^6\text{Li}$	5.2
6	$^9\text{Be} + ^5\text{Li}$	3.7
7	$^{11}\text{B} + ^3\text{He}$	3.5
8	$^9\text{B} + ^5\text{He}$	3.5
9	$p + n + ^{12}\text{C}$	3.2
10	$^{11}\text{C} + ^3\text{H}$	3.0

### Заключение

После установления общих закономерностей фрагментации релятивистских ядер, о которых говорилось во Введении, нам предстоит теперь более глубокое изучение явления фрагментации ядер. Эта работа показывает, что кроме существования каскадной фрагментации через промежуточное состояние  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ , очевидно, есть фрагменты, формирующиеся в различных пространственных областях первичного ядра. Не исключается и возможность двойного каскада, в котором появляются наблюдаемые в эксперименте фрагменты.

В заключение хотелось бы поблагодарить большой коллектив сотрудниц ЛВЭ ОИЯИ за поиск событий в эмульсионной камере. Автор благодарен Л. Н. Ткач, выполнившей все измерения на микроскопе МПЭ-11 в ПИЯФ.

### Литература

1. Ф. Г. Лепехин, ЭЧАЯ **36** (2005) 436.
2. A. S. Goldhaber, Phys. Lett. **B53** (1974) 306.
3. Ф. Г. Лепехин, в сб. "Основные результаты научных исследований 1990-1991", СПб., 1992, с. 80.
4. Ф. Г. Лепехин, Б. Б. Симонов, ЯФ **68** (2005) 2101.
5. Ф. Г. Лепехин, ЯФ **70** (2007) вып. 6 (*в печати*).
6. Ф. Г. Лепехин, Письма в ЭЧАЯ N 3 [112] (2002) 25.
7. <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0605022>
8. [http://becquerel.lhe.jinr.ru/Papers/Shchedrina\\_RNP.pdf](http://becquerel.lhe.jinr.ru/Papers/Shchedrina_RNP.pdf)
9. <http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/b11pre.htm>
10. <http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/odn14.doc>
11. F. G. Lepikhin, D. M. Seliverstov, B. B. Simonov, Eur. Phys. J. **A1** (1998) 137.
12. В. Дьяконов, МATHCAD 8/2000, Специальный справочник, СПб.: изд. "ПИТЕР", 2001, 592 с.
13. А. С. Давыдов, Теория атомного ядра, М.: ГИЗ "Физ.-мат. лит.", 1958, 611 с.