Об оценке выхода ^{8}Be при фрагментации ^{10}B в фотоэмульсионном эксперименте

(Сообщение на рабочем совещании 26-27 мая 2003 г, ОИЯИ, Дубна)

Ф. Г. Лепехин, Б. Б. Симонов

Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина

1. При изучении фрагментации легких ядер, при сравнительно не очень большой энергии, мы имеем возможность количественной проверки предсказаний партонной картины этого процесса [1]. При более высоких энергиях, и при фрагментации тяжелых ядер основные усилия обычно направляются на попытки обнаружения качественно новых явлений, например, таких как кварк глюонная плазма, коллективные эффекты и т. д. Сегодня можно констатировать, что эта эпоха романтизма закончилась. Экспериментальные данные, полученные при изучении фрагментации релятивистских ядер, и ядер мишеней, согласуются с представлением о том, что процесс испускания фрагментов является быстрым, холодным [2,3]. При уже сравнительно небольших энергиях релятивистских ядер оказывается справедливой гипотеза предельной фрагментации. Распределение поперечных импульсов фрагментов определяется "температурой"вырожденного фермиевского газа нуклонов первичного ядра, из которых случайным образом, еще до взаимодействия, формируются будущие фрагменты [4]. Взаимодействие просто делает их наблюдаемыми. Естественно, что распределение поперечных импульсов фрагментов в системе покоя фрагментирующего ядра не зависит от переносной скорости этого ядра в лабораторной системе. Константа этого распределения определяется импульсом Ферми, известного из опытов по рассеянию электронов на ядрах [5]. Конечно, отклонение от этих простых предсказаний и должны являться содержательной частью изучения импульсных распределений фрагментов. Например, некоторая часть фрагментов, наблюдаемых в эксперименте, может быть продуктом распада так называемых "пре-фрагментов", т. е. более сложных, короткоживущих образований нуклонов, непосредственно испускаемых первичным ядром. Известны, по крайней мере, три таких "пре-фрагмента". Это резонансы ^{8}Be, ^{5}Li и ^{5}He.

2. Расчеты выходов как этих, так и любых других фрагментов, исходя из партонной картины фрагментации, можно теоретически просто, и надежно, обосновать [6]. Эти расчеты не имеют свободных, подбираемых по экспериментальным данным, параметров. В основе расчета лежит представление о канале распада первичного ядра с массовым числом A_0 и зарядом Z_0 на k фрагментов сумма массовых чисел и зарядов которых равна A_0 и Z_0.

Вероятность перехода в такое состояние определяется распределением Гиббса,

$$W = \frac{\exp(-\Delta E/T)}{\Xi},$$

в котором ΔE есть разность полных энергий конечного и начального состояний, T - это "температура"вырожденного фермиевского газа нуклонов, а Ξ - это статистическая сумма, равная сумме всех величин $\exp(-\Delta E/T)$ для всех возможных каналов фрагментации. Для легких ядер перечислить все возможные каналы фрагментации не представляет труда. Например, для ядра ^{10}B число таких каналов равно 73. Наиболее вероятным является канал $^{10}B \to ^4 He + ^6 Li$ (23%), а следующим за ним по вероятности оказывается канал $^{10}B \to ^2 H + ^8 Be$ (18%). Наименее вероятен канал $^{10}B \to 5n + 5p$ $(3,7 * 10^{-8}\%)$. Имеется еще один канал с образованием ^8Be - это $^{10}B \to n + p + ^8 Be$ $(3,4\%)$. Таким образом, суммарная вероятность каналов с образованием ^8Be равна $21,4\%$.

Аналогичные расчеты для ядер ^{12}C и ^{16}O показывают, что вероятность образования ^8Be в них примерно одинакова, и близка к 30% [7].

3. Итак, ожидаемые выходы резонанса ^8Be из легких ядер вообще, и из ^{10}B, в частности, велики. Ядро ^8Be не оставляет следа в фотоэмульсии, а идентифицируется по углу между двумя α-частицами на которые оно распадается. Возможность такой идентификации в фотоэмульсионном эксперименте и будет сейчас рассмотрена.

Точные значения масс ядер взяты из [8]. Импульс каждой из двух α-частиц от распада ^8Be равен $18,511$ МэВ/с. Предполагаем, что угловое распределение их в системе покоя ядра ^8Be изотропно. Ядро ^8Be покидает родительское ядро ^{10}B с поперечным импульсом, проекция которого на произвольное направление в поперечной плоскости распределена нормально со средним равным нулю, и стандартным отклонением $101,368$ МэВ/с. Это получается, если импульс Ферми ядра ^{10}B полагаем равным 170 Мэв/с. Продольная составляющая ядра ^8Be равна $8 \cdot P_0$ МэВ/с, где $P_0 = 1696$ МэВ/с ($T_{kin} = 1000$ Мэв на нуклон). Наблюдаемый в лабораторной системе полный импульс каждой $\alpha-$частицы будет равен векторной сумме переносного импульса $\alpha-$частицы, и ее импульса в СЦИ ядра ^8Be.

Кинематика простая, и ясная. Когда альфа частицы летят под нулевым углом по направлению переносного импульса, угол θ между ними равен нулю. А когда они вылетают перпендикулярно к переносному импульсу, то угол θ между ними будет максимальным. Это $\theta_{max} = 5,457$ миллирадиана. Распределение углов между альфа частицами в лаб. системе показано на рис. 1.

Наиболее точно в фотоэмульсии измеряется угол φ между проекциями следов на плоскость эмульсии. Но распределение углов φ между проекциями следов $\alpha-$частиц от распада ^8Be, от его максимального значения $\varphi_{max} = \theta_{max}$, до его минимального значения $\varphi_{min} = -\theta_{max}$ оказывается практически равномерным. Оба эти распределения для $\alpha-$частиц от распада ^8Be надо сравнить с аналогичными распределениями пар $\alpha-$частиц из других каналов фрагментации $^{10}B\ +\ 2 \cdot ^4 He +$ все остальное. Это фон. Распределение по углу θ между парами частиц этого фона оказывается релеевским, с константой около 40 мрад. Поэтому только $1,2$ % этих углов будут меньше 6 мрад. Они могут быть приняты за свидетельство наличия распада ^8Be. Вероятность всех каналов фрагментации ядра ^{10}B содержащих две $\alpha-$частицы около 5 %. Таким образом, примесь фона в отобранные события по углу θ будет около $0,06$ %.

Распределение углов φ между проекциями двух $\alpha-$частиц фона на плоскость эмульсии является нормальным с той же константой, что и для распределения рэлеевского распределения углов θ фона. Максимум плотности вероятности этого распределения будет под нулем. А именно вблизи нуля будут и события от настоящих распадов ^8Be на две $\alpha-$частицы. Так что около 30 % пар α-частиц фона, отобранных по углу φ между проекциями следов на плоскость эмульсии, будут отнесены к распаду ^8Be на две $\alpha-$частицы.

Заметим, что если $\alpha-$частиц в событии больше двух, что может быть, например, при фрагментации ^{22}Ne, то вклад фона будет больше, независимо от того, по какому углу будут отобраны события. При увеличении импульса первичного релятивистского ядра максимальный угол θ_{max} уменьшается. Для ^{32}S с импульсом $4,5$ ГэВ/с на нуклон $\theta_{max} = 2$ мрад. Выделение каналов распада ^8Be по углу θ становится более трудной задачей, т. к. такие углы в эмульсии измерять практически уже нельзя. При импульсе ядер свинца 160 ГэВ/с на нуклон, пары от распадов ^8Be на две $\alpha-$частицы были обнаружены по избытку событий в интервале разностей углов φ от 0 до 10^{-5} рад при довольно большом фоне [9].

4. Для оценки точности измерений угла θ между следами частиц равного нулю, к камере, облученной ионами ^{10}B с кинетической энергией 1000 МэВ на нуклон, были найдены следы вторичных частиц, фрагментов первичного ядра, с зарядами 1 и 2, и длиной около 2 см. Координаты точек $x,\ y,\ z$ на этих следах, отстоящие по оси X на 100 мкм, были измерены дважды в каждой точке. Цена младшего разряда датчиков микроскопа по оси Y равна $0,02125$ мкм, а по оси Z она оказалась равной $0,15$ мкм (с учетом коэффициента усадки эмульсии). Угол между двумя "следами"по определению равен нулю. Для получения его экспериментальной оценки на каждом из участков, содержащих 6 точек отстоящих на 100 мкм друг от друга, вычислялись величины $Y = y_1 - y_2,\ \ Z = z_1 - z_2,$ где индексы "1"и "2"относятся к первому, и ко второму измерениям одной и той же точки.

Оказалось, что обе эти величины распределены нормально с одним и тем же стандартным отклонением в $3,8$ единицы младшего разряда. Оценка тангенса угла наклона к оси Y или Z в плоскости XOY или XOZ, равна

$$\frac{< E \cdot X > - < E > \cdot < X >}{< X^2 > - < X >^2},$$

где $E = Y$ для угла φ, и $E = Z$ для угла α. Величины в угловых скобках равны средним значениям соответствующих переменных ($< E >=< X >,\ < E >=< Y >$ и т. д.).

Оценка нулевого угла на данном участке в 500 мкм будет равна

$$\theta = Arctg\sqrt{\mathrm{tg}^2\,\varphi + \mathrm{tg}^2\,\alpha}.$$

Среднее значение $< \theta >= 1,46$ мрад, стандарт $\sigma_\theta = 1,58$ мрад. Распределение оценок нулевого угла в нашем эксперименте приведено на рис. 2. Стандарты нормально распределенных углов φ и α оказались равными $0,4$ и $1,5$ мрад.

5. Полученные результаты позволяют надеяться на успешное выделение событий с распадом ^8Be на две $\alpha-$частицы при фрагментации ядра ^{10}B при T=1000 МэВ на нуклон.

Литература

1. Ф. Г. Лепехин, в сб. "Физика атомного ядра и элементарных частиц". Материалы 31-ой Зимней школы ПИЯФ, С-Петербург, 1997, с. 315-348.

2. Ф. Г. Лепехин, в сб."Основные результаты научных исследований 1990-1991 ЛИЯФ", С-Петербург, 1992, с. 80-81.

3. Ф. Г. Лепехин, Б. Б. Симонов, Препринт ПИЯФ 1885, Гатчина, 1993, с. 33.

4. A.S. Goldhaber, Phys. Lett., 53B, 1974, 306.

5. E. J. Monitz at al., Phys. Rev. Lett., 26, 1971, 445.

6. Ф. Г. Лепехин, Выходы фрагментов ядра ^{10}B,
Письма в ЭЧАЯ, 2002, N 3, с. 25.

7. Ф. Г. Лепехин, в сб. "Физика атомного ядра и элементарных частиц". Материалы 34-ой Зимней школы ПИЯФ, С-Петербург, 2000, с. 474-497.

8. `http://www.nndc.bnl.gov/nndcscr/masses/MASS_EXP.MAS95`

9. M. I. Adamovich at al., Eur. Phys. J., A6, 1999, 421.