

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



T-529

3/11/75
P1 - 8402

793/2-75

К.Д.Толстов, Г.С.Шабратова

ПРИМЕНЕНИЕ
СВЕРХСИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
В ФОТОЭМУЛЬСИОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ
ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

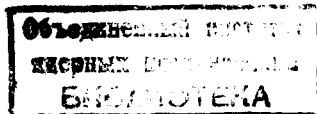
1974

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

P1 - 8402

К.Д.Толстов, Г.С.Шабратова

**ПРИМЕНЕНИЕ
СВЕРХСИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
В ФОТОЭМУЛЬСИОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ
ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ**



В настоящее время разработаны и успешно применяются способы получения сверхсильных магнитных полей, основанные на быстром сжатии объема, в котором создано начальное магнитное поле, или сжатии токонесящего контура, что приводит к увеличению тока в другом контуре, связанном с первым ^{/1,2,3/}. Это сжатие производится направленным взрывом ^{/1,2/} либо посредством магнитодинамической кумуляции. Напряженность полученного в этих способах магнитного поля в максимуме достигает миллионов эрстед, длительность - нескольких микросекунд, а объем - десятков см³. Магнитные поля с такими параметрами предоставляют большие возможности для исследований с помощью ядерных фотоэмульсий, если необходимая интенсивность частиц может быть достигнута за один цикл, а длительность импульса частиц много меньше длительности магнитного поля в его максимуме.

В недавнее время осуществлен быстрый / < 5 мкс/ вывод первичных протонов на ускорителе ИФВЭ /за один оборот/, вывод же одного "банча" из ЗО достигается за время < 0,2 мкс. В этих условиях было успешно проведено облучение фотоэмульсий π^- - мезонами 50 ГэВ/с с использованием установки импульсного магнитного поля напряженностью 200 кЭ, изготовленной в ЦЕРНе.

В соответствии с этим в настоящем сообщении обсуждаются перспективы применения импульсных магнитных полей напряженностью 10^6 Э в объеме $5 \times 3 \times 2$ см³ для проведения фотоэмульсионных исследований с частицами высокой энергии.

Остановимся вначале на некоторых проблемах, при решении которых перспективно применение предлагаемой методики.

Прежде всего обратимся к проблеме множественной генерации частиц в адрон-адронном взаимодействии. В ряде теоретических ^{/4-9/} и экспериментальных ^{/10,11/} работ получены результаты, показывающие, что исследование столкновений адронов с ядрами позволяет разделить два механизма генерации частиц в адрон-адронном взаимодействии: механизм мгновенной генерации частиц и механизм рождения частиц через промежуточные возбужденные состояния. Это разделение возможно из-за того, что дальнейшее размножение частиц в ядре идет по-разному, в зависимости от того, какой из механизмов рождения имеет место. Исследование множественностей, угловых, импульсных и зарядовых характеристик вторичных частиц как функции атомного веса мишени /например, деление взаимодействий на группах ядер С, N, O и Ag, Br^{/9/}/ в сопоставлении с данными по адрон-адронному взаимодействию позволит проследить дальнейшее размножение частиц в ядре. При этом большой интерес представляют данные по "g"-частицам, которые можно рассматривать в качестве "спектаторов" взаимодействий быстрого адрона с нуклонами ядра.

Далее перейдем к проблеме механизма возбуждения и распада ядер под действием быстрых частиц.

В настоящее время накоплено немало экспериментальных фактов, которые нельзя объяснить с помощью модели испарения возбужденного ядра.

Так, модель испарения возбужденного ядра не может объяснить:

а/ слабую зависимость числа частиц, связанных с распадом ядер, их распределений по углам, зарядам и массам от энергии и массы первичной частицы;

б/ вылет из ядра быстрых фрагментов, например, ядер гелия с энергией $\sim 2 \text{ ГэВ} /12/$.

Не находит объяснения полное разрушение ядер с атомным весом ~ 100 с вылетом до 40 заряженных частиц, т.е. преимущественно отдельных нуклонов ^{/13/}, и ряд других фактов.

В теоретической трактовке этих явлений отметим модель флюктуационной конденсации нуклонов в ядре ^{/14/}, модель ударной волны, вызываемой прохождением быст-

рой частицы в ядре ^{/7/}. Дальнейший прогресс в выяснении процессов, протекающих в ядре при столкновении с быстрыми частицами, требует более детальных количественных данных по массам, зарядам и энергии наибольшего числа частиц в каждом взаимодействии.

И наконец, рассмотрим проблему столкновения релятивистских ядер. Рост интереса к этим исследованиям, начиная с работ ^{/15,16/}, связан с постановкой новых принципиальных вопросов, например, возможностью существования сверхплотных состояний ядерной материи и сосредоточением большой энергии в значительном объеме ^{/17/}. Очевидно, что в столкновениях релятивистских ядер мы будем иметь дело с очень большим количеством генерированных частиц и частиц от распада ядер.

Все три проблемы для своего разрешения требуют данных по наибольшему числу вторичных частиц. В настоящее время эти данные, включая заряд, массу и энергию вторичных частиц в диапазоне от нескольких МэВ до десятков ГэВ, можно получить, применяя фотозумми в сверхсильном магнитном поле. При этом мы имеем дело с большим числом частиц и геометрией 4π в каждом взаимодействии.

Ниже показаны перспективы подобных исследований в предположении использования импульсного магнитного поля с напряженностью 10^6 Э в объеме $5 \times 3 \times 2 \text{ см}^3$ и фотозумми двух типов: БР-2 - тип I и БР-2, обогащенной легкими ядрами, - тип II.

В первом приближении данные, которые необходимо получить для разрешения поставленных задач, можно разделить на три подгруппы, связанные с обычным подразделением вторичных частиц на s, g и b.

Рассмотрим вначале столкновения с ядрами однозарядной первичной частицы. В этом случае разделение на s-g- и b-частицы производится следующим образом: к s-частицам относятся однозарядные релятивистские частицы с $E_{\text{кин}}/M > 0,3$ и относительной ионизационной способностью $J/J_{\text{плато}} < 1,4$. К g-частицам относятся, например, протоны с энергией $30 \text{ МэВ} < E_{\text{кин}} < 400 \text{ МэВ}$ и относительной ионизацией $1,4 < J/J_{\text{плато}} < 4$.

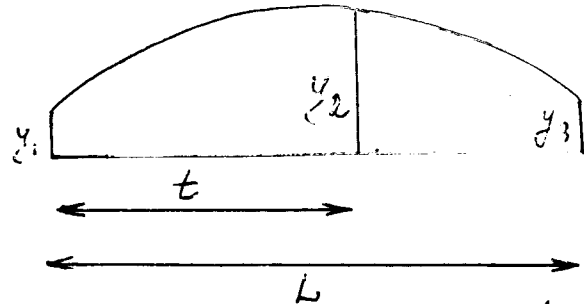
s-частицы

Знак заряда определяется по направлению магнитного отклонения. Разделение вторичных частиц по массам на π , K и P может быть произведено по измерениям импульса и ионизационных потерь в области импульсов ≤ 5 ГэВ/с, причем основная часть частиц в адрон-нуклонных столкновениях является π -мезонами, а вторичные процессы в ядре только увеличивают долю π -мезонов. Задача определения импульсов s-частиц в поле $\sim 10^6$ Э может быть решена с большой точностью: относительная ошибка при измерении импульса

$$\frac{\Delta P}{P} = \left[\left(\frac{\Delta H}{H} \right)^2 + \left(\frac{\Delta D}{D} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad /1/$$

где $\frac{\Delta H}{H}$ - относительная ошибка в напряженности магнитного поля, D - вторая разность отсчетов в координатном методе измерения импульсов по магнитному отклонению в направлении, перпендикулярном вектору H и траектории частицы.

Для определения D по /2/ участок следа длиной L разбивается на два отрезка с координатами $(0, t = \frac{L}{2})$ и (t, L) .



$$D = y_1 - 2y_2 + y_3, \quad D \cos \alpha = \frac{3 \cdot 10^{-4} H t^2}{p}, \quad /2/$$

где α - угол наклона следа к плоскости фотоэмульсионного слоя / P - ГэВ/с, H - кЭ; t и D - в см/. Ошибка в определении D, т.е. ΔD , связана с многократным кулоновским рассеянием и искажениями эмульсии, которые могут быть учтены специальными измерениями на реперных следах частиц высокой энергии, направленных по

нормали к плоскости фотоэмульсионного слоя. Однако, как следует из ряда работ /18,19/, в полях $\sim 10^6$ кЭ при измерении импульсов ≤ 50 ГэВ/с в эмульсии БР-2 эти искажения в первом приближении можно не учитывать, тогда $\Delta D = D_k$,

$$\langle D_k^2 \rangle^{1/2} = \frac{k t^{3/2} \cdot 10^{-2}}{5,3 p \beta c}, \quad /3/$$

где $p \beta c$ - в ГэВ, а D_k и t - в см.

При измерении импульсов в эмульсии II /обогащенной легкими ядрами/ необходимо учитывать и значения вторых разностей за счет искажений слоев. В этом случае $\Delta D = (D_k^2 + D_{иск.}^2)^{1/2}$. По нашим оценкам, в эмульсии II величины искажений $D_{иск.}$ имели значения, данные в табл. 1, причем специальными мерами при обработке фотоэмульсий они могут быть снижены.

Таблица 1

t, микроны	500	1000	1500	2000	2500	3000
$D_{иск.}$, микроны	0,4	1	1,9	2,9	3,8	4,7

Для определения $D_{иск.}$ при больших величинах t будем пользоваться экстраполяцией данных табл. 1, что завывает ошибку в определении D. Если облучение фотоэмульсии произведено частицами с импульсом длительностью, много меньшей времени, в течение которого магнитное поле можно считать постоянным, то по известному импульсу первичных частиц из формулы /2/ можно определить H с малой ошибкой при достаточной статистике. Поэтому в формуле /1/ можно $\Delta H/H$ счи-

Таблица 2

Р,	I CM									
	ЭМУЛЬСИЯ I ЭМУЛЬСИЯ II					ЭМУЛЬС. I ЭМУЛЬС. II				
ГэВ/с	D _{иск.}	$\Delta D,$ МК	$\frac{\Delta P}{P}, \%$	$\Delta D,$ МК	$\frac{\Delta P}{P}, \%$	D, МК	$\Delta D,$ МК	$\frac{\Delta P}{P}, \%$	$\Delta D,$ МК	$\frac{\Delta P}{P}, \%$
I	750	18,9	2,6	15,2	2	3000	55	1,8	41	1,3
5	150	3,6	2,4	9	6	600	10,8	1,8	18,9	3,2
10	75	1,9	2,5	8,6	11	300	5,4	1,8	17,9	8
50	15	0,4	2,7	8,5	57	60	1,0	1,7	17,5	29
100	7,5	0,2	2,7	8,5	113	30	0,54	1,7	17,5	58

тать несущественным по сравнению с $\Delta D/D$. В соответствии с этим в табл. 2 показана ожидаемая точность измерения импульсов s -частиц в зависимости от длины следов $L=2t$, на которой производятся измерения. Как следует из таблицы, точность определения p для эмульсии I составляет $\sim 1/2 \div 3\%$.

g-частицы

На следах однозарядных g -частиц измерение магнитного отклонения и ионизационных потерь позволит определить импульс и массу частиц, что даст возможность разделить протоны, дейтроны и ядра трития. Табл. 3 иллюстрирует возможности этого разделения.

b-частицы

Для медленных частиц величина магнитного отклонения оказывается меньше или равна второй разности отклонения за счет кулоновского рассеяния. В этом случае разделение частиц по массам и зарядам возможно с помощью обычных способов по пробегу и характеру следа вблизи остановки. В случае, когда $D_{\text{магн.}} = D_{\text{кул.}}$, возможно статистическое разделение частиц.

Табл. 4 показывает величины кинетической энергии частиц и легких ядер в эмульсии I, когда $D_{\text{магн.}} = D_{\text{кул.}}$.

Для кинетической энергии, большей чем ее значения в табл. 4, возможно разделение частиц и ядер по зарядам и массам на основании пробега, величины магнитного отклонения и изменения магнитного отклонения с пробегом вследствие торможения. В табл. 5 в качестве примера рассмотрено разделение ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$ для $t=1$ мм.

Остановимся теперь на столкновении релятивистских ядер. В этом случае рожденные релятивистские частицы s и продукты распада ядра частицы g и b будут разделяться аналогично изложенному ранее для случая однозарядной первичной частицы. Различие будет только в разделении по зарядам и массам фрагментов налетающего ядра.

Таблица 3

Частица	Импульс, ГэВ/с β	Кинет. энергия, МэВ	I/I_0	t , см	D , МК	ΔD	
						эм. I	эм. II
p	0,92	0,700	1,34	0,5	816	30	22
d	1,84	"-	"-	0,2	131	7,2	5,6
T	2,75	"-	"-	0,5	408	15	13
p	0,218	0,226	"-	0,2	65	3,6	3,7
d	0,436	"-	"-	0,5	273	9,9	9,8
T	0,663	"-	"-	0,2	44	2,4	3,3
				0,05	34	11,5	7,7
				0,1	138	33,5	22,4
				0,05	17	5,8	3,3
				0,1	69	16,8	11,2
				0,05	11,5	3,8	2,6
				0,1	46	11,1	7,5

Таблица 4

	T кин, МэВ	Пробег, МК
p	15	1139
d	30	2276
T	40	2738
He	40	567
Li	120	1124
Be	320	3831
B	600	4684
C	1000	9942

Это разделение возможно на основе измерения магнитного отклонения и ионизационных потерь и облегчается тем, что фрагменты налетающего ядра, очевидно, имеют релятивистские энергии и движутся в направлении, близком к направлению первичного пучка. В случае, когда заряд фрагментов совпадает с зарядом первичного ядра, ионизационные потери также одинаковы, уменьшение импульса пропорционально уменьшению массы, а следовательно, магнитное отклонение по сравнению с его величиной для первичных ядер возрастает пропорционально уменьшению массы. При уменьшении заряда изменится ионизация и магнитное отклонение. В табл. 6 приведены величины, характеризующие измерения на следах фрагментов ядра ^{12}C с начальным импульсом 60 ГэВ/с при длине следа $L = 1$ см.

Таблица 5

Ядро	β	Т кин., Пробег, МэВ мм	Эм. I	Эм. II	D магн., МК			
						$\frac{\Delta D}{МК}$	$\frac{\Delta P}{P}, \%$	$\frac{\Delta D}{МК}$
${}^4\text{He}$	0,43	400	30	4,3	25	3,1	18	16,9
${}^7\text{Li}$	0,405	600	18	4,3	40	3,1	20	10,6

Таблица 6

Ядро	Импульс, ГэВ/с	Заряд	$\frac{D}{МК}$	$\frac{\Delta D}{МК}$
C^{12}	60	6	75	3,5
C^{10}	50	6	90	4,2
V^{10}	50	5	75	3,5
V^8	40	5	93	4,4
Be^8	40	4	75	3,5
Li^8	40	3	56	2,6
Li^6	30	3	75	3,5
He^4	20	2	75	3,5
He^3	15	2	100	4,7

Как следует из табл. 6, для ядер с одинаковым зарядом кулоновское рассеяние в 4 раза меньше, чем различие в магнитном отклонении и, следовательно, не может препятствовать дискриминации ядер по массе. Разделение ядер с одинаковым магнитным отклонением и различными зарядами может быть произведено по разнице в ионизации.

Литература

1. Я.П.Терлецкий. ЖЭТФ, 32, 387 /1957/.
2. Г.Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. Москва, "Мир" /1972/.
3. А.И.Алиханов, Г.М.Будкер и др. АЭ, 23, 636 /1967/.
4. A.Dar, J.Vary. Phys.Rev., D6, 2412 (1972).
5. P.M.Fishban, J.S.Trefil. Prepr. University of Virginia, J.T.R.-SB-73-36 (1973).
6. K.Gottfried. TN 1735 CERN (1973); CLWS-260 (1974).
7. Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин. Сообщения ОИЯИ, P2-7869, P2-7870, P2-7871, Дубна, 1974.

8. M.Micsowicz. *Proc. 11th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Budapest (1969)*.
9. K.M.Abdo, N.Dalkhazhav et al. *Prepr. JINR, E1-8021, Dubna, 1974*.
10. Г.Т.Зацепин. *Изв. АН СССР, сер. физ., 5, 674 /1962/*.
11. Е.Л.Фейнберг. *Проблемы теор. физ. /Памяти И.Е.Тамма/. Наука, Москва, 1972; Препринт ФИАН №166 /1972/*.
12. Ж.С.Такибаев, К.А.Токтаров. *ЯФ, 6, 1015 /1967/*.
13. К.Д.Толстов, Р.А.Хошмухамедов. *Сообщения ОИЯИ, P1-6879, Дубна, 1973*.
14. Д.И.Блохинцев. *ЖЭТФ, 33, 1295 /1957/*.
15. А.М.Балдин. *Сообщения ОИЯИ, P1-5808, Дубна, 1971*.
16. А.М.Балдин, Н.Гиордэнеску и др. *Сообщения ОИЯИ, P1-5819, Дубна, 1971*.
17. T.D.Lee. *Abnormal Nuclear States and Vacuum Excitations, Columbia University, New-York, 10027 (1974)*.
18. Ш.Абдужамилев, Н.Ш.Селедханов. *Взаимодействие частиц высокой энергии с нуклонами и ядрами, стр.180. Ташкент, 1972*.

*Рукопись поступила в издательский отдел
22 ноября 1974 года.*