89-29

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р7-89-29

С.П.Авдеев, О.В.Бочкарев[1], А.Т.Василенко,
Ю.Т.Выдай[2], В.А.Карнаухов, В.Д.Кузнецов,
Е.А.Кузьмин[1], И.Г.Муха[1], Л.А.Петров,
Н.С.Толстой, Г.Б.Яньков[1]

"ФАЗА" – УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МНОЖЕСТВЕННОЙ ЭМИССИИ ФРАГМЕНТОВ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ МАССЫ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ (КОНСТРУКЦИЯ, ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА МАКЕТЕ)

[1] ИАЭ им. И.В.Курчатова, Москва
[2] НПО "Монокристаллреактив", Харьков

1989

1. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

Одной из важнейших задач ядерной физики наших дней является изучение уравнения состояния ядерной материи. Наиболее интересный аспект этой задачи связан с попытками обнаружить сигналы различных фазовых переходов в ядерном веществе, которые предсказываются рядом современных теоретических моделей.

Предполагаемая фазовая диаграмма ядерной материи схематически показана на рис. 1. Основному состоянию ядра на этой диаграмме отвечает точка при относительной барионной плотности, равной 1, и T = 0. Маленькая область возле этой точки соответствует ядерной физике низких энергий. При некотором уплотнении ядра и температурах, не превышающих нескольких десятков МэВ, возможен фазовый переход второго рода в состояние с пионным конденсатом*. Поиски суперплотных ядер, которые образуются в ядро-ядерных переходах, не привели к положительному результату, однако это пока не закрывает полностью проблему П-конденсата. При больших температурах и плотностях возможен фазовый переход 1 рода в состояние кварк-глюонной плазмы. В настоящее время проводятся массированные поиски сигналов этого фазового перехода в Брукхэйвенской национальной лаборатории (США) и в ЦЕРНе. В первой группе экспериментов используются пучки ^{16}O и ^{28}Si

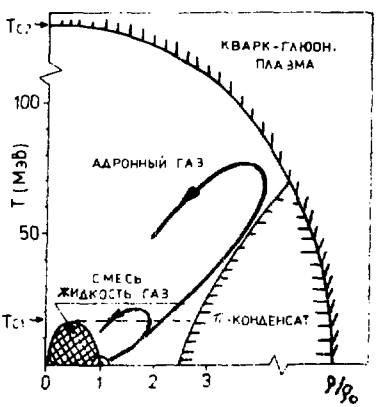


Рис. 1. Фазовая диаграмма ядерного вещества. T_{C1} и T_{C2} – критические температуры для фазовых переходов жидкость-газ и в кварк-глюонную плазму; линии в виде петли показывают возможные пути системы при ядро-ядерном взаимодействии.

---

* *Мигдал А.Б. – Фермионы и бозоны в сильных полях. М.: Наука, 1978.*

с энергией 14,5 ГэВ/А. Работы в ЦЕРНе проводятся с пучками ^{16}O и ^{32}S при энергии 60 и 200 ГэВ/А. До сих пор не получено достоверных доказательств образования кварк-глюонной плазмы. Исследователи в обоих центрах связывают дальнейшие перспективы экспериментов в этом направлении с получением ускоренных пучков таких тяжелых ядер, как Pb.

При более низких критических температуре и плотности возможен фазовый переход жидкость-газ[1]. Отмечается аналогия между ядерной материей и газом Ван-дер-Ваальса, поскольку притяжение между нуклонами сменяется отталкиванием на очень малых расстояниях. Уравнение состояния ядерного вещества оказывается весьма похожим на таковое для газа Ван-дер-Ваальса, и, соответственно, в фазовой диаграмме имеются области жидкой, газовой фазы и область неустойчивости, где сосуществуют обе фазы. На рис. 1 последняя область выделена двойной штриховкой, здесь ядерная система состоит из капелек жидкости — фрагментов, окруженных газом нуклонов. Следует ожидать, что разогретое ядерное вещество, образующееся в результате ядро-ядерного взаимодействия (спектатор мишени), попадает в область нестабильности на стадии расширения, и разваливается с эмиссией большого числа нуклонов и нескольких фрагментов (мультифрагментация). Таким образом, исследование образования фрагментов ($Z_f = 2 \div 20$) в ядро-ядерных соударениях в широком диапазоне энергий является средством изучения уравнения состояния ядерного вещества при $T \leqslant T_{C1}$ и плотностях ниже нормальной. Это обстоятельство вызвало новую волну интереса (см. обзоры[2,3]) к давно известной реакции фрагментации ядер частицами высокой энергии[4]. Теоретическая активность привела к появлению ряда альтернативных моделей для описания мультифрагментации. Эти модели можно сгруппировать в два класса: равновесные и динамические. К первому классу следует отнести статистическую и перколяционную модели мультифрагментации (см., напр.[5,6] и[7,8]), модель последовательного испарения (МПИ[9,10]). Ко второму классу относятся модели, не привлекающие предположения о термализации системы перед развалом: "холодная" фрагментация[11], динамические расчеты в рамках теории среднего поля[12]. Модели первого класса (за исключением МПИ) предсказывают критические явления в системе при определенных значениях параметров. Это проявляется в энергетических спектрах, массовых распределениях и множественности фрагментов. Так, согласно статистическим моделям[5,6], учитывающим конечный размер системы, при T = 5 - 6 МэВ наблюдается резкий переход от режима испарения к мультифрагментации (фазовый переход типа "крэкинг"). При дальнейшем повышении температуры вблизи $T_{C1} \cong$ $\cong$ 16 МэВ ожидается резкое увеличение множественности испускаемых нуклонов.

К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал по ядерной фрагментации: энергетические спектры, угловые и массовые распределения, функции возбуждения. Это, в основном, —

инклюзивные данные, которые неплохо описываются экстремально различными моделями процесса. Реальная картина взаимодействия может быть восстановлена только на основании многопараметровых измерений на установках с геометрией, близкой к 4π. Ниже дается описание установки такого типа — "ФАЗА", которая создается в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ для исследования процесса мультифрагментации в ядро-ядерных взаимодействиях на пучках синхрофазотрона ОИЯИ.

2. УСТАНОВКА "ФАЗА"

Установка состоит из детектора множественности фрагментов (ДМФ), полный телесный угол $\approx 3{,}6\pi$) и пяти телескопов-спектрометров фрагментов (ТС, телесный угол $\approx 10^{-3} \cdot 4\pi$). В состав ТС входят плоский многонитяный пропорциональный счетчик (ΔE_1), ионизационная камера с сеткой (ΔE_2) и поверхностно-барьерный Si(Au)-детектор (E). ТС позволяет идентифицировать фрагменты по Z_f и определять их энергию.

ДМФ скомпонован из 64 сцинтилляционных счетчиков с пленочными CsJ(Tl). Назначение ДМФ — регистрировать фрагменты с $Z_f \geqslant 2$, определять их множественность ν_F и направление вылета из мишени. Триггером для записи события является сигнал с ТС, поскольку скорость счета ТС существенно меньше, чем для ДМФ. Событие будет записываться в буферную память в виде слова в 84 байта, несущего информацию об амплитудах во всех каналах ДМФ и об ΔE_2 и E-амплитудах всех ТС. Установка позволит измерять следующее поперечное сечение для ядро-ядерного взаимодействия:

$$\frac{d^6\sigma}{dE_p\, dE_f\, dZ_f\, d\Theta_f\, d\Omega_F\, d\nu_F},$$

где E_p — энергия пучка, индексы f и F относятся соответственно к фрагментам, регистрируемым ТС и ДМФ. Кроме того, возможно измерение корреляционных сечений для фрагментов, регистрируемых одновременно двумя ТС. Таким образом, может быть получена информация о временной шкале процесса мультифрагментации. Это обусловлено тем, что взаимодействие между фрагментами приводит к появлению резонансных структур в корреляционной функции, параметры которых определяются размером и временем жизни источника.

2.1. Геометрия и конструкция установки

Рис. 2 показывает внутреннюю поверхность установки. Это многогранник, образованный двенадцатью правильными пятиугольниками и 60-ю неправильными шестиугольниками. Исходной фигурой для получения такого многогранника является пентагональный гексаконтаэдр

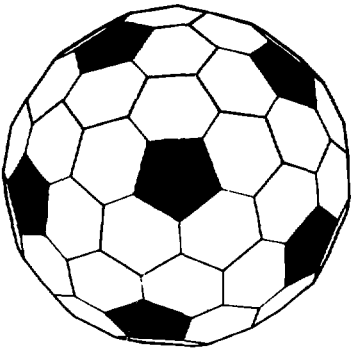


Рис. 2. Геометрия установки "ФАЗА": усеченный пентагональный гексаконтаэдр. Зачернены 12 правильных пятиугольников, которые окружены 60 неправильными шестиугольниками.

Архимеда (60 граней), у которого отсекаются пятиугольные вершины. Это отсечение делается таким образом, чтобы телесные углы из центра фигуры на все многоугольники были равны. Два пятиугольника используются для входа и выхода пучка, один — для размешения держателя мишени и введения калибровочного α-источника, остальные девять пятиугольников и 55 шестиугольников заняты сцинтилляторами ДМФ. Пять ТС занимают оставшиеся шестиугольники, причем размещение телескопов может быть свободно изменено в зависимости от условий эксперимента (в плоскости реакции или вне ее).

Общий вид установки показан на рис. 3. Основным конструктивным телом ее является сварной додекаэдр. На десять его граней через вакуумные уплотнения крепятся модули, несущие по шесть детекторов. На рис. 3 видны две грани, с которых сняты модули. На двух модулях по оси пучка центральные детекторы заменены входным и выходным патрубками, которые опираются на стойки, несущие всю конструкцию. Для удобства обслуживания установки она может вращаться вокруг горизонтальной оси.

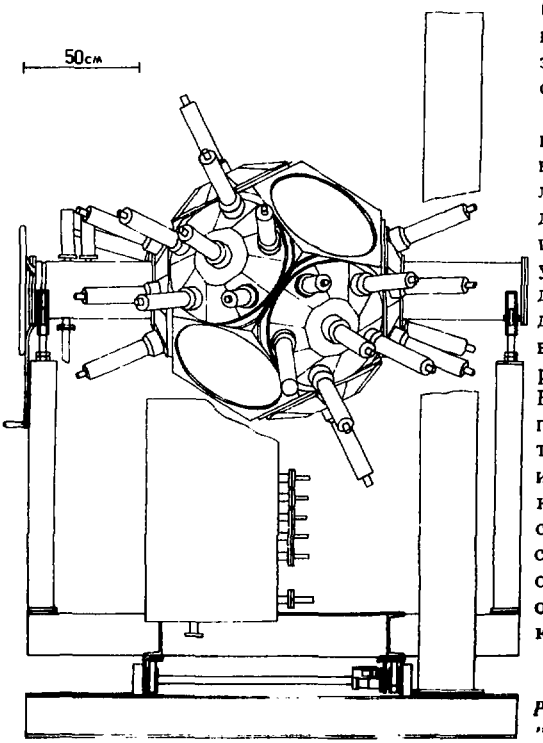
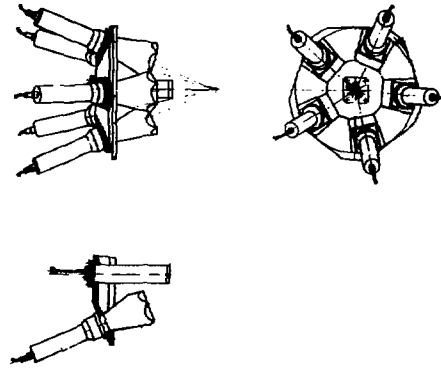


Рис. 3. Общий вид установки "ФАЗА".

Рис. 4. Один из модулей установки "ФАЗА" с пятью сцинтилляционными счетчиками и устройством для ввода мишени и калибровочного источника.



Стойки крепятся к платформе, имеющей две степени свободы. На платформе укреплен вакуумно-газовый распределительный щит.

На рис. 4 показан один из модулей со сцинтилляционными счетчиками. Центральный счетчик заменен устройством, которое позволяет вводить в центр камеры тонкую мишень (~1 мг/см^2) или α-источник (с помощью электромеханического привода). Сцинтилляционные счетчики имеют световод из органического стекла специальной формы: шестиугольник или пятиугольник со стороны сцинтиллятора переходит в цилиндр со стороны ФЭУ. Длина световода 20 см, размер сцинтиллятора по диагонали ≈15 см. Расстояние от центра мишени до центра сцинтиллятора ~30 см. Предполагается использовать ФЭУ-110, имеющие наиболее адекватный для CsJ(Tl) фотокатод.

2.3. Сцинтилляционный счетчик с пленочным CsJ(Tl)

При выборе варианта счетчика для ДМФ мы проанализировали возможность работы с пластическими сцинтилляторами и тонкими слоями ZnS(Ag) и CsJ(Tl). Мы остановились на неорганических сцинтилляторах, т.к. они обеспечивают лучшее отделение фрагментов с $Z_f \geqslant 2$ от протонов. ZnS(Ag) имеет лучшие временные характеристики, чем CsJ(Tl), однако худшее энергетическое разрешение. Был выбран CsJ(Tl), котоможет быть изготовлен в виде тон-

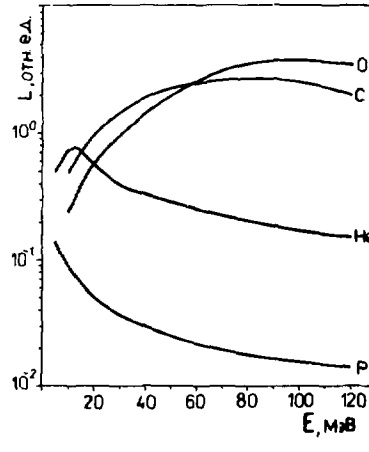


Рис. 5. Зависимость амплитуды световой вспышки от энергии частиц (p, ^{4}He, ^{12}C, ^{16}O) для слоя CsJ(Tl) толщиной 25 мг/см^2. За единицу по шкале ординат взята амплитуда вспышки от α-частиц с энергией 8,78 МэВ при полном поглощении.

кой однородной поликристаллической пленки на подложке из оргстекла путем вакуумного теплового распыления[13]. На рис. 5 представлены расчетные зависимости амплитуды световой вспышки от энергии различных частиц для слоя CsJ(Tl) толщиной 25 мг/см^2. Расчеты выполнены с использованием данных из работы[14]. Видно, что возможно удовлетворительное отделение по амплитуде α-частиц с энергией до 60-80 МэВ от протонов. Для более тяжелых фрагментов ситуация более благоприятная (напомним, что основная интенсивность в спектре фрагментов промежуточной массы с $Z_f = 3 - 15$ лежит в диапазоне энергий 10-80 МэВ).

Важным условием для регистрации относительно короткопробежных частиц является отсутствие значительного мертвого слоя на поверхности сцинтиллятора. Из литературы известно, что для монокристаллов CsJ(Tl) иногда находят мертвый слой в 3-5 мг/см^2. Это вынудило нас провести специальные измерения со слоем CsJ(Tl) толщиной 12 мг/см^2, полученным по технологии, описанной в[13]. Для этого использовалась установка, в которой α-источник ^{238}Pu помещался в вакуумной камере на расстоянии 25 см от слоя CsJ(Tl) сцинтилляционного детектора. Измерялись амплитудные спектры для α-частиц с различной

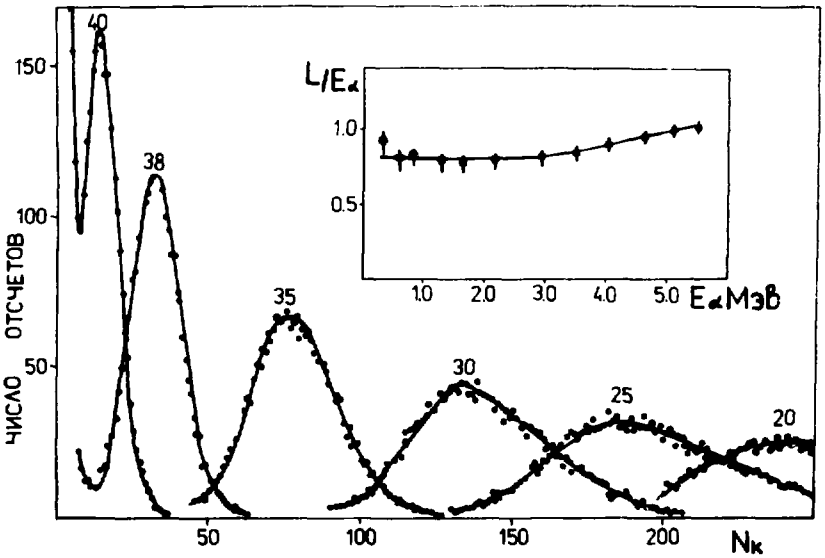


Рис. 6. Спектры амплитуд сцинтилляционного счетчика с CsJ(Tl) (12 мг/см^2) для α-частиц различной энергии. Цифры над кривыми – давление воздуха (Тор) в объеме между источником и сцинтиллятором. Во вставке показана зависимость удельного световыхода от энергии α-частиц.

энергией, изменение которой осуществлялось подпуском воздуха в камеру. Наличие мертвого слоя на поверхности сцинтиллятора должно привести к появлению отсечки при малых E_α в зависимости амплитуды световой вспышки L от энергии частиц. Результаты представлены на рис. 6. Величина L/E слабо меняется при уменьшении энергии α-частиц вплоть до 0,3 МэВ. Отсюда следует, что толщина мертвого слоя $\leqslant 1$ мг/см^2, что вполне удовлетворительно.

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА МАКЕТЕ УСТАНОВКИ "ФАЗА"

Для отработки отдельных узлов установки и изучения фоновых условий на пучке синхрофазотрона ОИЯИ при работе с очень тонкой мишенью был создан макет, включающий телескоп-спектрометр и сцинтилляционный детектор. Телескоп состоял из плоского пропорционального счетчика (ΔE_1), камеры с сеткой (ΔE_2) и Si(Au)-детектора (E). Газовый промежуток ΔE_1-счетчика имел толщину 10 мм, катоды были изготовлены из пленки коллодия ($\sim$0,1 мг/см^2), запыленной тонким слоем золота. Плоская ионизационная камера с сеткой имела длину по треку частицы $\sim$70 мм. Кремниевый детектор был изготовлен из n-кремния ($\rho \cong 5$ к$\Omega \cdot$ см) в виде диска толщиной 1 мм и диаметром 60 мм. Входное окно телескопа сделано из лавсана (0,42 мг/см^2), который крепился на опорную сетку с отверстиями диаметром 2 мм. Рабочим газом был метан при p = 100 Тор. Сцинтилляционный детектор фрагментов состоял из слоя CsJ(Tl) (12 мг/см^2, диаметром 120 мм), который через световод из оргстекла (длиной 20 см) соединялся с ФЭУ-93.

Мишень из Та ($\sim$1 мг/см^2) крепилась в центре вакуумной камеры на тонких (10 и 50 мкм) вольфрамовых нитях под углом 45° к пучку. Детекторы располагались под углом 90° к пучку и были сдвинуты друг относительно друга на 90° по азимуму.

Эксперименты проводились на канале ВП-1 медленного вывода синхрофазотрона ОИЯИ с использованием пучков ^{4}He и ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон. Измерения интенсивности осуществлялись с помощью восьмизазорной ионизационной камеры [15] и преобразователя ток — частота [16].

Электронная аппаратура включала в себя необходимый набор блоков в стандарте КАМАК (производства фирмы "Полон" и ОИЯИ), микроЭВМ КМ-002 [17] и "Правец-16".

На рис. 7 показан двумерный спектр, полученный с помощью телескопа фрагментов на пучке ^{4}He (время облучения 3,7 ч., полный поток — $1{,}6 \cdot 10^{12}$ частиц). Импульс dE брался с ионизационной камеры, запись велась при наличии тройных совпадений. Введение тройных совпадений было необходимо для уменьшения фона, связанного с попаданием ореола пучка на стенки телескопа. Четко видные на рисунке "дорожки"

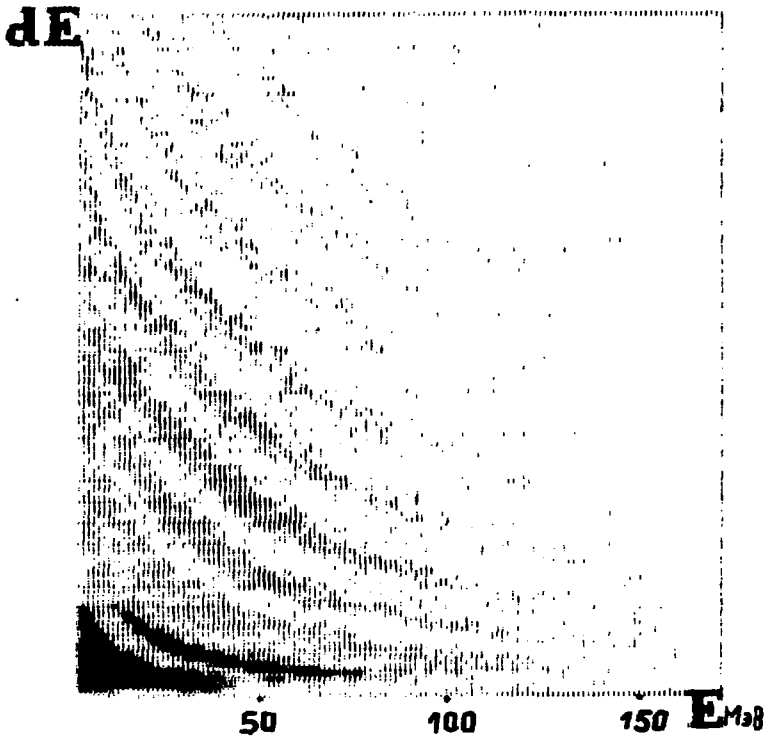


Рис. 7. Двумерный спектр с телескопа фрагментов: dE – ионизационная камера, E– Si(Au)–детектор. Спектр получен при облучении мишени из Ta пучком ^{4}He (3,65 ГэВ/нуклон).

отвечают регистрации фрагментов с определенным Z_f: от He в левом нижнем углу до Si (два импульса в правом верхнем углу).

Для определения фона, связанного с ореолом пучка, был проведен эксперимент без мишени. На рис. 8 приведено отношение числа зарегистрированных фрагментов с различными Z_f в измерениях без мишени и с мишенью. При увеличении Z_f от 2 до 6 величина фона падает от 17% до 1%.

На рис. 9 представлена зависимость выхода фрагментов в ^{4}He+Ta-взаимодействии от атомного номера фрагмента. Там же приведена теоретическая кривая, рассчитанная по соотношению: $Y \sim Z^{-\tau}$, где $\tau = 2{,}5$. Такого сорта зависимость предсказывается рядом моделей

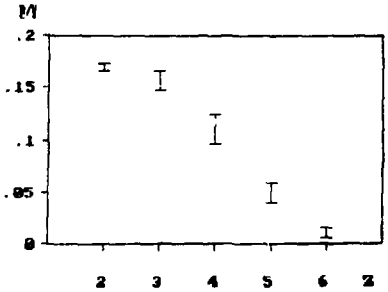


Рис. 8. Относительная величина фона в измеряемом выходе фрагментов в зависимости от их заряда.

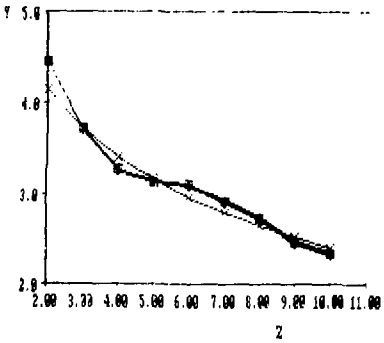


Рис. 9. Выход фрагментов при взаимодействии ^4He(3,6 ГэВ/н) + Ta. По шкале ординат – логарифмический масштаб. Толщина линии соответствует ошибке измерений. Тонкая линия – теоретическая кривая.

мультифрагментации. Эта зависимость качественно описывает экспериментальные выходы, которые меняются на 2 порядка при переходе от $Z_f = 2$ к $Z_f = 10$. Вместе с тем, имеются отклонения, заведомо выходящие за пределы статистических ошибок.

Измерения со сцинтилляционным детектором в "одиночном" режиме обнаружили весьма значительный экспоненциально спадающий фон, который, по-видимому, состоит из двух компонент: черенковского свечения световода под действием релятивистских частиц ореола, и люминесценции световода под действием более медленных частиц общего радиационного фона. Это заключение следует из наших двумерных измерений сигнала с ФЭУ, когда одновременно измерялась A_c-амплитуда токового импульса (с последнего динода) и интегрированного (с $\tau_i \cong$ $\cong$ 0,5 мкс) с анода (A_i). Фоновые импульсы сгруппировались на плоскость A_c x A_i около двух направлений, отвечающих существенно (примерно на порядок) более коротким токовым импульсом, чем для вспышки CsJ(Tl).

Измерения спектра импульсов сцинтилляционного детектора при управлении тройными совпадениями телескопа-спектрометра были проведены на пучке ^{12}C (при интенсивности $\sim 10^8$ 1/сброс). После вычета случайных совпадений получен спектр, показанный на рис. 10 (время набора 1,5 ч.). Отрезок под шкалой абсцисс показывает диапазон амплитуд, который отвечает основной части спектра фрагментов с $Z_f = 2$. Уровень фона случайных совпадений был установлен в специальном эксперименте, результат которого представлен на рис. 11. Усредненный по спектру фрагментов фон случайных совпадений составляет $\sim$19%. Эта цифра может быть существенно понижена оптимизацией эксперимен-

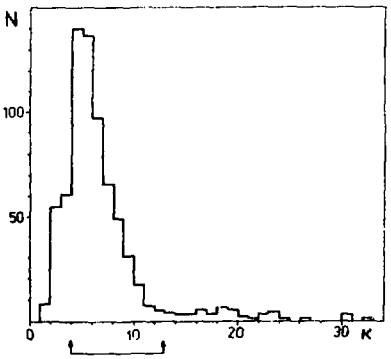


Рис. 10. Спектр импульсов от фрагментов, регистрируемых сцинтилляционным счетчиком, управляемым телескопом. Фон случайных совпадений вычтен. Отрезок ниже оси абсцисс показывает диапазон амплитуд, отвечающих наибольшей части спектра фрагментов с $Z_f = 2$.

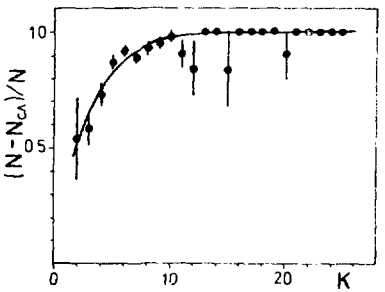


Рис. 11. Относительная доля "Эффекта" в спектре импульсов сцинтилляционного счетчика.

та: переход на ФЭУ-110, имеющий более подходящую спектральную чувствительность фотокатода; использование более толстого (в 2 раза) слоя CsJ(Tl).

Авторы благодарны дирекции ЛЯП и ЛВЭ ОИЯИ за поддержку работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sauer G., Chandra H., Mosel U. — Nucl. Phys., 1976, A264, p.221.
2. Hufner J. — Phys. Rep., 1985, 125, p.129.
3. Lynch W.G. — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1987, 37, p.493.
4. Перфилов Н.А., Ложкин О.В., Остроумов В.И. — Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. М.-Л.: Изд. АН СССР, 1962.
5. Bondorf J.P. et al. — Nucl. Phys., 1985, A443, p.321.
Bondorf J.P. et al. — Nucl. Phys., 1985, A444, p.460.
6. Gross D.H.E., Massmann H. — Nucl. Phys., 1987, A471, p.339.
7. Desbois J. et al. — Z. Phys. A — Atomic Nuclei, 1987, 328, p.101.
8. Campi X. — IPNO/TH 88-07, Orsay, 1988.
9. Friedman W.A., Lynch W.G. — Phys. Rev., 1983, C28, p.950.
10. Fai G., Randrup J. — Nucl. Phys., 1982, A281, p.557.
11. Aichelin J., Hufner J., Ibarra R. — Phys. Rev., 1984, C30, p.107.
12. Knoll J., Strack B. — Phys. Lett., 1985, 149B, p.45.
13. Выдай Ю.Л., Цирлин Ю.А., Чайковский Э.Ф. — Изв. АН СССР, 1971, с.1307; Усиков Ю.И. и др. — ПТЭ, 1984, 1, с.86.

14. Quinton A. et al. — Phys. Rev., 1959, 115, p.886.
15. Баландиков А.Н. и др. — ОИЯИ, 9-87-364, Дубна, 1987.
16. Зинов В.Г., Краснобородов Б.С. — ПТЭ, 1978, 4, с.108.
17. Антюхов В.А. и др. — ОИЯИ, 10-82-844, Дубна, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 января 1989 года.