

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

К 84

P13-88-882

В.В.Круглов, М.В.Никитин

**МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ КАМЕРЫ
С МЕДЛЕННЫМ ДРЕЙФОМ, РАБОТАЮЩЕЙ
В РЕЖИМЕ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЧАСТИЦ**

1988

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время метод идентификации заряженных частиц, основанный на измерении их ионизирующей способности в области логарифмического роста ионизации, активно применяется в экспериментальной физике высоких энергий. Особенно широкое распространение получили ионизационные детекторы, в которых идентификация осуществляется путем многократного измерения полных потерь энергии в тонких слоях газа (см., например, ^{1,2/}). Детекторы этого типа обладают многими достоинствами, однако большие флуктуации полных потерь энергии не позволяют создавать компактные идентификаторы. Необходимость использовать в реальном детекторе многие тысячи амплитудных каналов электроники также создает, по крайней мере в настоящее время, значительные трудности.

Измерение первичной ионизации в газе методом счета кластеров в камере с медленным продольным дрейфом электронов ^{3/} позволяет, в принципе, избавиться от упомянутых выше недостатков.

К настоящему времени опубликован ряд работ ^{4,7/}, посвященных изучению метода счета кластеров. Большинство исследований выполнено на частицах с фиксированной ионизирующей способностью. Это либо электроны от радиоактивного источника ⁹⁰Sr, либо заряженные частицы от ускорителя. Релятивистский рост первичной ионизации измерен только в работах ^{4,7/}.

Здесь следует отметить одно из достоинств р/а-источника ⁹⁰Sr для подобного рода исследований, а именно: ионизирующая способность электронов от этого источника почти точно соответствует минимуму ионизационной кривой (отличие не превышает 0,5%). Наряду с этим простота работы с р/а-источниками, в отличие от работы на пучках заряженных частиц от ускорителей, делает ⁹⁰Sr очень удобным.

Таким образом, полный цикл необходимых измерений проводится не во всех работах. В этих условиях способность детектора идентифицировать частицы авторы оценивают только на основании распределения числа зарегистрированных импульсов для частиц с одной ионизирующей способностью, в случае р/а-источника ⁹⁰Sr — в минимуме ионизационной кривой. При этом полагают, явно или неявно, что детектор будет идентифицировать частицы в соответствии с теоретической кривой релятивистского роста.

Однако существует, как нам кажется, простой метод, который позволяет довольно точно экспериментально смоделировать измерение ионизационной кривой и при использовании источника частиц с фиксированной ионизирующей способностью, в частности, α -источника ^{90}Sr .

Ниже изложено обоснование этого метода и иллюстрация его практического применения.

ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДА

Схема камеры с медленным дрейфом для счета кластеров (МД-камера) традиционной конструкции приведена на рис. 1 (указанные на рисунке размеры относятся к камере, которая использовалась в настоящих исследованиях).

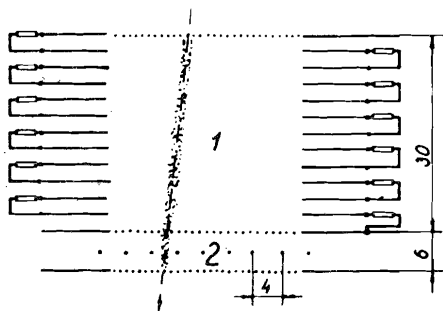


Рис. 1. Схема МД-камеры для счета кластеров. 1 — область медленного дрейфа; 2 — регистрирующая пропорциональная камера.

Напомним принцип регистрации первичной ионизации в МД-камере. При прохождении через область (1) заряженная частица образует вдоль своего

трека некоторое количество электронных сгустков — кластеров первичной ионизации. Под действием слабого электрического поля кластеры медленно дрейфуют из области (1) в область (2), представляющую собой обычную пропорциональную камеру, с помощью которой они регистрируются. Таким образом, в принципе, если каждый кластер дает только один сигнал в пропорциональной камере, то количество зарегистрированных сигналов соответствует величине первичной ионизации, созданной частицей.

Рассмотрим случай прохождения через камеру двух типов частиц, которые создают в газе камеры кластеры первичной ионизации с плотностью n_1 и n_2 соответственно. При фиксированной скорости дрейфа $v_{др}$ в области (1) частота прихода кластеров в регистрирующий элемент (2) есть

$$J_1 = n_1 \cdot v_{др} \quad \text{и} \quad J_2 = n_2 \cdot v_{др}. \quad (1)$$

Величина первичной ионизации для этих двух типов частиц, измеряемая в камере, определяется как число импульсов N_1 , зарегистрированных в течение промежутка времени $[t_1, t_2]$, т.е.

$$N_1 = J_1 \cdot (t_2 - t_1) \quad \text{и} \quad N_2 = J_2 \cdot (t_2 - t_1). \quad (2)$$

Из формул (1) и (2), очевидно, следует, что все различие в ионизирующей способности частиц, с точки зрения ее измерения в камере, проявляется только как различие в частоте прихода кластеров в регистрирующий элемент камеры. Следовательно, имеется возможность смоделировать условия регистрации первичной ионизации с плотностью n_2 через первичную ионизацию с плотностью n_1 , а именно

$$J_2 = n_2 \cdot v_{др} = n_1 \cdot \left[\frac{n_2}{n_1} \cdot v_{др} \right] = n_1 \cdot v'_{др}. \quad (3)$$

Таким образом, необходимо просто изменить скорость дрейфа $v_{др}$ на $v'_{др} = \frac{n_2}{n_1} \cdot v_{др}$ и проводить регистрацию кластеров в течение того же интервала времени $[t_1, t_2]$.

До сих пор наше рассмотрение носило упрощенный характер, поскольку мы совсем не касались вопросов, связанных с процессом переноса кластеров в МД-камере. А именно, существуют различия между случаем, когда требуемая величина J_2 создается частицей с ионизирующей способностью n_2 при скорости дрейфа $v_{др}$, и случаем, когда такая же величина J_2 создается частицей с ионизирующей способностью n_1 при $v'_{др}$.

Рассмотрим эти различия.

1. *Влияние диффузии.* При изменении скорости дрейфа изменяется величина коэффициента диффузии электронов в газе. Диффузия, как известно^{8/}, оказывает существенное влияние на процесс измерения первичной ионизации методом счета кластеров. Именно под влиянием диффузии кластерная структура, созданная пролетевшей частицей, с течением времени разрушается. Рассмотрим это явление применительно к настоящему случаю.

Известно, что диффузию вдоль направления дрейфа X можно описать гауссовым распределением со среднеквадратичным отклонением

$$\sigma_X = \sqrt{\frac{2D_L \cdot X}{v_{др}}} = \sqrt{2D_L \cdot t_{др}}, \quad (4)$$

где D_L — коэффициент продольной диффузии; $t_{др}$ — время дрейфа.

Поскольку измерение числа кластеров проводится в течение одного и того же интервала времени $[t_1, t_2]$, то необходимо проанализировать только величину D_L .

Диффузия электронов в газах подробно рассмотрена в книге ^{/9/}. Наиболее просто проводится анализ коэффициента поперечной диффузии, который выражается формулой:

$$D_T = \frac{1}{3} \langle l_e(v) \cdot v \rangle, \quad (5)$$

где l_e — средняя длина свободного пробега электронов между столкновениями с молекулами газа; v — скорость электронов, которая складывается из тепловой и дрейфовой скоростей.

Усреднение в формуле (5) проводится по скоростям электронов.

Скорость теплового движения электронов при температуре $t = 18^\circ\text{C}$ равна $v_{\text{тепл.}} = 11,5 \text{ см} \cdot \text{мкс}^{-1}$. Типичная величина скорости дрейфа в данной методике $v_{др} \leq 1 \text{ см} \cdot \text{мкс}^{-1}$. Поскольку отношение плотности ионизации в минимуме ионизационной кривой n_{min} и на плато Ферми n_F для известных газов $n_F/n_{\text{min}} \leq 1,5$, то максимальное изменение $v_{др}$ в предлагаемом методе $\Delta v_{др} \leq 0,5 \text{ см} \cdot \text{мкс}^{-1}$. Так как

$$(\Delta v_{др} \leq 0,5 \text{ см} \cdot \text{мкс}^{-1}) \ll (v_{\text{тепл.}} = 11,5 \text{ см} \cdot \text{мкс}^{-1}),$$

то можно считать, что коэффициент диффузии D_T (см. (5)) меняется незначительно.

К сожалению, коэффициент продольной диффузии D_L имеет более сложный по сравнению с формулой (5) вид и не поддается в общем виде столь простому анализу. Однако вывод о слабом изменении диффузии остается справедливым и для величины D_L . Действительно, расчет σ_X по экспериментальным данным (см. ^{/10,11/}) показывает, что изменение σ_X при требуемом изменении скорости дрейфа не превышает 10% для большинства газов.

2. На процесс измерения первичной ионизации большое влияние оказывает пространственное разрешение ρ вдоль направления дрейфа в дрейфовом промежутке МД-камеры. Пространственное разрешение ρ определяется величиной мертвого времени $\tau_{\text{м.в.}}$ в канале регистрации кластеров

$$\rho = v_{др} \cdot \tau_{\text{м.в.}} \quad (6)$$

В работе ^{/8/} было показано, что при правильном выборе величины ρ влияние диффузии на измеряемую первичную ионизацию устраняется.

Пусть первичная ионизация создается частицами с различной ионизирующей способностью. В этом случае при фиксированной скорости дрейфа величины ρ и σ_X не меняются, а среднее расстояние между кластерами ΔX является величиной переменной. Соответственно соотношение между ρ и σ_X сохраняется, а соотношение между ρ и ΔX изменяется в зависимости от изменения ионизирующей способности частиц.

В случае моделирования ситуация оказывается совершенно иной, что связано с неизменным соотношением между σ_X и ΔX . В связи с этим к выбору величины $\tau_{\text{м.в.}}$ при моделировании предъявляются противоречивые требования.

Действительно, с одной стороны, для сохранения соотношения между ρ и σ_X мертвое время необходимо изменять в соответствии с формулой

$$\tau'_{\text{м.в.}} = \frac{v_{др}}{v'_{др}} \cdot \tau_{\text{м.в.}} \quad (7)$$

С другой стороны, при таком изменении $\tau_{\text{м.в.}}$ остается неизменным соотношение между ρ и ΔX , чего нет в случае облучения камеры частицами с различной ионизирующей способностью.

Для того, чтобы разрешить эту противоречивую ситуацию, не поддающуюся простому анализу, мы воспользовались результатами работы ^{/8/}, в которой было проведено математическое моделирование процесса измерения первичной ионизации в МД-камере.

На рис. 2 приведены зависимости числа зарегистрированных кластеров (N), созданных в 10 мм аргона частицами с γ -фактором, равным 4 (кривая 1) и 1000 (кривая 2), т.е. в минимуме ионизационной кривой и на плато Ферми, от величины ρ .

В предлагаемом методе моделирования измерение числа кластеров производится на участке трека, длина которого изменяется пропорционально изменению ионизирующей способности частицы. Т.к. в аргоне отношение $n_{\gamma=1000}/n_{\gamma=4} = 1,36$, то мы должны построить зависимость $1,36 \cdot N_{\gamma=4}$ от ρ . Эта зависимость представлена на рис. 2 кривой 3.

Поскольку в данном случае при моделировании измерения следует проводить при $v'_{др} = 1,36 \cdot v_{др}$, то необходимо сделать масштабное преобразование кривой 3 по оси ρ в соответствии с формулой (6) и сравнить преобразованную таким способом кривую с кривой 2.

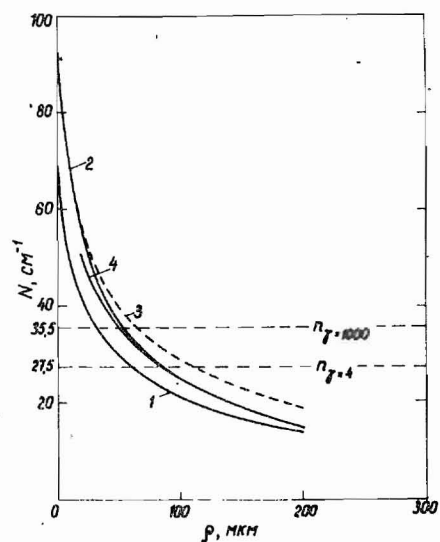


Рис. 2. Зависимость числа зарегистрированных кластеров N от величины пространственного разрешения ρ в МД-камере, наполненной аргоном. Кривая 1 – для частиц с $\gamma = 4$ ($N_{\gamma=4}$); кривая 2 – для частиц с $\gamma = 1000$ ($N_{\gamma=1000}$); кривая 3 – зависимость $1,36 \cdot N_{\gamma=4}$; кривая 4 – зависимость, полученная масштабным преобразованием по ρ кривой 3.

Кривая 4 на рис. 2 представляет результат такого преобразования кривой 3 с масштабным коэффициентом 1,36, что соответствует неизменной величине мертвого времени в процессе моделирования.

На рисунке видно достаточно хорошее совпадение кривых 2 и 4 при $\rho > 50$ мкм. Хотя при меньших величинах ρ расхождение становится заметным, эта область ρ практически не реализуется на практике.

Таким образом, из проведенного выше анализа следует вывод, что мертвое время, определяющее пространственное разрешение МД-камеры, при изменении $v_{др}$ в процессе моделирования должно быть неизменным.

При фиксированном $\tau_{м.в.}$ будет естественно изменяться соотношение между ρ и σ_x . Однако оказывается, что в интересующем нас диапазоне значений ρ , σ_x и ΔX это изменение несущественно. Для предельного случая отсутствия диффузии выбор фиксированного значения $\tau_{м.в.}$ очевиден.

Закончив обоснование выбора фиксированного мертвого времени, сделаем небольшое замечание. Как можно заметить, в работе^{/8/} анализ проведен в предположении, что мертвое время $\tau_{м.в.}$ имеет фиксированную величину. Отсюда следует, что МД-камера вместе с регистрирующей электроникой должна быть прибором с непродлевающимся мертвым временем. Поскольку собственно МД-камера имеет прдлевающееся мертвое время, то мертвое время должно определяться регистрирующей электроникой. Причём электронное мертвое время должно быть заметно больше мертвого времени собственно МД-камеры, чтобы последнее не являлось определяющим. В противном случае результаты работы^{/8/} использовать некорректно.

3. В принципе имеется некоторое различие в распределении кластеров по количеству электронов в них в зависимости от γ -фактора ионизирующей частицы. Например, данные для аргона при $\gamma = 4$ и $\gamma = 1000$ приведены в^{/8/}. Однако это различие, по нашему мнению, столь незначительно, что им можно пренебречь.

4. Эффективность счета кластеров зависит от времени жизни электронов в газе, которое определяется в основном их прилипанием либо к молекулам основного газа, либо к электроотрицательным примесям. Но поскольку измерения проводятся в течение одного и того же интервала времени $[t_1, t_2]$, то этот эффект также не сказывается на применимости предлагаемого метода.

5. Так как кластеры попадают из области медленного дрейфа в регистрирующую пропорциональную камеру через проволочный катод, то эффективность их регистрации зависит от его прозрачности^{/12/}. Прозрачность зависит от соотношения напряженностей поля до катода и после него. В принципе, при неизменном напряжении на пропорциональной камере, изменение напряжения на дрейфовом промежутке с целью изменения скорости дрейфа может приводить к изменению прозрачности. Оценка прозрачности катода показывает, что как в нашем конкретном случае, так и в большинстве других изменение дрейфового напряжения в требуемых пределах никак не сказывается на регистрации кластеров. Но даже если в некотором случае окажется, что прозрачность катода меняется, то это изменение всегда может быть учтено.

Таким образом, проведенный выше анализ показывает, что предлагаемый метод с довольно высокой степенью точности моделирует облучение МД-камеры, работающей в режиме идентификатора, частицами с различной ионизирующей способностью.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ИЛЛЮСТРАЦИЯ МЕТОДА

Исследование работы МД-камеры проводилось на стенде, который включал в себя кроме камеры телескоп из двух сцинтилляционных счетчиков. В качестве ионизирующих частиц использовались электроны от p/α -источника ^{90}Sr . Телескоп давал временную отметку ($t_0 = 0$) о прохождении частицы через камеру. Сигналы с камеры усиливались токовым усилителем ($I_{\text{порог}} = 0,5$ мкА; полоса = 100 МГц), формировались по длительности и подавались на вход счетчика КС-021^{/13/},

который открывался на время измерений $[t_1, t_2]$. МД-камера в настоящих измерениях продувалась изобутаном с добавкой 8% ацетона при атмосферном давлении. Напряжение питания регистрирующей пропорциональной камеры $U_k = 4$ кВ. Была выбрана скорость дрейфа $v_{др} = 0,25$ см·мкс⁻¹. Мертвое время формирователя, формирующего сигналы с камеры, было выбрано $\tau_{М.В.} = 25$ нс. Этому соответствует пространственное разрешение $\rho = v_{др} \cdot \tau_{М.В.} = 62,5$ мкм. Измерения проводились в течение интервала $[t_1 = 2$ мкс, $t_2 = 6$ мкс], т.е. с одного сантиметра вдоль трека.

Мы здесь не будем комментировать выбор конкретных величин приведенных выше параметров, поскольку это является предметом специального обсуждения.

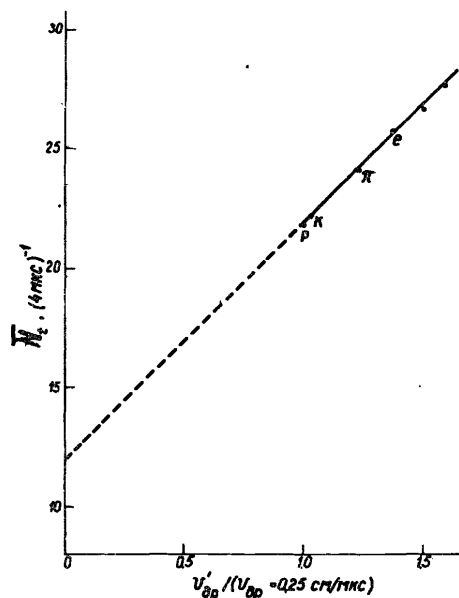


Рис. 3. Зависимость среднего числа кластеров \bar{N}_t , зарегистрированных в интервале времени $[2, 6]$ мкс от скорости дрейфа.

На рис. 3 приведена зависимость среднего числа кластеров \bar{N}_t , зарегистрированных в течение интервала времени $[2$ мкс, 6 мкс], от скорости дрейфа. Экспериментальные точки хорошо описываются прямой линией. Следует, однако, заметить, что при экстраполяции к $v_{др} = 0$ прямая не проходит через точку $\bar{N}_t = 0$, как должно было бы быть. По-видимому, это связано с наличием посторонних импульсов, причина появления которых нам не ясна.

Экспериментальные точки, обозначенные на рисунке символами p , K , π , e и соответствующие ионизирующей способности протонов, каонов, пионов и электронов с импульсом $p = 5$ ГэВ/с, нанесены в предположении, что $p_F/p_{\min} = 1,4$. Экспериментальные данные о зависимости первичной ионизации от γ -фактора для нашей газовой смеси отсутствуют.

На рис. 4 приведены результаты экспериментального моделирования измерения первичной ионизации для каонов и пионов с импульсом 5 ГэВ/с в идентификаторе длиной 64 см. Каждое событие в гистограмме было образовано простым суммированием импульсов для 64 независи-

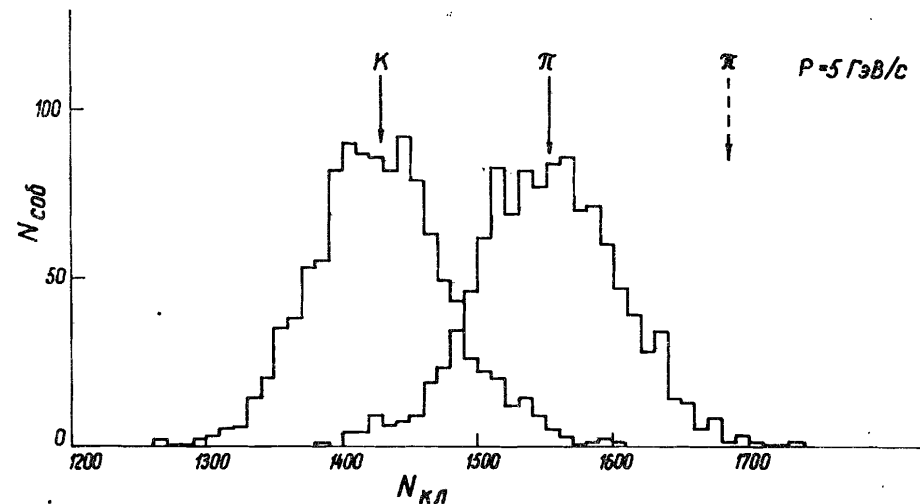


Рис. 4. Результат экспериментального моделирования измерения первичной ионизации для каонов (K) и пионов (π) с импульсом 5 ГэВ/с в идентификаторе длиной 64 см. Пунктирной стрелкой помечено теоретическое положение пионного пика.

мых прохождений электронов от p -источника ^{90}Sr . При этом скорости дрейфа выбирались в соответствии с рис. 3. Измерения, результаты которых приведены на рис. 4, заняли время более суток. Оказалось, что суточные колебания температуры заметно влияют на процентное содержание ацетона в газовой смеси. Это, в свою очередь, существенно сказывается на стабильности результатов измерений. Принятые меры позволили в значительной мере снизить влияние температурных колебаний, однако не устранили его полностью. В результате гистограммы на рис. 4 оказались примерно на 10% шире, чем должны были бы быть.

Авторы благодарны В.В.Карпухину за помощь и консультации при создании электронной аппаратуры экспериментального стенда; Л.Г.Афанасьеву и С.В.Трусову за помощь в разработке программного обеспечения; Д.М.Хазинсу и Б.Ситару за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мерзон Г.И., Ситар Б., Будагов Ю.А. – ЭЧАЯ, 1983, т.14, вып.3, с.648.
2. Будагов Ю.А. и др. Ионизационные измерения в физике высоких энергий, М.: Энергоатомиздат, 1988.

3. Walenta A.H. – *IEEE Trans. on Nucl.Sci.*, 1979, vol. NS-26, p.73.
4. Rehak P., Walenta A.H. – *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, 1980, vol. NS-27, p.54.
5. Будагов Ю.А. и др. – *ПТЭ*, 1984, №1, с.62.
6. Будагов Ю.А. и др. *Сообщение ОИЯИ*, 13-84-337, Дубна, 1984.
7. Поляков В.А., Рыкалин В.И. *Препринт ИФВЭ, ОЭФ 87-124, Серпухов*, 1987.
8. Lapique F., Piuз F. – *Nucl.Instr. and Meth.*, 1980, vol.175, p.297.
9. Хаксли Л., Кромптон Р. *Диффузия и дрейф электронов в газах*. М.: "Мир", 1977.
10. Comminchau V. et al. *DESY 84 – 049*, 1984.
11. Peisert A., Sauli F. *CERN 84 – 08*, 1984.
12. Bunemann O. et al. – *Canadian Journal of Research*, 1949, vol.27, sec.A, p.191.
13. Вьонг Дао Ви и др. *ОИЯИ*, 10-81-755, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 декабря 1988 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
–	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.