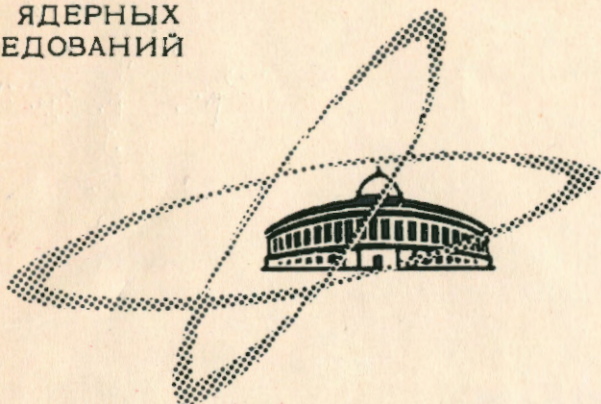


Б-232

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2617



Б. П. Банник, Ким Хи Ин, А. А. Кузнецов,  
Н. Н. Мельникова, Б. Чадраа

ИЗУЧЕНИЕ ИОНИЗАЦИИ НА СЛЕДАХ  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
В ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ ПК-4

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1966

2617

Б. П. Банник, Ким Хи Ин, А. А. Кузнецов,  
Н. Н. Мельникова, Б. Чадраа

ИЗУЧЕНИЕ ИОНИЗАЦИИ НА СЛЕДАХ  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
В ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ ПК-4

4113/2 470

Общественный институт  
ЭНЦИКЛОПЕДИЯ  
ЭНЦИКЛОПЕДИЯ  
ЭНЦИКЛОПЕДИЯ

В настоящей работе описываются некоторые результаты ионизационных измерений на следах заряженных частиц, полученных с помощью 24-литровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ<sup>1/1</sup>. Исследуется влияние общих условий облучения на измеряемые параметры. Даются оценки пределов разделения  $\pi^+$ -мезонов,  $K^+$ -мезонов и протонов. Оценивается величина релятивистского подъема ионизации.

### 1. Общие условия измерений

24-литровая пропановая пузырьковая камера ЛВЭ была облучена в пучке  $\pi^-$ -мезонов с импульсом (4,00-0,06) Гэв/с на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Плотность первичных частиц на одном кадре составляла в среднем  $\approx 10$ . Измерения ионизации проводились на микроскопах МБИ-9 с окулярным микрометром при общем увеличении 15x8. Цена одного деления окулярного микрометра равна 1,8 мк.

Распределение первичных звезд в камере в проекции на плоскость XZ представлено на рис. 1 полем точек.

Измерения проводились на следах заряженных частиц, которые находились внутри области камеры, ограниченной координатами:

$$\begin{aligned} X &= 7; 25 \text{ см,} \\ Y &= -20; 17 \text{ см,} \\ Z &= 3; 8,5 \text{ см.} \end{aligned}$$

Эта область показана на рис. 1 сплошной линией. Можно видеть, что она целиком охватывает район, через который проходит пучок  $\pi^-$ -мезонов. Выбранная область в значительной мере исключает участки камеры с наиболее неравномерным освещением у осветительных окон.

### 2. Измерение ионизации

Если след образован достаточно мелкими пузырьками, так что взаимное влияние их друг на друга в процессе роста не искажает случайного распределения пузырьков,

то распределение длин просветов между пузырьками будет экспоненциальным. Вероятность того, что длина  $l$  заключена между  $l$  и  $l+dl$ , дается выражением<sup>/2/</sup>:

$$W(l) dl = g e^{-gl} dl, \quad (1)$$

где  $g$  - постоянная, зависящая от скорости частицы, от состава жидкости, которой наполнена камера, и от условий облучения. Обычно для определения  $g$  измеряется либо число просветов с длиной  $l > l_0$ , либо средняя длина просветов, либо отношение суммарной длины просветов, больших  $l_0$ , к длине следа. В соответствии с этим существуют три метода, которые в литературе получили название: "плотность просветов", "средняя длина просветов" и "скважность следа". Эти методы подробно описаны в работах<sup>/2,3,4/</sup>.

В данной работе использовался метод "плотности просветов". Плотность просветов, а точнее средняя плотность просветов, длина которых больше, чем  $l_0$ , исходя из<sup>/2/</sup>, дается выражением:

$$\bar{n} = \frac{N_{l_0}}{L} = g e^{-gl_0}, \quad (2)$$

где  $N_{l_0}$  - число просветов с длиной  $l > l_0$  на длине следа  $L$ .

Измерения сводятся к следующему. При заданной величине  $l_0$  подсчитывается число просветов  $N_{l_0}$  с длиной  $l > l_0$  на отрезке  $L$  измеряемого следа. Затем вычисляется средняя плотность просветов  $\bar{n}$ . Далее с помощью формулы (2) определяется величина  $g$ . Зная зависимость величины  $g$  от скорости, можно определить скорость измеряемой частицы.

В нашей работе в качестве минимальной длины просветов  $l_0$  использовалось значение  $l_0 = 30$  мк. Эта величина была подобрана экспериментально. Ограничение снизу было связано с неопределенностью границ изображения пузырьков. Выбранная величина  $l_0$  равнялась приблизительно половине диаметра пузырька (средний диаметр пузырька  $d = 54$  мк).

Для разделения заряженных частиц разной массы использовалась зависимость  $g$  от импульса, который определялся по кривизне следа. Очевидно, что степень разделения частиц зависела от точности измерения величины  $g$ . Статистическая ошибка измерения величины  $g$  определялась выражением<sup>/2/</sup>:

$$\frac{\Delta g}{g} = \sqrt{\frac{l_0}{g} (1 - gl_0)^{-1} \sqrt{\frac{1}{gl_0} e^{-gl_0} - 2}}. \quad (3)$$

Очень существенны были ошибки иного рода, связанные с рабочими условиями в камере (подробно будут рассмотрены ниже). Чтобы в какой-то мере ослабить влияние

неравномерности освещения, измерения проводились на некотором расстоянии от окон освещения, в ограниченном объеме камеры (см. рис. 1).

Для более полного исключения влияния условий облучения применялись относительные измерения ионизации, то есть находилось отношение  $g^* = \frac{g}{g_0}$ . Величина  $g$  относилась к измеряемой частице,  $g_0$  - к первичному  $\pi^-$ -мезону. Иногда первичный след имел малую длину ( $< 10$  см). Следы с такой длиной (первичные и вторичные) не измерялись, поскольку это приводило к большим статистическим ошибкам в определении величины  $g^*$ . Иногда ионизацию первичного следа нельзя было измерить по каким-либо другим причинам (например, из-за наложения других следов). И в том, и в другом случае в качестве эталонного использовался след из пучка  $\pi^-$ -мезонов, расположенный вблизи первичного следа.

При расчете величины  $g$  или  $g_0$  вместо  $l_0$  использовалась величина  $kl_0$ . Коэффициент  $k$  учитывал увеличение оптической системы, наклон следа и наклон плоскости фотографирования к плоскости  $XU$ . Для коэффициента  $k$  было получено следующее выражение:

$$k = k_0 \left\{ \left[ \left( 1 + \frac{L_g^2}{h^2} \right)^{-1} (1 - n^2) \right]^{\frac{1}{2}} - n \left[ 1 - \left( 1 + \frac{L_g^2}{h^2} \right)^{-1} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{-1}, \quad (4)$$

где  $h = 82,5$  см - расстояние от передней главной плоскости до нижней поверхности стекла в камере;  $k_0 = 9,237$  - коэффициент увеличения при  $n=0$ ;  $n$  - направляющий вектор следа по оси  $oz$ ;  $L_g$  - расстояние от объектива до измеряемой точки ( $X_s, Y_s$ ).

Поправки, связанные с введением коэффициента  $k$ , оказались малы для следов с углом наклона меньше 30 градусов.

### 3. Результаты измерений

Для измерений отбирались частицы от идентифицированных распадов  $\Lambda^0$ -гиперонов и  $K^0$ -мезонов:

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-; \quad K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-; \quad K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \text{ и др.}$$

Для каждого следа определяли величину  $g^*$  и импульс  $P$  частицы.

Результаты измерений в виде зависимости  $g^*$  от  $P$  представлены на рис. 2.

Сопоставляя результаты измерений частиц различного типа, можно видеть, что разделение  $\pi^+$ -мезонов и протонов возможно до импульса  $\approx 1,1$  Гэв/с. Разделение  $\pi^-$ -мезонов и  $K^-$ -мезонов можно провести до импульса  $\approx 0,7$  Гэв/с.

#### 4. Ошибки измерений, связанные с рабочими условиями в камере

Чтобы изучить влияние общих условий в камере на результаты измерений, были проведены измерения на следах пучка  $\pi^-$ -мезонов. Результаты показаны на рис. 3 и в таблице 1.

На рис. 3 дано распределение величины  $g$ , измеренное для следов, взятых из разных фотографий различных сеансов облучения. Следы, расположенные в ограниченной области камеры (см. рис. 1), были приблизительно равномерно распределены по  $X$  в интервале  $7 < X < 25$  см. Можно видеть, что распределение имеет вид нормального. Это говорит о том, что разброс в величине  $g$  обусловлен большим числом независимых случайных причин. Дисперсия распределения значительно превышает дисперсию, связанную с чисто статистическими ошибками (см. таблицу 1). Это означает, что большой вклад в разброс величины  $g$  вносят причины иного рода, связанные, по-видимому, с изменением рабочих условий в камере.

Для удобства рассмотрения можно считать, что имеется всего три дополнительных источника разброса:

- 1) изменение плотности числа разрывов, связанное с различием во времени роста пузырьков, что в свою очередь связано с различием во времени прохождения через камеру частиц пучка  $\pi^-$ -мезонов;
- 2) непостоянство рабочих условий в камере в разных сеансах облучения, а возможно и в течение одного и того же сеанса, но в различных циклах фотографирования;
- 3) изменение рабочих условий в камере вдоль направления  $X$  во время одного цикла фотографирования. Можно думать, что это связано в основном с условиями освещения.

Чтобы оценить влияние первого источника разброса, из различных фотографий были отобраны следы, расположенные в центре камеры ( $9 < X < 17$  см). Для каждого следа на данной фотографии подбирался ближайший в направлении  $X$  след (не дальше 6 см), также расположенный в центре камеры ( $9 < X < 17$  см). Далее проводились измерения величины  $g$  для каждого следа и находилось отношение величин  $(g_i / g_j)$ . Распределение величины  $(g_i / g_j)$  показано в таблице 1. Можно видеть, что разброс распределения не превышает чисто статистического, из чего следует, что различие во временах роста пузырьков не имеет существенного значения.

Аналогичные измерения были проделаны для следов, расположенных ближе к краю камеры ( $17 < X < 25$  см), (см. таблицу 1). Из результатов измерений независимо следует такой же вывод.

Далее было получено распределение величины  $(g_i / g_j)$  для следов, взятых из различных фотографий разных сеансов облучения. Эти следы отбирались в относительно узкой полосе внутри камеры в интервале  $9 < X < 17$  см. Поэтому в распределении  $(g_i / g_j)$  должен отсутствовать эффект, возникающий по причине (3). Это можно видеть из предыдущих измерений.

Характеристики измеренного распределения даны в таблице 1. Сопоставляя измеренный разброс с чисто статистическим, можно видеть, что разброс по причине (2), т.е. "разброс по фотографиям", достигает заметной величины. Для подтверждения этого факта в таблице 1 приведены параметры распределения величины  $g$ , измеренной на следах, взятых из различных фотографий разных сеансов облучения. Координаты  $X$  следов не выходили за пределы интервала  $11 < X < 17$  см. Тем самым эффект "разброса вдоль  $X$ " был исключен.

Имея в виду, что вклад в суммарный разброс вносят только три указанные выше причины и статистика, используя полученные оценки, можно вычислить разброс, получающийся за счет третьей причины - "разброса вдоль  $X$ ". В результате были получены следующие оценки для измерений величины  $g$ . Разброс по фотографиям равен  $(16 \pm 3)\%$ . Разброс вдоль  $X$  равен  $(14 \pm 4)\%$ . Для расчета использовались распределения величины  $g$  (см. таблицу 1).

Таким образом, можно видеть, что изменение рабочих условий в камере может существенно повлиять на точность ионизационных измерений. Этот эффект в значительной степени исключается при относительных измерениях. Точность при этом определяется в основном чисто статистическими ошибками.

#### 5. Сравнение с теоретическими кривыми

Для идентификации частиц по ионизации и импульсу желательно было бы иметь кривые зависимости  $g^*$  от импульса, рассчитанные для частиц определенного типа. Такие кривые в настоящее время еще не получены, поскольку вопрос о механизме образования пузырьков в пузырьковых камерах недостаточно хорошо изучен. Известно, однако, <sup>/2/</sup> что в нерелятивистской области энергий плотность пузырьков на следах заряженных частиц с точностью, достаточной для практического применения, следует закону  $\sim \beta^{-2}$ . Поэтому можно ожидать, что соотношение между  $g^*$  и импульсом до минимума ионизации практически будет выражаться кривой, рассчитанной по формуле Бете-Блоха <sup>/8/</sup>.

В соответствии с этим были получены кривые для  $\pi^-$ -мезонов,  $K^-$ -мезонов и протонов. На рис. 2 они указаны сплошными линиями. При расчете предполагалось,

что  $\pi^-$ -мезоны с импульсом 4 Гэв/с имеют минимальную ионизацию. На рис. 2 можно видеть, что в пределах ошибок измерений расположение экспериментальных точек следует рассчитанным кривым.

Результаты измерений можно было использовать для оценки величины релятивистского подъема ионизации. С этой целью были рассчитаны кривые для  $\pi^-$ -мезонов, K-мезонов и протонов в предположении, что  $\pi^-$ -мезоны с импульсом 4 Гэв/с имеют ионизацию на 14% выше, чем в минимуме. Эти кривые были нанесены на график (рис. 2) для сопоставления с экспериментальными точками. Можно видеть, что почти все точки лежат выше рассчитанных кривых. Отсюда следует, что для  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 4 Гэв/с величина релятивистского подъема ионизации намного меньше 14% (см. работу <sup>13/</sup>).

Авторы работы благодарят лаборантов Е.А. Маклакову, П.Н. Смирнову и А.И. Соковину за проведение измерений.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ван Ган-чан и др. ПТЭ 1, 41 (1959).
2. Г.А. Блинов и др. ЖЭТФ 31, 762 (1958); ПТЭ 5, 21 (1957).
3. И. Врана. Препринт ОИЯИ 786, Дубна 1961.
4. C. Dilworth et al. Nuov. Cim., 32, 1432 (1964).
5. R.M. Stemheimer. Phys. Rev., 103, 511, (1956).
6. Ю.А. Александров и др. Пузырьковые камеры. Москва, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 марта 1968 г.

Т а б л и ц а 1

	Число следов или пар следов n	Средние величины распределений $\bar{g}$ или $(g_i / g_j)$	Дисперсия рас- пределений D	$\sqrt{D} = \sigma$
Распределение величины g для следов из разных фотографий и сеансов				
7 < X < 25 см	150		0,221	0,47
11 < X < 17 см	61	1,82	0,151	0,39
Статистические ошибки			0,062	0,25
Распределение величины $g_i / g_j$ для пар следов				
Следы каждой данной пары расположены на одной фотографии				
9 < X < 17 см	51	0,98	0,012	0,11
17 < X < 25 см	32	1,02	0,027	0,16
Следы получены на разных фотографиях				
9 < X < 17 см	33	1,01	0,052	0,23
Статистические ошибки			0,029	0,17

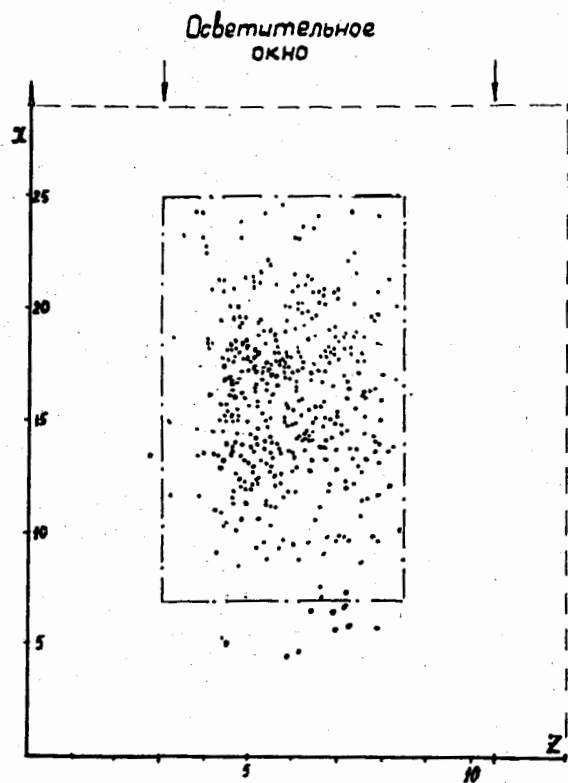


Рис. 1.

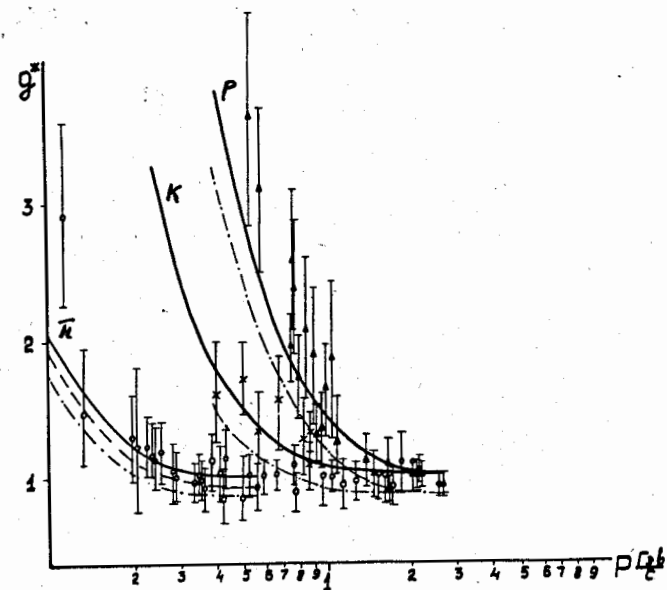


Рис. 2. Зависимость относительной ионизации  $g^*$  от импульса. Кривые рассчитаны для трех значений величины  $g^*$   $\pi$ -мезонов с импульсом 4 ГэВ/с:

—  $g^* = 1$ ; - - -  $g^* = 1,05$ ;  
 - · - ·  $g^* = 1,14$ .

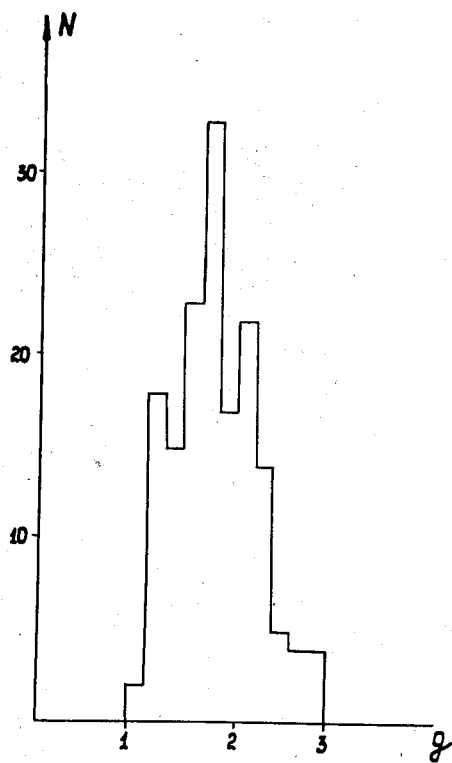


Рис. 3.