

## ФЛУКТУАЦИИ ЯРКОСТИ СЛЕДОВ В СТРИМЕРНОЙ КАМЕРЕ

Т. А. АСАТИАНИ, К. А. ГАЗАРЯН, В. Н. ЖМЫРОВ, В. А. ИВАНОВ,  
А. А. НАЗАРЯН

Приводится анализ флуктуаций яркости стримерных следов.

Показано, что эти флуктуации в основном связаны с флуктуациями в потерях энергии на ионизацию. На основе проделанных исследований предлагается метод идентификации частиц с дробным ядром и многозарядных ядер путем подсчета числа  $\delta$ -электронов на стримерных следах.

При прохождении через стримерную камеру частиц с определенной ионизацией, яркость трека испытывает значительные флуктуации, как вдоль данного трека, так и от трека к треку. Флуктуации яркости треков могут быть обусловлены, в основном, следующими тремя причинами:

1. Разбросом длительности высоковольтного импульса, вызванным нестабильностью срабатывания шунтирующего разрядника во времени.

2. Статистическим характером механизма газового разряда.

3. Флуктуациями в потерях энергии частиц на ионизацию.

Разброс первого типа сказывается на изменении яркости трека как целого при переходе от трека к треку и может быть уменьшен использованием шунтирующих разрядников под давлением.

Флуктуации типа 2 и 3 выявляются в изменении яркости вдоль следа и могут также изменять среднюю яркость отдельных следов.

Флуктуации второго типа и связь их с начальным числом электронов, инициирующих единую лавину, подробно рассмотрены в работах [1,2]. Расчет, проведенный в этих работах, указывает как на уменьшение  $\tau_k$  — времени, необходимого для достижения лавиной критических размеров, так и на уменьшение флуктуаций этого времени  $\Delta\tau_k$  с ростом числа электронов  $n$ , создающих единую лавину. Это обуславливает более однородное развитие стримеров вдоль следа сильно ионизирующей частицы [3] с одновременным увеличением их яркости в сравнении со следами частиц с минимальной ионизацией. Что касается флуктуаций третьего типа, то они должны описываться теорией Ландау. Этот тип флуктуаций сказывается в случае, когда вероятность передачи заметной энергии  $E_0$  вторичным электронам относительно мала (тонкий поглотитель). Образованные в результате взаимодействия  $\delta$  — электроны с энергией  $E_0 > 10$  кэв либо уходят за пределы трека частицы, формируя свой собственный след, либо дают яркий световой сгусток, вылетая под малым углом к направлению электрического поля  $\vec{E}$ , приложенного к стримерной камере (рис. 1 а, б).



$\delta$  — электроны с энергией  $500 \text{ эв} < E_i < 10 \text{ кэв}$ , имеющие пробег меньше  $2 \text{ мм}$  [4], уже не в состоянии покинуть область формирования трека частицы и образуют группы со значительным числом вторичных

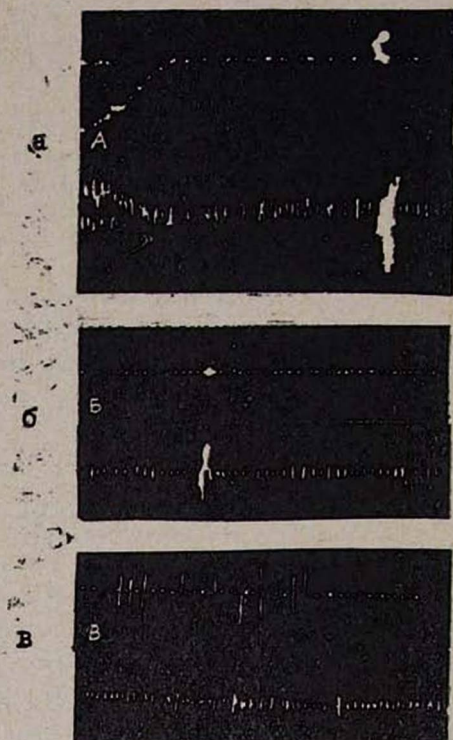


Рис. 1а)  $\delta$ —электроны с энергией больше  $10 \text{ кэв}$ , яркий сгусток справа соответствует  $\delta$ —электрону, вылетающему в направлении электрического поля. б) яркий световой сгусток, соответствующий  $\delta$ —электрону с  $E \sim 10 \text{ кэв}$ . в) яркие центры, соответствующие  $\delta$ —электронам с  $500 \text{ эв} < E < 10 \text{ кэв}$ .

электронов, что приводит к появлению на стримерном следе сравнительно ярких светящихся центров (рис. 1в).

Естественно, что при оценке ионизирующей способности заряженных частиц по средней яркости их следов, наиболее яркие светящиеся центры ( $> 2\sigma$ ) не должны приниматься во внимание.

Для количественного рассмотрения характера флуктуаций третьего типа нами проводилось фотометрирование следов протонов. В качестве параметра, характеризующего яркость следа, принималось логарифмическое почернение  $D$ . При фотометрировании определялись почернения  $D_i$  10—12 неперекрывающихся участков стримерного следа. Затем строились распределения этих почернений (включая и наиболее яркие участки трека) для всей совокупности следов протонов определенной энергии. Однако построенные таким образом распределения почернений  $D_i$ , а также и распределения флуктуаций  $\Delta D_i$ , не дают



ответа на вопрос: насколько функция распределения флуктуаций  $\Delta D_i$  связана с функцией распределения флуктуаций в потерях энергии на ионизацию. Ответ на этот вопрос можно получить, трансформировав сначала распределения почернений  $D^i$  в распределения ионизаций, и затем построить необходимое распределение флуктуаций в ионизации [5]. На рис. 2 приведено общее распределение флуктуаций в ионизации в стримерной камере для протонов с ионизирующей способностью  $I = 1,2 I_{\min}^{\text{пр}}$  и  $I = 3,4 I_{\min}$ . Кривая 1 на рис. 2, — рассчитанная для нашего случая теоретическая кривая Ландау, приведенная к наиболее вероятному числу случаев. Как видно из этого рисунка, экспериментальная кривая 2, хотя и носит характер кривой Ландау, однако шире ее. Последнее обстоятельство можно объяснить, принимая во внимание влияние на ширину вероятностной кривой квантовомеханических ре-

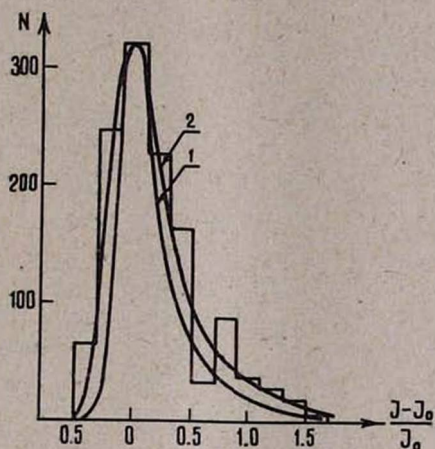


Рис. 2. Распределение флуктуаций в ионизации  
1—теоретическая кривая Ландау, 2—экспериментальная кривая.

зонансных эффектов, которые начинают играть заметную роль в случае очень тонких поглотителей [6]. В тоже время имеется еще одна возможность проверить насколько флуктуации в яркости связаны с флуктуациями потерь энергии на ионизацию.

Известно, что число  $\delta$  — электронов  $N_\delta$  с энергией больше  $E$  может быть записано в следующей форме:

$$N_\delta (> E) = \frac{W}{E}, \quad (1)$$

где

$$W = \frac{0,15 \cdot x (\text{г/см}^2)}{\beta^2} \cdot \frac{Z}{A} z^2 (M\text{эв})$$

В таблице 1 приведены значения  $W$  для протонов с различной ионизирующей способностью проходящих 1 см пути в стримерной камере, наполненной неоном до давления 1 атм.



Таблица 1

| Ионизирующая<br>способность | $I_{\min}$ | $1,2 I_{\min}$ | $3,3 I_{\min}$ | $5,4 I_{\min}$ | $6,3 I_{\min}$ |
|-----------------------------|------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| $W (10^{-4} \text{ Мэв})$   | 0,78       | 1,05           | 2,57           | 6,3            | 7,71           |

На рис. 3 приведены зависимости числа  $\delta$  — электронов с энергиями  $> 10 \text{ кэв}$  и  $> 500 \text{ эв}$  от энергии протонов в логарифмическом масштабе. Там же приведены полученные нами экспериментальные данные. Точки, соответствующие числу ярких световых сгустков и видимым следам  $\delta$  — электронов, хорошо ложатся рядом с теоретической кривой для  $\delta$  — электронов, имеющих энергию  $> 10 \text{ кэв}$ .

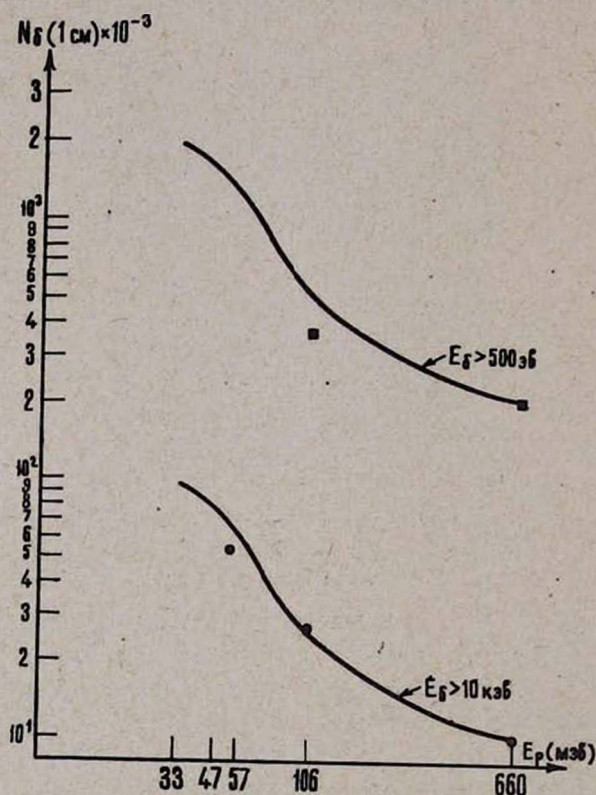


Рис. 3. Зависимость числа  $\delta$  — электронов с энергиями  $E > 10 \text{ кэв}$  и  $E > 500 \text{ эв}$  от энергии протонов в логарифмическом масштабе и экспериментальные точки.

Квадратики, соответствующие числу ярких точек плюс число вышеупомянутых световых сгустков и  $\delta$  — электронов, так же хорошо ложатся вблизи кривой для  $\delta$  — электронов, имеющих энергию  $> 500 \text{ эв}$ .

Согласие теоретических кривых с экспериментальными данными указывает:

1. На справедливость выбранной нами классификации  $\delta$  — элек-



тронов по энергиям и на их структурный вклад в формирование стримерных следов;

2. Флуктуации яркости стримерных следов, в основном, действительно связаны с флуктуациями в потерях энергии на ионизацию вследствие прямой зависимости яркости отдельных участков трека от числа и энергии выбиваемых на этом участке  $\delta$  — электронов. Исходя из вышесказанного, число  $\delta$  — электронов на стримерных следах может служить удобным параметром для идентификации частиц с дробным зарядом и многозарядных ядер (см. формулу (1)).

Расчет показывает, что для частиц с минимальной ионизирующей способностью число  $\delta$  — электронов с энергией  $E > 500$  эв составляет  $\sim 1,5 \delta$  — электрона на 10 см пути трека (см. рис. 1). На той же длине частицы с зарядом  $z = \frac{1}{3}e$  образуют всего лишь 0,15  $\delta$  — электронов с  $E > 500$  эв. Естественно, что этот метод практически применим для достаточно длинных следов и с наибольшим успехом может быть использован в экспериментах по поискам кварков, проводимых на ускорителе.

Ереванский физический институт

Поступила 1. II. 1967.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. Е. Чиковани, В. Н. Ройнишвили, В. А. Михайлов, ЖЭТФ, 46, 1228 (1964).
2. F. Schneider, AR/Int, GS/63-9, 2, 12 (1963).
3. T. L. Asatiani et al, Preprint. E 2324, Dubna, 1965.
4. A. Flammersfeld. Nariwiss. 33, 280 (1946).
5. В. А. Любимов, Ю. В. Галактионов, Ф. А. Павловский, Ф. А. Еч, И. В. Сидоров, Препринт ИТЭФ, № 269, 1964.
9. O. Blunck, S. Lelsegang, Zs. f. Phys., 128, 500 (1950).

#### ՍՏՐԻՄԵՐԱՅԻՆ ԽՅԻԿՈՒՄ ՀԵՏՔԵՐԻ ՊԵՅՄԱՌՈՒԹՅԱՆ ՖԼՈՒԿՏՈՒՄՆԵՐԸ

Թ. Լ. ԱՍԱՏԻԱՆԻ, Կ. Ա. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Վ. Ն. ԺՄԻՐՈՎ, Վ. Ա. ԻՎԱՆՈՎ,  
Ա. Ա. ՆԱԶԱՐՅԱՆ

Բերված է ստրիմերային հետքերի պայծառության ֆլուկտուացիաների վերլուծությունը: Ցույց է տրված, որ այդ ֆլուկտուացիաները հիմնականում կապված են իոնիզացիայի էներգիայի կորուստների ֆլուկտուացիաների հետ:

Կատարված հետազոտությունների հիման վրա, առաջարկվում է ստրիմերային հետքերի վրա մ-էլեկտրոնների քանակի հաշվման միջոցով կոտորակային լիցքով մասնիկների և բազմալիցք միջուկների իդենտիֆիկացման եղանակ:

#### THE FLUCTUATIONS OF THE TRACK BRIGHTNESS IN THE STREAMER CHAMBER

T. L. ASATIANI, K. A. GAZARIAN, W. N. JMIROW, W. A. IVANOV,  
A. A. NAZARIAN

The analysis of the fluctuations of streamer track brightness is presented. It is shown that these fluctuations are mainly related to the energy losses ionization. Method of identification of fractionally charged particles and multiply-charged nuclei by counting the number of electrons on the streamer track is proposed.