

С 332.2

Б-974

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

ИЖЭФР, Москва, 28/VI  
Т. 4, в. 3, с. 106 - 110.



P - 2744

Я. Бэм, В.Г. Гришкин, В.Д. Рябков

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ  
С  $\bar{E} = 2,4$  ГЭВ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1966

P - 2744

Я. Бэм, В.Г. Гришин, В.Д. Рябцов

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ  
С  $\bar{E} = 2,4$  ГЭВ

4291/1 чр.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## 1. Введение

Тормозное излучение электронов с  $E \leq 100$  Мэв изучалось во многих экспериментах. Подробный анализ результатов этих опытов и сравнение их с теорией проведено в работе <sup>/1/</sup>. При более высоких энергиях имеются данные для  $E = 500, 550, 247$  и  $1000$  Мэв <sup>/2-8/</sup>. Детальное изучение тормозного спектра электронов с  $E = 800$  Мэв было проведено с помощью пузырьковой пропановой камеры <sup>/7/</sup>. Преимуществом этой методики является возможность наблюдения каждого случая тормозного излучения и точная локализация области взаимодействия ( $\Delta = 3 \cdot 10^{-4}$  Л рад., Л рад. - радиационная длина для пропана).

В настоящее время нет опытных данных по этому вопросу для  $E \geq 1000$  Мэв. В связи с этим представляет интерес дальнейшее изучение тормозного излучения электронов больших энергий.

## 2. Методика эксперимента

Тормозное излучение электронов с  $\bar{E} = 2,4$  Гэв изучалось с помощью 24-литровой пропановой камеры Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, помещенной в магнитное поле 14,3 к.гаусс. Камера была облучена пучком  $\pi^-, \mu^-$ -мезонов и электронов с  $p = 4,00 \pm 0,08$  Гэв <sup>/8/</sup>. Содержание электронов в первичном пучке было определено в экспериментах <sup>/9, 10/</sup> и оказалось равным  $(2,0 \pm 0,6)\%$ .

Характерным признаком для обнаружения процесса типа

$$e^- + z \rightarrow e^- + z + \gamma, \quad (1)$$

когда  $E_\gamma = E$ , является резкое уменьшение кривизны трека на стереоснимке без видимого излома (рис. 1). Область взаимодействия была определена с точностью лучше чем  $5 \cdot 10^{-3}$  Л рад. для  $v = \frac{E_\gamma}{E} \geq 0,75$ .

Отбирались события в эффективной области камеры, удовлетворяющие следующим требованиям.

- 1) Взаимодействие вызвано первичной частицей (Приложение 1).
- 2) Энергия частицы до взаимодействия -  $E_1 \geq 1400$  Мэв.
- 3) Энергия частицы после взаимодействия -  $E_2 \leq 500$  Мэв.

Всего было просмотрено 87 тысяч кадров и найдено 179 событий. Эффективность однократного просмотра была определена из двукратного просмотра 18 тысяч кадров и оказалась равной  $\epsilon = (93 \pm 3,5)\%$ .

Методика измерения энергий электронов в пропановой камере с учетом ионизационных и радиационных потерь описана в работе <sup>/11/</sup>. Ошибки в определении энергии электронов составляют  $\approx 20\%$ .

Из 179 вторичных частиц 112 были идентифицированы как электроны с помощью соотношения импульс-пробег,  $\delta$  - электронов и радиационных потерь. Анализ возможных фоновых событий показал, что их вклад не превышает (1 - 3)% (Приложение II).

### 3. Результаты эксперимента

Распределение найденных событий по  $E_1$  приведено на рис. 2<sup>x/</sup>. Теоретические кривые рассчитаны по формуле:

$$\frac{dN}{dE_1} = N_0 \alpha l \bar{\omega}(E_0, t, E_1) \sigma(E_1). \quad (2)$$

Здесь  $N$  - число электронов, падающих на камеру,  $\alpha$  - число молекул пропана в  $1 \text{ см}^3$ ;  $l$  - длина эффективной области в см;  $\bar{\omega}(E_0, t, E_1)$  - плотность вероятности распределения электронов с  $E_0$  по  $E_1$  после прохождения вещества толщиной  $t$ , усредненная по эффективной области, и

$$\sigma(E_1) = \int_{E_1 - m_e c^2}^{E_1 - m_e c^2} \sigma(E_1, E_\gamma) dE_\gamma. \quad (3)$$

где  $\sigma(E_1, E_\gamma)$  - сечение тормозного излучения электронов с энергией  $E_1$  в пропане <sup>/V хх/</sup>. Теоретические кривые на рис. 2 нормированы на полную площадь под гистограммой. Как видно из рисунка, в рамках статистических ошибок имеется согласие между теоретическими расчетами и экспериментальными результатами.

<sup>x/</sup> Для событий с  $1,4 \leq E_1 \leq 2,2$  Гэв длина эффективной области камеры составляла  $l = 10$  см; для случаев с  $E_1 \geq 2,2$  Гэв -  $l = 20$  см. Выбор различных эффективных областей связан с неодинаковой эффективностью регистрации событий в зависимости от  $E_1$  (Приложение 1).

<sup>хх/</sup> Тормозное излучение электронов в поле атомных электронов было рассчитано по теории Уиллера и Лэмба <sup>/13/</sup>.

Полное число событий, полученное интегрированием уравнения (2), оказалось равным  $288 \pm 72$ , в то время как в эксперименте было найдено  $192 \pm 14$  случаев с учетом эффективности регистрации. Большая ошибка в определении полного числа событий по формуле связана с неточностью в определении  $N_0$  ( $\pm 30\%$ ). Предполагая справедливость теоретических формул, можно из наших данных получить более точную оценку примеси электронов в первичном пучке. Она оказалась равной  $(1,3 \pm 0,13)\%$ .

Распределение найденных событий по величине  $v = \frac{E_\gamma}{E_1}$  приведено на рис. 3. Сплошная кривая получена усреднением по теоретическому спектру  $\frac{dN}{dE_1}$ . Для значений  $v \leq 0,88$  форма кривой определяется в сильной степени правилами отбора ( $E_2 \leq 500$  Мэв для всех  $E_1$ ). Как видно из рис. 3, имеется удовлетворительное согласие теоретических и экспериментальных результатов.

При отборе событий типа (1) было найдено 29 тормозных  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma \approx E_1 - E_2$ , образовавших  $(e^+ e^-)$ -пару в пропане. Суммарный вес этих  $\gamma$ -квантов оказался равен 175.

Таким образом, теоретические расчеты в рамках  $\pm(15 \div 20)\%$  согласуются с экспериментальными результатами. Для дальнейшего повышения точности эксперимента до  $\pm(3 - 5)\%$  необходимо использовать чистые пучки электронов от протонных или электронных ускорителей.

Мы благодарны Э.П. Кистеневу, М.И. Подгорещкому, В.Н. Стрельцову, лаборантам измерительной и просмотровой групп Лаборатории высоких энергий ОИЯИ за полезные обсуждения и помощь в работе.

## ПРИЛОЖЕНИЕ I

Распределения найденных событий по  $X, Y, Z$ -координатам, связанным с камерой, приведены на рис. 4. Распределение случаев вдоль пучка ( $Y$ -координата, рис. 4) должно быть равномерным, если эффективность обнаружения событий не зависит от  $Y$ .

Как видно из рис. 4, для  $E_1 \geq 2,2$  Гэв распределение событий равномерно для  $-14$  см  $\leq Y \leq +8$  см, т.е.  $l = 20$  см. Соответствующая область для  $1,4$  Гэв  $\leq E_1 \leq 2,2$  Гэв составляет 10 см. Распределения случаев по направляющим косинусам  $\ell, m, n$  приведены на рис. 5.

## ПРИЛОЖЕНИЕ II

### Фоновые события

Следующие процессы могут дать фоновые события.

1.  $\pi^- p \rightarrow$  нейтральные частицы (ноль - лучевые звезды) (4)

Дельта-электрон, образованный  $\pi^-$ -мезоном до взаимодействия (4) на расстояниях  $\Delta \lesssim 0,4$  см, может быть принят за вторичный электрон после тормозного излучения. Исходя из известного сечения образования ноль-лучевых звезд при  $p_s = 4 \text{ ГэВ}^{15/}$ , мы получили, что число таких фоновых событий  $\lesssim 3$ . При просмотре было обнаружено 3 события, которые удовлетворяют соотношению угол-энергия для дельта-электрона. Эти события имеют  $\theta_{1,2} \gtrsim 15^\circ$ , в то время как для процесса типа (1)  $\theta_{1,2} \approx 3^\circ$  (рис.6). Аналогичные оценки были сделаны для образования комптон-электрона вблизи ноль-лучевой звезды ( $\Delta \lesssim 0,5$  см) и образования асимметричной пары Далица. В результате оказалось, что фоном, связанным с реакцией (4), можно пренебречь.

2.  $\pi^- p \rightarrow \pi^- (E_2 \leq 500 \text{ МэВ}) +$  нейтральные частицы (5)

Предположим, что все найденные события-типа (5), тогда должно было быть найдено около 25 вторичных звезд. Однако не было найдено ни одного вторичного взаимодействия. Отсюда можно считать, что примесь фоновых событий типа (5) не превышает 4%. Кроме того, было просмотрено около 8 тыс. кадров, на которых регистрировались все однолучевые взаимодействия (5) с  $E_2 \leq 500 \text{ МэВ}$ . Было найдено 4 события, у которых  $\theta_{1,2} > 15^\circ$ . Отсюда, в предположении изотропии распределения событий типа (5) по  $\theta_{1,2}$ , можно получить, что их примесь не превышает (1-2)% среди отобранных событий.

## ПРИЛОЖЕНИЕ III

### Теоретические расчеты и их сравнение с экспериментальными результатами

Число событий ( $N$ ) типа (1) теоретически определяется выражением

$$N = N_0 \alpha l \int_{E_1=1,4 \text{ ГэВ}}^{E_1=E_0} \omega(E_0, t, E_1) \sigma(E_1) dE_1, \quad (6)$$

где  $\omega(E_0, t, E_1) dE_1$  - вероятность того, что электрон с начальной энергией  $E_0$  ( $E_0 = 4 \text{ ГэВ}$ ) после прохождения вещества толщиной в  $t$  рад. единиц будет иметь энергию в интервале  $E_1 - E_1 + dE_1$ .

Значения  $\omega(E_0, t, E_1) dE_1$  усреднены по эффективной области камеры.

$$\bar{\omega}(E_0, t, E_1) dE_1 = \sum_{i=1}^n \frac{\omega(E_0, t + \ell_i, E_1) dE_1}{n} \quad (7)$$

Здесь  $t$  — равно толщине вещества от коллиматора до начала эффективной области:

$$t = t_{\text{воздух}} + t_{\text{окно}} + t_{\text{пропан}} = (0,02 + 0,30 + 0,02 + 0,1) L \text{ рад} =$$

$$= (0,42 + 0,02) L \text{ рад}; \quad \ell_i = \frac{s}{2} + s(i-1) \quad \text{и} \quad s = \frac{\ell}{n}.$$

В связи с неопределенностью  $\pm 0,02 L$  рад в величине  $t$  в расчетах полагалось, что  $s = 1$  см.

Формула для  $\omega(E_0, t, E_1) dE_1$  была получена в работе <sup>/12/</sup> и является приближенной, т.к. при ее выводе пренебрегалось ионизационными потерями электронов ( $\Delta E_{\text{ион}} = 2\% \Delta E_{\text{рад}}$  для нашего случая) и использовалась приближенная формула для сечения тормозного излучения. Сечение  $\sigma(E_1)$  вычислялось по формуле:

$$E_{\gamma} = E_1 - 0,511 \text{ Мэв}$$

$$\sigma(E_1) = \int \sigma(E, E_{\gamma}) dE_{\gamma} \quad (3)$$

$$E_{\gamma} = E_1 - 500 \text{ Мэв}$$

Например, для  $E_1 = 2,4$  Гэв  $\sigma(E_1) = 333$  мбн. Здесь  $\sigma(E_1, E_{\gamma})$  — дифференциальное сечение тормозного излучения электронов в пропане. Для вычисления  $\sigma(E_1, E_{\gamma})$  в поле ядер использовались формулы из работы <sup>/1/</sup>, в поле атомных электронов — результаты работы <sup>/13/</sup>. Так как сечения тормозного излучения в поле атомных электронов получены в некоторых приближениях <sup>/13/</sup>, то они отличаются на  $\pm 4\%$  от вычисленных в работах <sup>/7,14/</sup>.

Обозначим значение интеграла в уравнении (1) —  $\sigma$ . Для  $E_1 = 1,4 - 2,2$  Гэв и  $E_1 = 2,2 - 4,0$  Гэв получим соответственно:  $\sigma^I = 74 \pm 4$  мбн и  $\sigma^{II} = 146 \pm 7$  мбн. Ошибка определяется неточностью в величине  $t$ . Если считать, что

$$N_0 = (2,0 \pm 0,6)\% \cdot (N_{\pi} + N_{\mu} + N_{e^{-}}), \text{ то получим:}$$

$$N_{\text{сл}}^I = 58 \pm 17 \quad \text{и} \quad N_{\text{сл}}^{II} = 230 \pm 66.$$

Ошибка определяется главным образом неточностью  $N_0$  ( $\pm 30\%$ ). Экспериментально было найдено  $N_{\text{экс}}^I = 40 \pm 6,3$  и  $N_{\text{экс}}^{II} = 152 \pm 12$ .

Если предположить, что теоретические сечения хорошо описывают процесс тормозного излучения электронов для  $v \geq 0,75^{/2-6/}$  и  $E_1 = 2,4$  Гэв, то отсюда можно получить более точную оценку числа первичных электронов —  $N_0 = (1,3 \pm 0,13)\%$ .

Энергетический спектр  $\frac{dN}{dE_1}$  электронов вычислялся по формуле

$$\frac{dN}{dE_1} = N_0 n l \bar{\omega}(E_0, t, E_1) \sigma(E_1), \quad (2)$$

где  $N_0$  бралось равным  $(1,3 + 0,13)\%$  ( $N_{\pi} + N_{\mu} + N_{e^-}$ ). Распределение по  $\nu = \frac{E_{\nu}}{E_1}$  вычислялось по формуле

$$\frac{dN}{d\nu} = \int_{E_1=1,4}^{E_1=4} \frac{dN}{dE_1} \frac{d\sigma(E_1, \nu)}{d\nu} \frac{dE_1}{\sigma(E_1)}. \quad (8)$$

### Л и т е р а т у р а

1. H.W. Koch, J.W. Motz Rev Mod. Phys., 31, 920 (1959).
2. D.C. Hagermann, K.M. Crowe. Phys. Rev., 100, 869 (1955).
3. D. Bernstein, W.K.H. Fanofsky. Phys. Rev., 102, 522 (1956).
4. K.L. Brown. Phys. Rev., 92, 420 (1953).
5. P.C. Fisher. Phys. Rev., 92, 420 (1953).
6. G. Diambri, A.S. Figuera, B. Rispoli, A. Serra. Nuovo Cimento, 19, 250 (1961).
7. E. Malamud, R. Weill. Nuovo Cimento, XXXIII, 1287 (1964).
8. Ким Хи Ин, А.А. Кузнецов, В.В. Миллер. Преприят ОИЯИ, 2002, Дубна, 1965.
9. В.Г. Гришин, Э.П. Кистенев, Му Цзюнь. ЯФ, 2, 886 (1965).
10. В.С. Пантуев. Преприят ОИЯИ, 2100, Дубна, 1965.
11. В.Г. Гришин, Э.П. Кистенев, Л.И. Ленилова, В.И. Мороз, Му Цзюнь. Преприят ОИЯИ, P-2277, Дубна, 1965.
12. В. Гайтлер. Квантовая теория излучения. ГИТТЛ, Москва, 1956.
13. J.A. Wheeler, W.E. Lamb. Phys. Rev., 55, 858 (1939); Phys. Rev., 101, 1836 (1956).
14. J. Joseph, F. Rohrlich. Rev. Modern. Phys., 30, 354 (1958).
15. В.Г. Гришин, Э.П. Кистенев, Д.К. Копылова, А.Г. Кривенцова, Му Цзюнь, В.Д. Рябков, Л.В. Сильвестров. P-2361, Дубна, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 мая 1966 г.



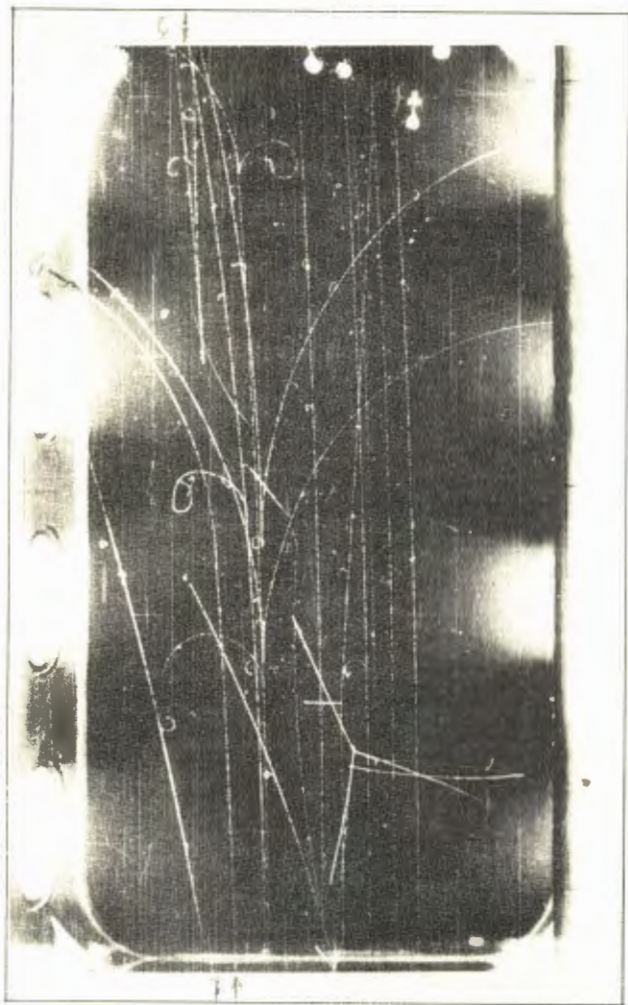


Рис. 1. Событие типа  $e^- + z \rightarrow e^- + z + \gamma$ , 1 - след первичного электрона с  $E_1 = 3,6 + 0,5$  Гэв, 2 - след вторичного электрона с  $E_2 = (80+15)$  Мэв и  $z - (e^+ e^- \gamma)$  - пара с  $E = (3,0 + 0,4)$  Гэв, образованная тормозным  $\gamma$ -квантом.

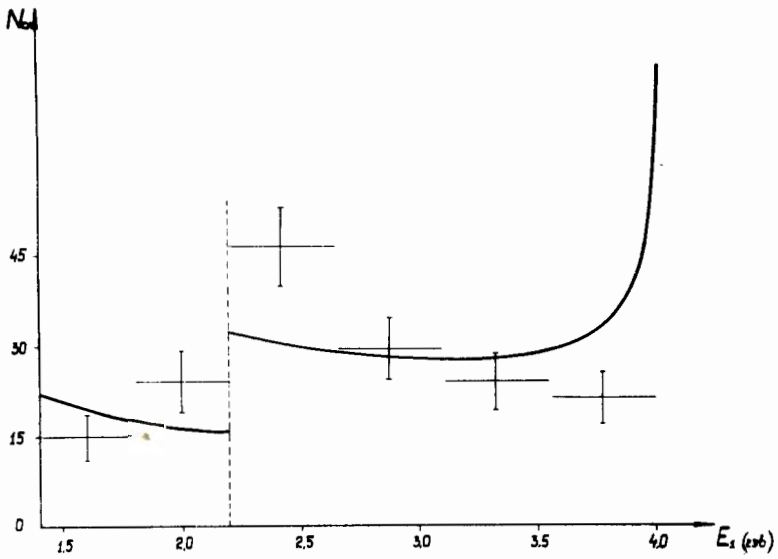


Рис. 2. Распределение найденных событий по  $E_1$ .

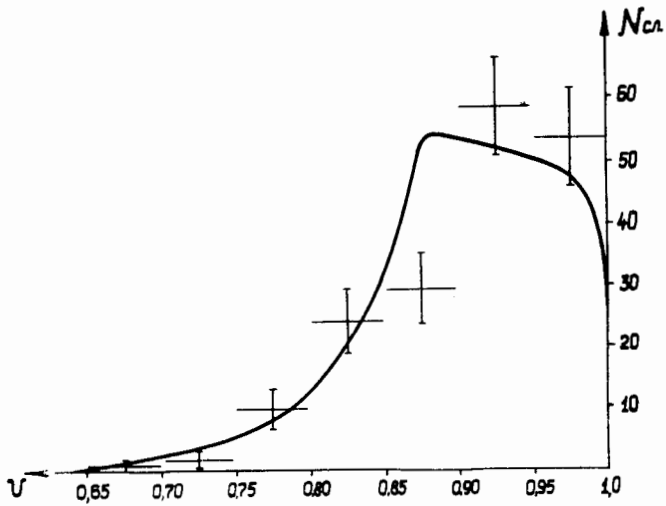
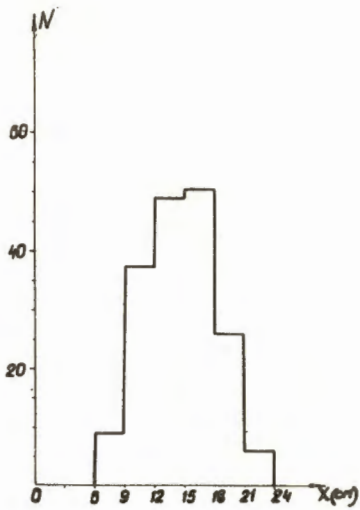
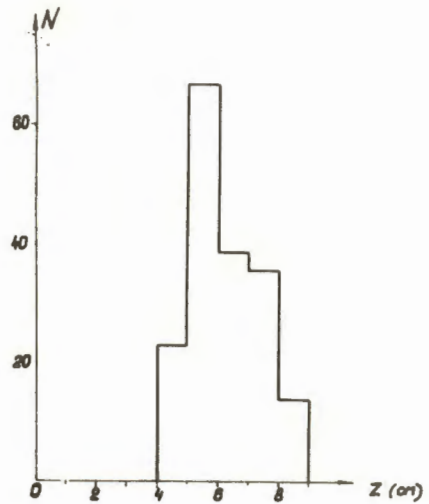


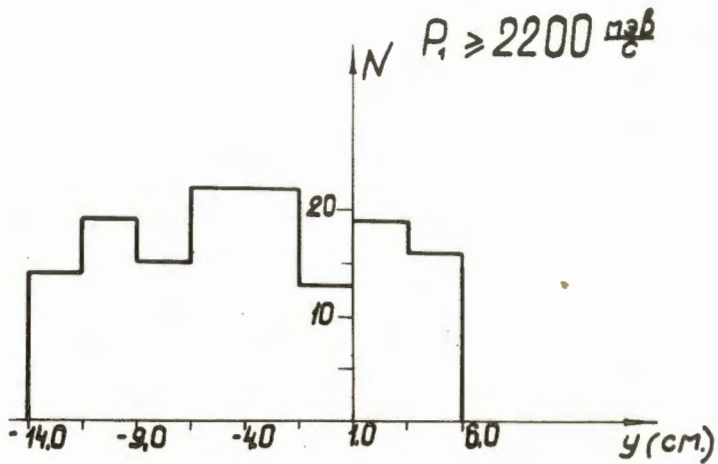
Рис. 3. Распределение случаев по  $v = \frac{E_\gamma}{E_1}$ .



а)



в)



б)

Рис. 4. Распределение случаев (1) а) по X , б) по Y, в) по Z ;  
X, Y, Z - координаты точки взаимодействия в пространстве.

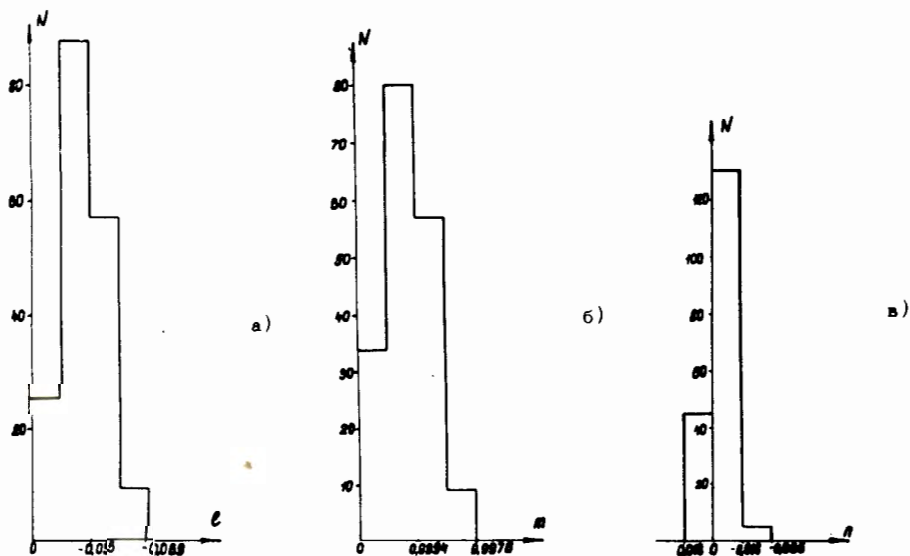


Рис. 5. Распределение первичных электронов в событиях (1):  
 а) по  $l = \cos \theta_{1l}$ , б) по  $m = \cos \theta_{1m}$ , в) по  $n = \cos \theta_{1n}$ ,  
 где  $\theta_{1l}$ ,  $\theta_{1m}$ ,  $\theta_{1n}$  — углы между направлением движения электро-  
 на вблизи точки взаимодействия и соответственно осями X, Y, Z, связан-  
 ными с камерой.

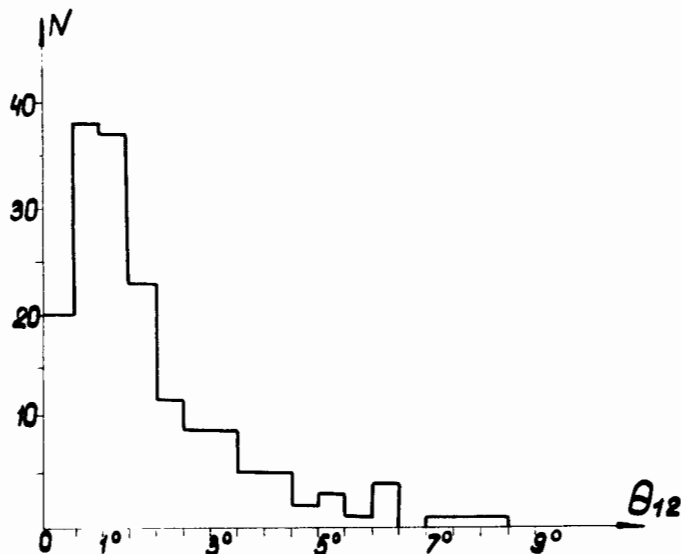


Рис. 6. Распределение найденных событий по пространственному углу  $\theta_{1,2}$  между  
 первичной и вторичной частицей.