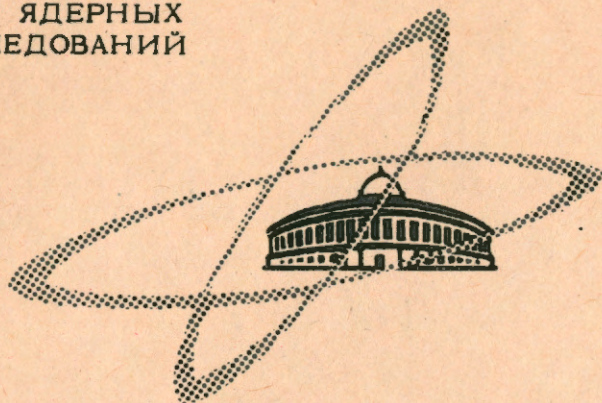


ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2842



Я. Бэм, В.Г. Гришин, А.Г. Кривенцова,
М.М. Муминов, З. Трка

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
ПО ИОНИЗАЦИИ И δ -ЭЛЕКТРОНАМ
В ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1966

P - 2842

Я. Бэм, В.Г. Гришин, А.Г. Кривцова,
М.М. Муминов, З. Трка

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
ПО ИОНИЗАЦИИ И δ -ЭЛЕКТРОНАМ
В ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ

§ 1. Введение

Идентификация вторичных заряженных частиц (например, протонов, π^- и K^- мезонов) является одной из основных методических задач при изучении взаимодействия элементарных частиц с помощью пузырьковых камер. В настоящее время ионизационные измерения позволяют разделять протоны и π^+ -мезоны с импульсами $pc \lesssim 1 \text{ ГэВ}^{/1-6/}$.

Однако при исследовании πN^- , NN^- и других взаимодействий, когда налетающие частицы имеют энергии $\sim 10 \text{ ГэВ}$, большая доля вторичных частиц имеет $pc > 1 \text{ ГэВ}$. В связи с этим представляют большой интерес другие способы идентификации частиц. Для этой цели можно использовать δ^- -электроны, образованные заряженными частицами в эффективном объеме камеры ^{/7,8/}. Этот метод особенно перспективен для больших пузырьковых камер, в которых вторичные частицы проходят путь длиной 2-3 метра и образуют достаточное для идентификации количество δ^- -электронов. В этом случае возможно разделение, например, протонов и π^+ -мезонов с импульсами до 2-3 ГэВ/с.

В настоящей работе описываются результаты ионизационных измерений вторичных положительных частиц, образованных в π^-p^- -взаимодействиях при $pc = 4,00 \pm 0,06 \text{ ГэВ}$ (§ 2). События регистрировались с помощью 24-литровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ.

В § 3 приведены результаты вычислений пробегов и ионизационных потерь электронов и позитронов в пропане для $E \leq 8 \text{ МэВ}$.

В § 4 даны результаты расчетов плотности δ^- -электронов, образованных различными частицами, в зависимости от их импульса ($pc > 1 \text{ ГэВ}$), а также приведены результаты соответствующих измерений.

В Приложении описана программа для идентификации частиц по δ^- -электронам.

§ 2. Ионизационные измерения

1. В работах ^{/1-5/} описаны различные способы определения ионизации заряженных частиц в пузырьковых камерах. Нами был использован метод подсчета плотности просветов между пузырьками. Средняя плотность просветов \bar{a} , длина которых больше l_0 , определяется выражением:

$$\bar{n} = \frac{N(l > l_0)}{L} = g e^{-g l_0} \quad (1)$$

где $N(l > l_0)$ - число просветов с $l > l_0$ на длине следа L , g - величина, характеризующая ионизацию. Измерения проводились на микроскопах МБИ-9 с окулярным микрометром при общем увеличении 15×8 . На рис. 1 приведены распределения величин $l_0 N(l > l_0)$ в зависимости от l_0 , полученные на следах первичных π^- -мезонов ($p_s = 4$ Гэв) для двух различных циклов фотографирования (кривые 1 и 2). Различие в форме этих кривых связано с непостоянством рабочих условий в камере (см. работу ^{/8/}). В связи с этим необходимо определять ионизацию измеряемого следа относительно первичного трека на той же фотографии. Из рис. 1 также видно, что число просветов с $l_0 \leq 100$ м.к. явно занижено. Это обстоятельство связано с трудностью регистрации промежутков с $l_0 \leq 100$ м.к., так как диаметры пузырьков меняются от 20-110 мк. Поэтому целесообразно выбрать $l_0 \geq 100$ м.к. в масштабе пленки.

2. Для измерений отбирались вторичные положительные частицы с импульсами от 400 до 1000 Мэв/с, образованные в $\pi^+ p$ -взаимодействиях при $p_s = 4,0$ Гэв. Всего было измерено 310 положительных треков с $L \geq 8$ см. Для каждого из них были известны импульс и угол погружения. Вычисления g по формуле (1) с учетом угла погружения проводились для измеряемого и калибровочного треков частиц, и определялась относительная ионизация $g^* = \frac{g_{изм}}{g_{ст}}$. На рис. 2 приведены результаты измерений, а также теоретические кривые, рассчитанные по формуле Бете-Блоха. Предполагалось, что π^- -мезоны с $p_s = 4$ Гэв имеют минимальную ионизацию. Как видно из рисунка, теоретические кривые хорошо описывают экспериментальные данные для $p_s \leq 1$ Гэв. Отсюда также можно сделать вывод о том, что увеличение ионизации π^- -мезонов при $p_s = 4$ Гэв на 27% по сравнению с минимальной, которое ожидается по формуле Бете-Блоха (пунктирная линия), отсутствует в пропановой пузырьковой камере (см. также работу ^{/8/}).

Для определения экспериментальной ошибки в величине g^* было измерено 187 вторичных π^- -мезонов с $p_s = 400 \div 100$ Мэв. Таким образом, результаты наших ионизационных измерений показывают, что можно хорошо разделять протоны и π^+ -мезоны с $p_s \leq 1$ Гэв и $L \geq 8$ см в пропановой пузырьковой камере.

^{X/} Полученная отсюда ошибка в определении g^* оказалась равной $\sigma = 0,14$ при $g^* = 0,96$.

§ 3. Ионизационные потери и пробеги электронов и позитронов в пропане (C₃H₈)

Для идентификации частиц с $p_s > 1$ Гэв по δ -электронам необходимо измерять энергию электронов. Методика измерения энергичных электронов и позитронов ($E > 20$ Мэв) описана в работе ^{/9/}. Энергию относительно медленных e^\pm ($E \leq 10$ Мэв) имеет смысл измерять по их пробегу (R^\pm) до остановки в пропане, т.к. радиационные потери в этом случае незначительны ($\leq 3\%$).

Расчет ионизационных потерь e^\pm в пропане проводился по формуле:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{C_3H_8}^\pm = \frac{36}{44} \left(\frac{dE}{dx}\right)_C^\pm + \frac{8}{44} \left(\frac{dE}{dx}\right)_H^\pm \quad (2)$$

где $\left(\frac{dE}{dx}\right)_C^\pm$ и $\left(\frac{dE}{dx}\right)_H^\pm$ - ионизационные потери e^\pm в углероде и водороде в (Мэв.см²/г), которые были взяты из работы ^{/10/} для $E \leq 8$ Мэв. В этих вычислениях пренебрегалось эффектом плотности ($\leq 1\%$) и радиационными потерями энергии в пропане ($\leq 3\%$) ^{/11/}. Суммарная ошибка в вычислении $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{C_3H_8}^\pm$ не превышает $\pm 3\%$ для $E \leq 8$ Мэв.

Пробеги e^\pm в пропане вычислялись на ЭВМ-20 по формуле:

$$R^\pm = \int_0^E - \left(\frac{dE'}{dx}\right)^{-1} dE' \quad (3)$$

Суммарные ошибки в вычислении R^\pm не превышают (2-3)% для $E \leq 8$ Мэв. Результаты вычислений приведены в таблице 1. На рис. 3 показана зависимость пробега энергии для электронов в пропане с $\rho = 0,43$ г/см³.

§ 4. Идентификация частиц по δ -электронам

1. Если вторичные частицы имеют $p_s > 1$ Гэв, то их можно идентифицировать по δ -электронам. Как известно, максимальная передача энергии δ -электрону частицей с массой m и импульсом p равна:

$$E_{max}^\delta = 2m_e c^2 \frac{p^2 c^2}{m_e^2 c^4 + m^2 c^4 + 2m_e c^2 (p^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2}} \quad (4)$$

Как видно из формулы (4), E_{\max}^{δ} уменьшается с увеличением массы частицы. В связи с этим можно идентифицировать те вторичные π -мезоны, которые образовали δ -электрон в эффективном объеме камеры с $E^{\delta} \geq E_{\max}^{\delta}(p)$. Однако вероятность образования такого δ -электрона мала. Для примера укажем, что для π -мезонов с $p \approx 1,3$ Гэв плотность δ -электронов с $E^{\delta} > E_{\max}^{\delta}(p)$ на 1 см пути в пропане составляет $D = 0,01 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, только в случае использования пузырьковых камер больших размеров этот метод становится эффективным.

2. При решении целого ряда физических задач представляет большой интерес определение, например, доли протонов среди вторичных положительных частиц с $p > 1$ Гэв.

В этом случае также возможно воспользоваться δ -электронами. Такой метод "статистического" разделения π^{\pm} -мезонов и протонов использовался в работах [7,8].

Вероятность образования δ -электронов с кинетической энергией E^{δ} на следе бесспиновой частицы с массой m равна [12]:

$$P(E, E^{\delta}) dE^{\delta} = \frac{2Cm_0 c^2 dE^{\delta}}{\beta^2 (E^{\delta})^2} \left(1 - \beta^2 \frac{E^{\delta}}{E_{\max}^{\delta}}\right). \quad (5)$$

Здесь E - кинетическая энергия падающей частицы, $\beta = \frac{v}{c}$,

$$C = \pi N \frac{z}{A} r_0^2 = 0,150 \frac{z}{A} \text{ см}^2/\text{г}.$$

Для частицы с массой m и спином 1/2

$$P(E, E^{\delta}) dE^{\delta} = \frac{2Cm_0 c^2 dE^{\delta}}{\beta^2 (E^{\delta})^2} \left[1 - \beta^2 \frac{E^{\delta}}{E_{\max}^{\delta}} + \frac{1}{2} \left(\frac{E^{\delta}}{E + mc^2}\right)^2\right]. \quad (6)$$

Отсюда легко получить плотность δ -электронов на следе частицы с $E^{\delta} > E_{\min}^{\delta}$

$$D = \int_{E_{\min}^{\delta}}^{E_{\max}^{\delta}} P(E, E^{\delta}) dE^{\delta}. \quad (7)$$

Соответствующие вычисления дают:

$$D = \frac{K}{\beta^2} \left[\frac{1}{E_{\min}^{\delta}} - \frac{1}{E_{\max}^{\delta}} - \frac{\beta^2}{E_{\max}^{\delta}} \ln \frac{E_{\max}^{\delta}}{E_{\min}^{\delta}} \right] \quad (8)$$

для частицы со спином ноль и

$$D = \frac{K}{\beta^2} \left[\frac{1}{E_{\min}^{\delta}} - \frac{1}{E_{\max}^{\delta}} - \frac{\beta^2}{E_{\max}^{\delta}} \ln \frac{E_{\max}^{\delta}}{E_{\min}^{\delta}} + \frac{E_{\max}^{\delta} - E_{\min}^{\delta}}{2E^2} \right] \quad (9)$$

для частицы со спином половина. Здесь $K = 2Cm_0 c^2$, для пропана с $\rho = 0,43 \text{ г/см}^3$ $K = 0,039 \text{ Мэв/см}$. На рис. 4 приведены зависимости плотности δ -электронов от импульсов протонов и π -мезонов для $E_{\min}^{\delta} = 1,2$ и 2 Мэв . Кривые рассчитаны для пропана с $\rho = 0,43 \text{ г/см}^3$. Как видно из рис. 4, имеется существенное различие между вероятностями образования δ -электронов для протонов и π -мезонов вплоть до импульсов (4-5) Гэв/с. В связи с этим можно "статистически" разделить протоны и π -мезоны в этой области значений импульсов, если регистрировать δ -электроны с $E_{\min}^{\delta} \geq 1 \text{ Мэв}$.

3. Проверка метода "статистического" разделения частиц была проведена нами с использованием треков первичных π^- -мезонов с $p = 4,00 \pm 0,060 \text{ Гэв}$ и вторичных π^- -мезонов, имеющих импульсы в интервале 1-3 Гэв/с. Ошибка в измерении импульса вторичных π^- -мезонов была меньше 20%. Энергия δ -электрона определялась по пробегу (см. § 3). Пробеги δ -электронов измерялись на репроекторе по длине следа и на микроскопе МБИ-9 путем подсчета числа пузырьков. Оба метода дали одинаковые результаты. Величина пробега δ -электрона, измеренная на микроскопе, определялась по формуле $R^-(\text{см}) = \frac{n}{\bar{n}_0}$, где \bar{n}_0 - средняя плотность пузырьков на 1 см релятивистского следа в эффективной области камеры ($\bar{n}_0 = 10,4 \pm 0,3$). В таблице 2 приведены результаты измерений D и теоретические значения этих величин. Расчеты проводились на ЭВМ-20 (описание программы см. в Приложении). Как видно из таблицы 2, имеется удовлетворительное согласие (в рамках $\pm 10\%$) между теоретическими и экспериментальными величинами.

Таким образом, метод "статистического" разделения может быть использован для оценок доли протонов среди вторичных частиц с $p > 1 \text{ Гэв}$.

Нам приятно поблагодарить за полезные обсуждения Б. Чадрюа и лаборантов группы просмотра за помощь в измерениях.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Программа идентификации частиц по δ -электронам.

Определяется доля протонов (R) среди всех положительных частиц по формуле:

$$R = \frac{N_{\pi} - N_{\text{экс.}}}{N_{\pi} - N_p}, \quad \Delta R = \frac{\sqrt{N_{\text{экс.}}}}{N_{\pi} - N_p}, \quad (1)$$

где $N_{\text{экс.}}$ - число δ -электронов с $E_{\text{min}}^{\delta} \geq E_{\text{min}}^{\delta}$, найденных на суммарной длине L всех следов положительных частиц; $N_{\pi} (N_p)$ - теоретически вычисленное число δ -электронов с $E_{\text{min}}^{\delta} \geq E_{\text{min}}^{\delta}$ на длине L в предположении, что все частицы являются π -мезонами (протонами). Эта формула справедлива в предположении, что средние длины следов π -мезонов и протонов в данной области импульсов одинаковы. Для каждого следа (с импульсом p_i и длиной L_i) вычисляются $D_p(p_i, E_{\text{min}}^{\delta})$ и $D_{\pi}(p_i, E_{\text{min}}^{\delta})$ по формулам, приведенным в тексте, и суммируются для всех следов. В результате получаем:

$$N_{\pi} = \sum_i L_i \times D_{\pi}(p_i, E_{\text{min}}^{\delta}), \quad (2)$$

$$N_p = \sum_i L_i \times D_p(p_i, E_{\text{min}}^{\delta}). \quad (3)$$

В ЭВМ-20 вводятся следующие данные:

- 1) Набор E_{min}^{δ} , для которых искались δ -электроны (до 12 значений E_{min}^{δ}).
- 2) Набор $N_{\text{экс.}}$ с $E_{\text{min}}^{\delta} \geq E_{\text{min}}^{\delta}$ из набора E_{min}^{δ} .
- 3) Характеристики следов (p_i и L_i) (вводится сразу для 30 следов).

Выдача результатов:

- | | |
|--------------------------------------|-----------------------|
| 1) Суммарная длина следов. | 5) Набор ΔR . |
| 2) Набор E_{min}^{δ} . | 6) Набор N_{π} . |
| 3) Набор $N_{\text{экс.}}$. | 7) Набор N_p . |
| 4) Набор R | |

(для всех $N_{\text{экс.}}$ и E_{min}^{δ}).

Л и т е р а т у р а

1. Г.А. Блянов и др. ЖЭТФ, 31, 762 (1956); ПТЭ, 5, 21 (1957).
2. М.Ф. Ломанов, Б.В. Чириков. ПТЭ, 5, 21 (1957).
3. И. Врана. Препринт ОИЯИ, 798, Дубна, 1981.
4. С. Dilworth et al. Nuovo Cim., 32, 1432 (1964).
5. Ю.А. Александров и др. Пузырьковые камеры, Москва, 1983.
6. Б.П. Банник, Ким Хи Ин, А.А. Кузнецов, Н.Н. Мельникова, Б. Чадрюа. Препринт ОИЯИ, 2817, Дубна, 1986.
7. L.O. Roelling, D.A. Glaser. Phys. Rev., 116, 1001 (1959).
8. М.А. Зельдович. Дипломная работа, МГУ, 1981.
9. В.Г. Гришин, Э.П. Кистенев, Л.И. Лепилова, В.И. Мороз, Му Цзюнь. Препринт ОИЯИ, P-2277, Дубна, 1986.
10. Energy Loss and Range of Electrons and Positrons. NBC Circular 577, Washington, 1956.
11. Studies in Penetration of Charged Particles in Matter. Nuclear Science Series, Report N 39, Washington, 1964.
12. Б. Росси. Частицы больших энергий. ГИТТЛ, М., 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 августа 1986 г.

Таблица 1
Ионизационные потери и пробеги e^- и e^+ в пропане

E (Мэв)	$-\left(\frac{dE^-}{dx}\right)$ Мэв.см ² /г	R^- (г/см ²)	$-\left(\frac{dE^+}{dx}\right)$ Мэв.см ² /г	R^+ (г/см ²)
0,25	2,83	0,056	2,86	0,055
0,50	2,27	0,157	2,25	0,156
0,75	2,12	0,272	2,09	0,272
1,00	2,08	0,391	2,04	0,394
2,00	2,10	0,872	2,05	0,886
3,00	2,16	1,34	2,11	1,36
4,00	2,22	1,79	2,17	1,83
5,00	2,27	2,24	2,22	2,28
6,00	2,31	2,68	2,26	2,73
8,00	2,38	3,53	2,33	3,60

Таблица 2

E_{\min}^{δ} (Мэв)	N_{δ}^{sc} $E_{\delta} > E_{\min}^{\delta}$	D (М ⁻¹), эксперимент	D (М ⁻¹), теория	
1,2 Мэв	122 ± 11	$3,53 \pm 0,32$	$3,21$	Первичные мезоны ρ с ρ = 4,0 Гэв
2,0 Мэв	70 ± 8	$2,0 \pm 0,24$	$2,02$	
1,2 Мэв	$42 \pm 6,5$	$3,0 \pm 0,46$	$3,1$	Вторичные π^- - мезоны с
2,0 Мэв	23 ± 5	$1,64 \pm 0,33$	$1,8$	ρ с = 1-3 Гэв

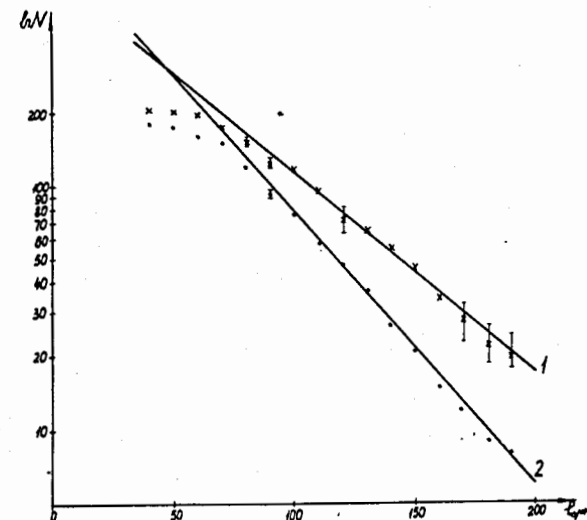


Рис. 1. Распределение $\ln N(l > l_0)$, полученное на следах первичных π^- -мезонов. Здесь l_0 измерено в микронах.

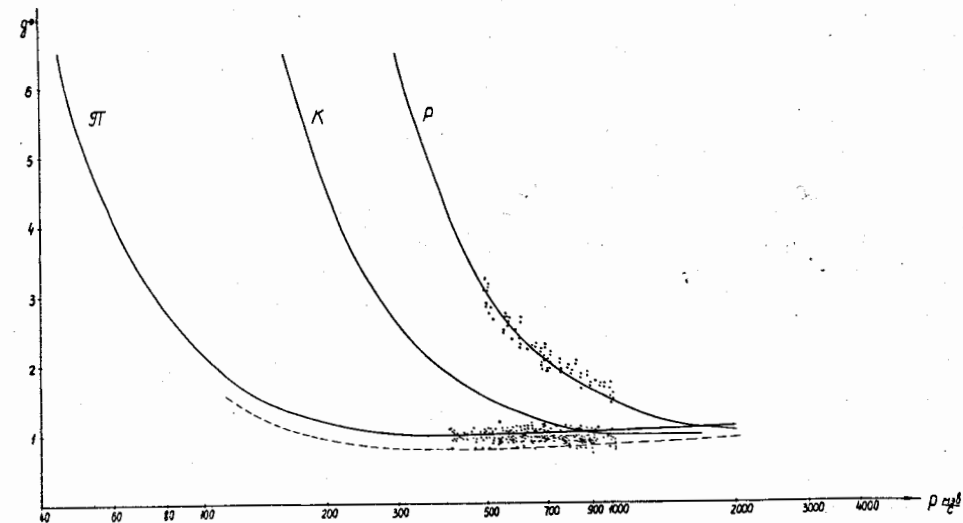


Рис. 2. Результаты измерений g^* для вторичных положительных частиц с ρ = 400-1000 Мэв.

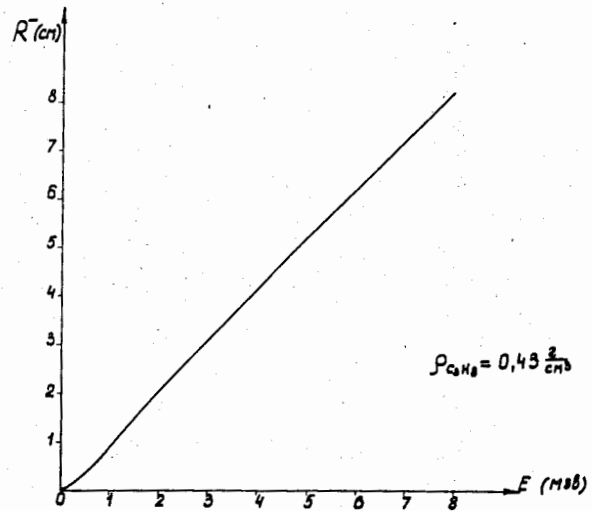


Рис. 3. Пробеги электронов R^- (см.) в пропане ($\rho_{C_3H_8} = 0,43 \text{ г/см}^3$).

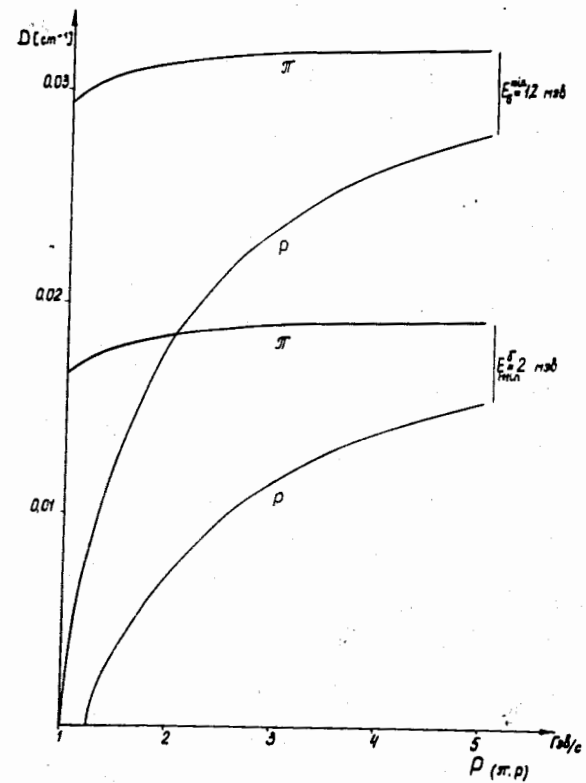


Рис. 4. Плотности δ -электронов D (см.^{-1}) с $E^\delta \geq 1,2$ и 2 МэВ в зависимости от импульсов протонов (p) и π -мезонов в пропане ($\rho = 0,43 \text{ г/см}^3$).