

Л. С. Багдасарян

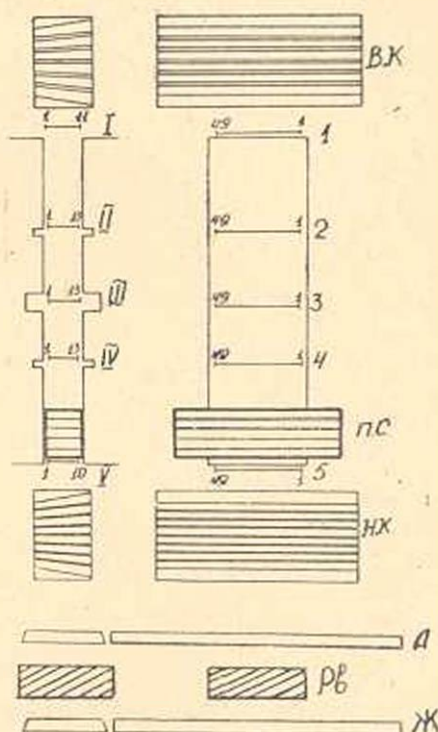
## Обработка экспериментальных данных ионизационных измерений

Основной величиной характеризующей элементарную частицу, является ее масса покоя. Поэтому при изучении элементарных частиц в первую очередь ставится задача о достаточно точном определении этой величины. При изучении частиц с помощью магнитных масс-спектрометров широкое распространение получило определение величины масс по импульсу и пробегу. Однако, этот метод обладает тем недостатком, что в ряде случаев частицы останавливаются испытывая неионизационные взаимодействия. В таких случаях измеренная по  $P$  и  $R$ —импульсу и пробегу масса частицы сильно отличается от ее истинной величины.

Если кроме импульса частицы и пробега определить ее ионизирующую способность, то можно независимо от характера остановки определить массу по импульсу и ионизации.

В статье [1] был описан амплитудный анализатор импульсов, который в сочетании с пятислойным пропорциональным счетчиком позволяет измерять ионизирующую способность отдельных заряженных космических частиц. Описанная установка сочетается с магнитным масс-спектрометром с двумя камерами Вильсона [2], позволяющим с большой точностью и достоверностью измерять импульс частицы и ее пробег (фиг. 1).

Для измерения ионизирующей способности частиц применялся пяти-слойный пропорциональный счетчик, что давало возможность произ- вести пять измерений ионизации.

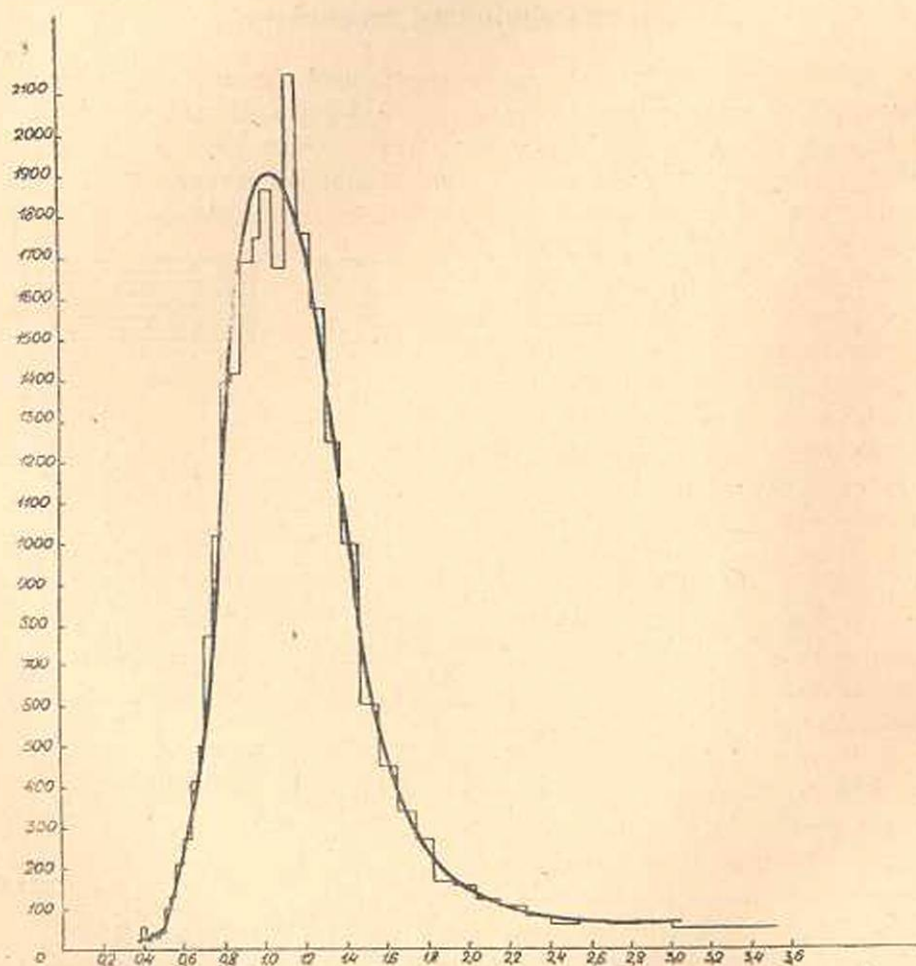


Фиг. 1.

Измерялась ионизирующая способность как мягких частиц, (частицы, остановившиеся в пластинках нижней камеры (Н. К.) Вильсона) так и жестких частиц (частицы, проходящие вещество эквивалентное 17 см свинца).

Измерение ионизирующей способности жестких частиц дало возможность градуировать всю систему и контролировать ее работу.

После тщательного отбора траекторий, на основании 6000 жестких частиц (30000 значений ионизации) была построена кривая распределения ионизации (фиг. 2). Ширина этой кривой на половине высоты равняется  $\pm 32,5\%$ .



Фиг. 2.

Из пяти измерений ионизации для каждой частицы в пяти слоях пропорционального счетчика, методом максимума правдоподобия (см. например [3], [4], [5], [6]), находим значения ионизации.

Выбор этого метода обработки объясняется тем, что он дает наилучшие результаты.

Уравнение правдоподобия имеет вид:

$$\sum_{i=1}^n \frac{\partial f(x_i)/\partial a_k}{f(x_i)} = 0 \dots [1] \quad \text{где } k = 1, 2, \dots, l.$$

$x_1, x_2, \dots, x_n$  экспериментальные значения измеряемой величины  $x$  с функцией распределения  $f(x)$ , зависящей от параметров  $a_1, a_2, \dots, a_l$ .

$f(x)$  функция распределения ионизации жестких частиц, которая считается универсальной функцией параметра  $x$  и ищется такое значение величины „ $a$ “ при котором уравнение правдоподобия обращается в нуль.

Согласно распределению Ландау [7] ионизационные потери являются функцией параметра  $\frac{I - I_0}{\xi}$ , где  $I_0$  — есть наивероятное значение ионизации.

Принимается, что  $\xi = \frac{\eta}{\beta^2}$ , где

$$\eta = \frac{1,54 \cdot 10^5 \cdot M \Sigma Z}{\Sigma A}; \quad \eta \text{ — есть величина,}$$

зависящая только от параметров пропорционального счетчика ( $M$  — это масса толщины вещества на  $\text{см}^2$  площади).

При этом функция  $f(x)$  принимает вид

$$f\left[\frac{(I - I_0)}{\eta} \beta^2\right] = \varphi[(I - I_0) \beta^2].$$

Предполагается, что наше экспериментальное распределение ионизации является универсальной функцией параметра  $(I - I_0) \beta^2$ .

При этом функция правдоподобия примет вид

$$\frac{\partial \varphi[(I - I_0) \beta^2] / \partial I_0}{\varphi[(I - I_0) \beta^2]} = - \frac{\varphi'}{\varphi} \beta^2.$$

Кривая  $\frac{\varphi'}{\varphi}$  строится графическим путем, исходя из кривой распределения жестких частиц на фиг. 2. Для этого сначала кривая фиг. 2 дифференцируется, а затем строится кривая  $\frac{\varphi'}{\varphi}$  путем деления соответствующих ординат.

Имея эту кривую и экспериментальные значения ионизации, методом максимума правдоподобия находится значение ионизации.

Поскольку функция правдоподобия зависит от величины  $\beta^2$ , то для каждого отдельного случая необходимо одновременно найти согласованные значения  $I$  и  $\beta^2$ . Для этого значения  $I_1, I_2, \dots, I_n$  умножаются на произвольно выбранное значение  $\beta_1^2$  и ищется, указанным выше ме-

тодом, значение  $I_0 \beta_1^2$ . Если  $\beta_1^2$ , соответствующее значению  $I_0$ , совпадает со значением  $\beta_1^2$ , то выбор был правильным. В противном случае этот процесс повторяется до тех пор, пока выбранное и полученное значение  $\beta^2$  не совпадет.

Согласно формуле [1] ищется такое значение  $I_0 \beta^2$ , при котором уравнение обращается в нуль.

Для этого кривая  $\frac{\varphi'}{\varphi}$  перемещается вдоль оси абсцисс, параллельно себе, и ищется такое ее положение, при котором сумма ординат экспериментальных точек равняется нулю.

$$\left(\frac{\varphi'}{\varphi}\right)_{I_1} + \left(\frac{\varphi'}{\varphi}\right)_{I_2} + \dots + \left(\frac{\varphi'}{\varphi}\right)_{I_n} = 0.$$

Для осуществления указанной операции построена специальная табличная линейка, имеющая следующую конструкцию. На подвижной части линейки нанесены значения функции  $\frac{\varphi'}{\varphi}$ , а на неподвижной части значения ионизации в произвольных единицах. Пять значений ионизации  $I_1, I_2, I_3, I_4$  и  $I_5$ , умножаются на предварительно выбранное значение  $\beta_1^2$ . Полученные значения  $I_1 \beta_1^2, I_2 \beta_1^2, I_3 \beta_1^2, I_4 \beta_1^2$  и  $I_5 \beta_1^2$  наносятся на неподвижной части линейки. Перемещая подвижную часть линейки и каждый раз суммируя значения цифр, соответствующих точкам нанесенным на неподвижной линейке, находим такое положение подвижной линейки, когда сумма равна нулю. При этом значение  $I_0$ , соответствующее значению функции  $\frac{\varphi'}{\varphi} = 0$  и есть искомое значение ионизации,

так как при  $I = I_0, \varphi' = 0$ . (Параметр  $I_0$  соответствует максимуму кривой распределения  $\varphi(I - I_0)$ ). Для подбора величины  $\beta^2$  этот процесс повторяется несколько раз.

Обработанные таким путем 600С траекторий жестких частиц дали кривую распределения, показанную на фиг. 3. Ширина этой кривой на половине высоты равна  $\pm 16,5\%$ , тогда как метод среднего значения и интегрально-дифференциальный метод [8] дают  $\pm 27,5\%$  и  $\pm 23,0\%$  соответственно.

Для определения величины масс частиц по импульсу и ионизации необходимо построить экспериментальную кривую  $p/\mu = f(I)$  где  $p$  и  $\mu$  — импульс и масса частицы.

Для построения этой кривой было отобрано 650 мягких частиц, остановившихся в нижней камере Вильсона ионизационным образом.

Масса этих частиц определяется по их импульсу и пробегу. Затем эти частицы были разбиты на десять групп по значениям  $p/\mu$ .

Чтобы найти значение ионизации для каждой группы частиц, снова использовался метод максимума правдоподобия, но в качестве исходной функции распределения служило распределение жестких частиц фиг. 3.

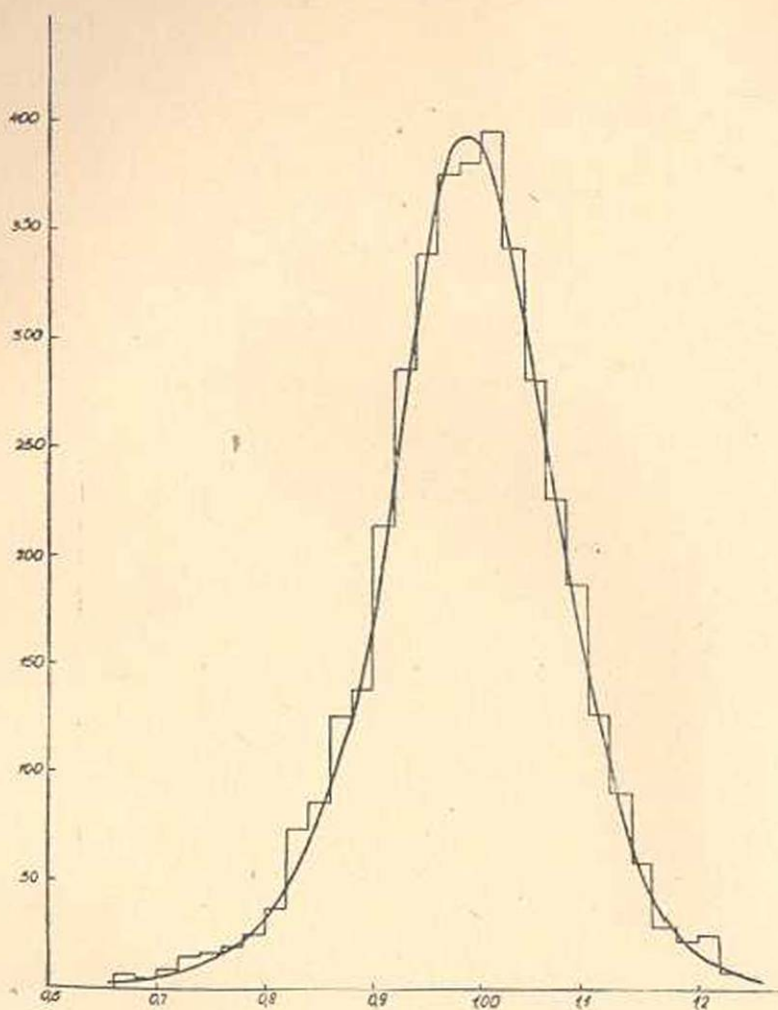


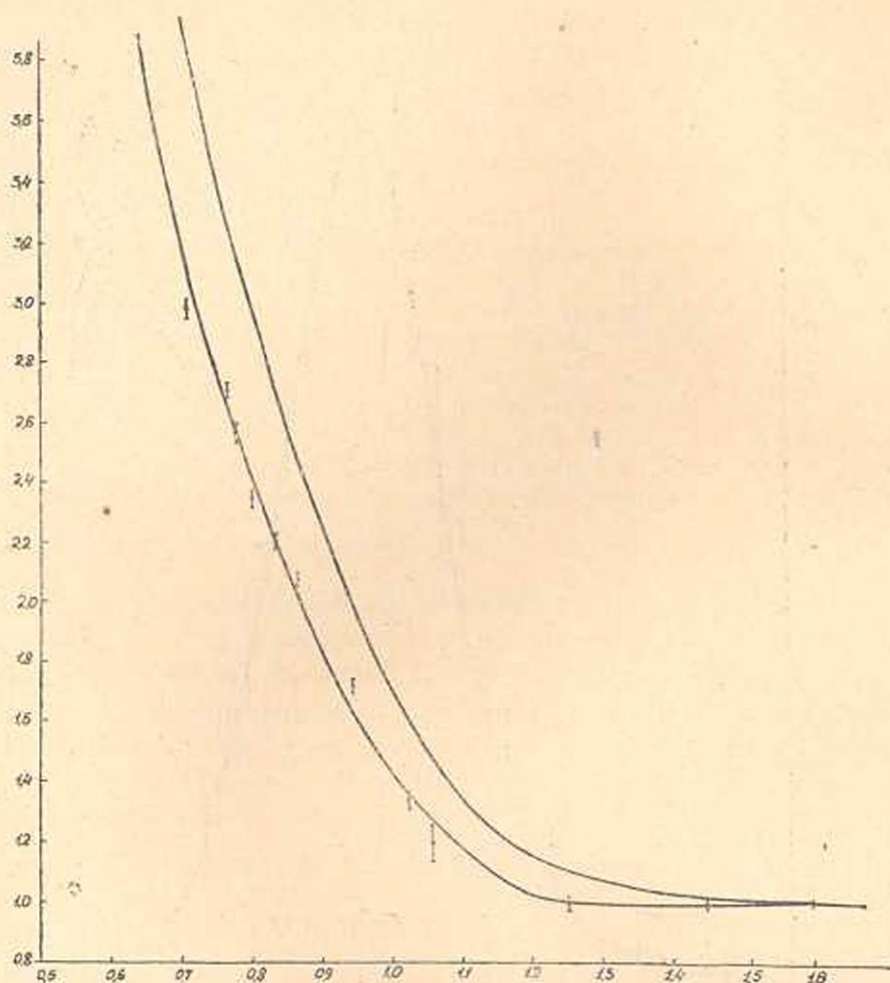
Рис. 3.

Кривая зависимости  $p/p = f(I)$  показана на фиг. 4 (кривая „А“). Ошибки определены исходя из дисперсии кривой распределения и числа частиц в данной группе.

$$\Delta = \pm \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$$

Для сравнения, на фиг. 4 приведена теоретическая кривая (кривая „Б“).

На фиг. 5 и 6 приведены гистограммы масс для 290 протонов ионизационно остановившихся в пластинках нижней камеры. Массы подсчитаны двумя разными методами. На фиг. 5 массы подсчитаны по импульсу и пробегу, на фиг. 6 по импульсу и ионизации.



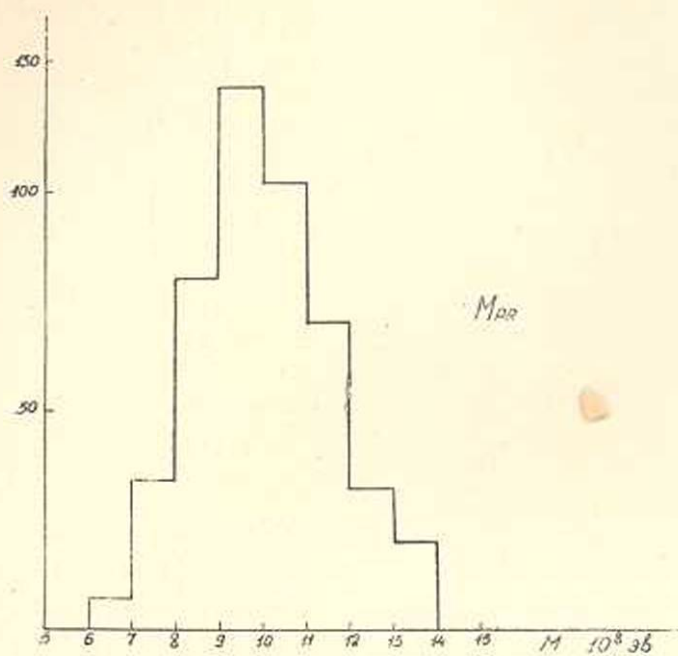
Фиг. 4.

В обоих случаях значение максимума хорошо совпадает со значением массы протона.

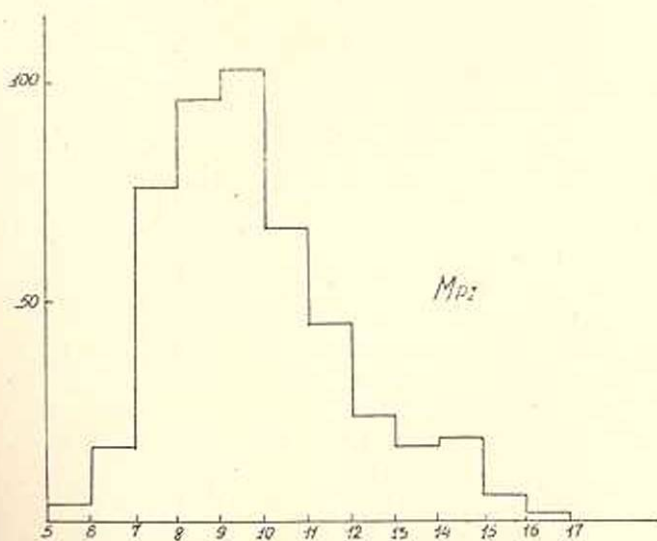
В заключение автор считает своим долгом выразить благодарность профессору А. И. Алиханяну за постоянный интерес к работе, В. М. Харитонову за руководство работой, а также Г. А. Марикяну за помощь в ее выполнении.

Физический институт  
АН Армянской ССР

Поступило 23 VI 1958



Фиг. 5.



Фиг. 6.

## Լ. Ս. Բաղդասարյան

## ԻՈՆԻԶԱՑԻՈՆ ԶԱՓՈՒՄՆԵՐԻ ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՏՎՅԱԼՆԵՐԻ ՄՇԱԿՈՒՄԸ

## Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Կոմիտեական ճառագայթման էլեմենտար մասնիկների մասսայի մեծությունը որոշելու համար, մագնիսական մասսա-սպեկտրոմետրի միջոցով չափում է մասնիկի իմպուլսի մեծությունը մագնիսական դաշտում և նրա անցած ճանապարհի երկարությունը մինչև կլանիչների մեջ կանգ առնելը: Այս մեթոդի հիմնական թերությունը կայանում է նրանում, որ երբ մասնիկը կանգ է առնում կլանիչների մեջ ոչ իոնիզացիոն կորուստների պատճառով, ապա մասսայի մեծությունը որոշումը այդ դեպքում ապիս է մեծ շեղումներ. նրա իրական մեծություն հետ համեմատած:

Մագնիսական մասսա-սպեկտրոմետրում տեղադրված հինգ շերտանոց համեմատական հաշվիչը հնարավորություն է տալիս որոշել մասնիկի իոնիզացիոն հատկությունը: Ունենալով մասնիկի իոնիզացիոն հատկությունը և իմպուլսի մեծությունը մագնիսական դաշտում, կարելի է որոշել մասնիկի մասսայի մեծությունը. անկախ նրա անցած ճանապարհից կլանիչների մեջ:

Քանի որ լուրջ քննարկումներ են անցնում հինգ իոնիզացիոն չափում, մաքսիմալ ճշմարտանմանություն մեթոդով որոշում ենք իոնիզացիայի արժեքը [3], [4], [5], [6]: Հոդվածում բերված է այս մեթոդով կատարված հաշվումների մանրամասն նկարագիրը: Եթե իոնիզացիոն մեկ չափում կատարելու դեպքում բաշխման կորի լայնությունը միջին բարձրության վրա հավասար է  $\pm 32,5^{\circ}/_{10}$ , ապա հինգ չափում կատարելու դեպքում և մաքսիմալ ճշմարտանմանություն մեթոդով իոնիզացիայի մեծությունը հաշվելուց հետո, կորի լայնությունը միջին բարձրության վրա ստացվում է  $\pm 16,5^{\circ}/_{10}$ : Երբ ունենցած հինգ չափումներից իոնիզացիայի մեծությունը որոշում ենք միջին արժեքի կամ ամենափոքր նշանակության [8] մեթոդներով, ապա կորի լայնությունը միջին բարձրության վրա համապատասխանաբար ստացվում է  $\pm 27,5^{\circ}/_{10}$  և  $\pm 23,0^{\circ}/_{10}$ :

$p/\mu = f(I)$  կորի կառուցման համար ընտրվել են 650 մասնիկներ, որոնք իոնիզացիոն կորուստների պատճառով կանգ են առել նեբբեի կամերայի կլանիչների մեջ: Այս կորը հնարավորություն է տալիս որոշել մասնիկի մասսայի մեծությունը, անկախ նրա անցած ճանապարհից կլանիչների մեջ, իմպուլսի և իոնիզացիայի միջոցով:

290 պրոտոնների համար, որոնք կանգ են առել կլանիչների մեջ իոնիզացիոն կորուստների պատճառով, հաշվված են մասսաները իմպուլսի և անցած ճանապարհի, իմպուլսի և իոնիզացիայի միջոցով: Ինչպես երևում է բերված հիստոգրամներից երկու դեպքում էլ հիստոգրամային մաքսիմումի արժեքը լավ համընկնում է պրոտոնի մասսայի արժեքի հետ:

## ЛИТЕРАТУРА

1. Багдасарян Л. С., Харитонов В. М., Марикиан Г. А. «Многоканальный амплитудный анализатор импульсов с логарифмической характеристикой». Известия АН Арм ССР, 3, 1958.

2. Адибян А. И., Шостакович Н. В., Дадаян А. Т., Феодорова В. М., Дерягин Б. Н. „О спектре масс заряженных частиц космического излучения“. ЖЭТФ 6 (12), 1956, 955.
3. Fisher R. A. On an absolute criterion for fitting frequency curves. *Mess. of math.* 41 (1912), 155.
4. Fisher R. A. Theory of statistical estimation. *PCPS*, 22, (1925), 700.
5. Крамер Г. Математические методы статистики. М., 1948.
6. Арлей Н. Бух К. Введение в теорию вероятностей и математическую статистику. М., 1951.
- \* 7. Landau L. On the energy loss of fast particles by ionization. *J. of phys.* 8, 201 (1944).
8. Никитин С. ЖЭТФ, 18, 577 (1948).