


ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԶԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



Ջ.Ա.ՄՈՒՇԱԿԱՆՅԱՆ, Տ.Վ.ԹԵՐ-ԱՆՏՈՆՅԱՆ,
Ս.Ա.ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ИНТЕГРАЛА ПО ПОЛЮ МАГНИТНЫХ
СПЕКТРОМЕТРОВ МЮОНОВ

Է.Ա. ՄՆԱՑԱԿԱՆՅԱՆ, Ս.Վ. ՏԵՐ-ԱՆՏՈՆՅԱՆ, Գ.Ա. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

ՄՅՈՒՈՆՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍՏՐԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐԱԶԱՓԵՐԻ ԴԱՇՏԻ ԻՆՏԵԳՐԱԼԻ
ՈՐՈՇՈՒՄՆ ՄԻ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Աշխատանքում ըննարկվում են մյուսոնների մագնիսական սպեկտրաչափերի դաշտի ինտեգրալի չափման զոյուլթյուն ունեցող եղանակների հնարավորությունները: Ցույց են տրված Անի մագնիսական սպեկտրաչափի պայմաններում այդ եղանակների կիրառման հետ կապված մի շարք դժվարություններ: ԷՀՄ-ով մոդելավորմամբ, առաջարկվում և հիմնավորվում է դաշտի ինտեգրալի որոշման մի եղանակ՝ հիմնված տիեզերական ճառագայթման մյուսոնների ուղղաձիգ հոսքի օգտագործման վրա: Անի սպեկտրաչափի օրինակով ստացվել են թվային արդյունքներ, որոնք թույլ են տալիս ընտրել դաշտի ինտեգրալը որոշող համապարզի օպտիմալ պարամետրները:

Երևանի Փիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1988

УДК 518:535.853

Э.А.МНАЦАКАНЯН, С.В.ТЕР-АНТОНЯН,
П.А.МАРТИРОСЯН

**ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕГРАЛА
ПО ПОЛЮ МАГНИТНЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ МЮОНОВ**

В работе приводится анализ возможностей существующих методов измерения интеграла поля магнитных спектрометров мюонов. Показан ряд трудностей, связанных с применением этих методов в условиях магнитного спектрометра АНИ. Предлагается и обосновывается, путем моделирования на ЭВМ, метод определения интеграла поля, основанный на использовании вертикального потока мюонов космического излучения. На примере спектрометра АНИ получены численные результаты, позволяющие выбирать оптимальные параметры измерительного комплекса для определения интеграла поля.

Ереванский физический институт

Ереван 1988

E.A. MNATSAKIAN, S.V. TER-ANTONIAN, P.A. MARTIROSSIAN

ON A POSSIBILITY FOR DETERMINATION OF THE
FIELD INTEGRAL OF MUON MAGNETIC SPECTROMETERS

In this paper an analysis of potentialities of the available methods for determination of the field integral of muon magnetic spectrometers is made. Some difficulties connected with the use of these methods under the conditions of ANI magnetic spectrometer are shown. A simulated technique for determination of the field integral, based on the use of a vertical flux of cosmic-ray muons, is proposed and substantiated. On the example of ANI spectrometer numerical data are obtained which allow to choose optimal parameters for the field-integral-determining complex.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1988

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные спектрометры заряженных частиц бывают с отклоняющим полем в воздушном зазоре и замкнутые магнитные спектрометры, где отклонение частиц происходит внутри намагниченного ферромагнетика. В этом случае импульс частицы определяется по точкам траектории, лежащим только вне магнитного поля следующим выражением:

$$P = \frac{300 \int_{\ell_0} B d\ell}{(\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1) \cos \theta}, \quad (I)$$

где

- P - импульс частицы (МэВ/с),
- B - магнитная индукция (Тл),
- ℓ_0 - поперечный размер области, занятой магнитным полем в направлении оси спектрометра (М),
- φ_1, φ_2 - проекция углов входа и выхода частицы из магнитного поля на плоскость XOY , перпендикулярную к вектору магнитной индукции,
- θ - $\arccos \frac{P_{xy}}{|P|}$ угол входа частицы в магнитное поле относительно плоскости XOY .

Из выражения (I) следует, что в замкнутых спектрометрах нет необходимости подробного знания поля по всей траектории частицы

внутри поля, а достаточно знать величину $\int_{\ell_0} B d\ell$. Эта величина называется "интегралом по полю" или "отклоняющей силой".

Одной из важнейших характеристик магнитных спектрометров является распределение интеграла по полю в рабочих зонах. Экспериментальное исследование этой характеристики в случае малых объемов ферромагнетиков и при малом значении индуктивности магнита ($V = I \cdot 10 \text{ м}^3$ и $L = 10^{-3} - 10^{-2} \text{ Гн}$) не является практически трудной задачей. Однако в случае $V \sim 100 \text{ м}^3$ и $L > 0,1 \text{ Гн}$ измерение распределения $\int_{\ell_0} B d\ell$ традиционными методами сталкивается со значительными трудностями как принципиального, так и практического характера.

Работа посвящена обсуждению и обоснованию одной из возможностей преодоления этих трудностей, путем использования вертикального потока космических мюонов с известным энергетическим спектром. На примере магнитного спектрометра АНИ [1,2] показана осуществимость предложенного метода определения распределения интеграла по полю. Приводятся также оптимальные параметры и конкретные рекомендации, необходимые для разработки и эксплуатации измерительного комплекса спектрометра АНИ.

1. АНАЛИЗ СУЩЕСТВУЮЩИХ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕГРАЛА ПОЛЯ ЗАМКНУТЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К СПЕКТРОМЕТРУ АНИ

Некоторые сведения о магнитном спектрометре комплекса АНИ

К замкнутым типам спектрометров относится светосильный магнитный спектрометр мюонов рмс.1 комплекса АНИ [1,2], предназначенный для исследования пространственных и энергетических

характеристик мюонов, генерируемых в широких атмосферных ливнях (ШАЛ).

Магнитный спектрометр с максимально измеримым импульсом $P_{max} = 3-5$ ГэВ/с и светосилой $S\Omega = 18$ орм² расположен в подземном помещении центральной части комплекса АИИ, на глубине 13 м (до середины верхней рабочей зоны) над конизационным калориметром. Общее количество вещества над спектрометром 1500 г/см².

Магнит спектрометра (рис.16) представляет из себя замкнутый одноконтурный магнитопровод весом 2780 тс с намагничивающими обмотками, расположенными на двух горизонтальных участках магнитопровода (на рабочих зонах). Объем каждой зоны 80 м³ (7,2х6,2х1,8 м)

Средняя величина индуктивности магнита - $L = 1,5$ Гн;

Сопротивление обмотки - $R = 10^{-2}$ Ом;

Максимальное значение намагничивающего тока - $J_{max} = 2,5 \cdot 10^3$ А;

Время установления тока - $t_y = 430$ с;

Ферромагнетик - сталь марки Вст3сп2;

Толщина ферромагнетика - $d = 1,8$ м;

Магнитная проницаемость ферромагнетика:

начальная - $\mu_{нач} = 150$

рабочая (при $\tau = 1,8$ т) - $\mu_p = 90$

максимальная - $\mu_{max} = 1200$

Проводимость ферромагнетика - $\sigma = 5 \cdot 10^6$ см/м

Требуемая точность определений

Относительная погрешность определения импульса частицы

$\delta_p = \frac{\Delta p}{p}$ или импульсное разрешение спектрометра, зависит как от суммарной ошибки определения углов отклонения, так и от

ошибки определения величины $\int_{\theta_0}^{\theta} B d\ell$ — δ_B . В свою очередь, ошибка определения угла отклонения δ_φ складывается из ошибок измерения углов $\varphi_1, \varphi_2, \theta$ и среднеквадратичного угла многократного рассеяния $\delta_{м.р.}$. В данном случае

$$\delta_p = \sqrt{\delta_\varphi^2 + \delta_{м.р.}^2 + \delta_B^2}, \quad (2)$$

где $\delta_{м.р.}$ — отношение угла многократного рассеяния к углу магнитного отклонения, т.е. $\delta_{м.р.} = \frac{\delta_{м.р.}}{\Delta\varphi}$; $\Delta\varphi$ — угол магнитного отклонения.

Отметим, что если δ_φ зависит от величины импульса частицы и растет при увеличении p , то ошибка из-за многократного рассеяния $\delta_{м.р.}$ — постоянна для данного спектрометра и не зависит от p при $p > 10$ ГэВ.

По сути многократным рассеянием определяется предельно возможное значение импульсного разрешения спектрометра при импульсах, когда экспериментальные ошибки измерения угла отклонения значительно меньше угла многократного рассеяния.

В случае магнитного спектрометра АНИ отношение угла многократного рассеяния к углу магнитного отклонения $\delta_{м.р.} = \frac{\delta_{м.р.}}{\Delta\varphi} = 0,15$ и до импульса 100–200 ГэВ/с ошибка измерения импульса обусловлена только многократным рассеянием (в предположении, что вклад из-за ошибки измерения $\int_{\theta_0}^{\theta} B d\ell$ — $\delta_B \ll \delta_{м.р.}$) и по величине равна $\delta_{p_{min}} = 0,15$ (15%) [3].

Очевидно, что для получения импульсного разрешения, близкого к предельно возможному значению $\delta_{p_{min}} = 0,15$, вклад ошибки измерения интеграла по полю должен быть минимальным. Из выражения (2) следует, что если ограничиваться ухудшением импульс-

ного разрешения на 1% из-за неточного измерения $\int_{L_0} B dL$, то необходимо обеспечить измерение интеграла по полю с точностью не хуже 5%.

**Возможности существующих методов для
измерения $\int_{L_0} B dL$ в ферромагнетиках
большой протяженности**

Классическим методом измерения магнитной индукции (соответственно $\int_{L_0} B dL$) в ферромагнетиках большой протяженности является индукционный метод [4], для реализации которого в ферромагнетике делают специальные канавки, по которым прокладываются измерительные катушки. При быстром измерении магнитного потока Φ , сцепленного с измерительной катушкой, на ее концах возбуждается э.д.с. индукции, мгновенное значение которой есть:

$$u(t) = nS \frac{dB}{dt}, \quad (3)$$

где

n - число витков измерительной катушки;

S - площадь измерительной катушки, охваченной полем.

Из (3) следует:

$$\Delta B = \frac{1}{nS} \int_{t_1}^{t_2} u(t) dt, \quad (4)$$

где ΔB - приращение магнитной индукции.

Измеренная при помощи баллистического гальванометра, фотокомпенсационным веберметром или другими средствами интеграла э.д.с. индукции есть мера приращения магнитной индукции ΔB ,

от которой легко перейти к $\int B d\ell$.

По способу изменения потока, индукционный метод подразделяется на две разновидности:

I. Нулевой метод - наиболее простой метод измерения индукции - состоит в следующем:

а) производят предварительное размагничивание ферромагнетика;

б) производят скачкообразное изменение намагничивающего тока от 0 до выбранного значения и измеряют э.д.с. индукции, которая пропорциональна приращению индукции ΔB .

Несмотря на простоту, описываемый метод не может быть приемлемым для определения пространственного распределения интеграла по полю в протяженных ферромагнетиках по следующим причинам: магнитное состояние, соответствующее данному значению тока, устанавливается не сразу, а в течение некоторого времени, тем большего, чем меньше приращение поля. Кроме того, ошибка в определении индукции тем больше, чем больше число приращений, так как индукция определяется как сумма приращений индукции, следовательно и ошибки измерения индукции суммируются. Наконец, существенным недостатком нулевого метода является необходимость проведения размагничивания перед каждым измерением на следующем участке ферромагнетика, что приводит к значительной (30-50%) неповторяемости результатов измерения. Неповторяемость результатов измерения является следствием неповторяемости магнитных состояний и явлений дезаккомодации, что особенно сильно проявляется в ферромагнетиках с большими внутренними напряжениями [5] . Очевидно также, что применение нулевого метода для определения интеграла по полю, исключает возможность выбора опти-

мального режима питания электромагнита.

П. Коммутационный метод измерения (или метод перемагничивания) – другая разновидность индукционного метода. Этот метод лишен вышеперечисленных недостатков.

Процесс измерения этим способом состоит в следующем:

1. Установление величины намагничивающего тока.
2. Стабилизация магнитного состояния ферромагнетика.
3. Коммутация направления тока (перемагничивание) и измерение интеграла э.д.с. индукции, возникающей на концах измерительной катушки.

4. Расчет приращения магнитной индукции.

При соблюдении определенных условий, о которых речь пойдет позже, коммутационная методика позволяет обеспечить:

а) высокую повторяемость результатов благодаря возможности принудительной стабилизации магнитного состояния и отсутствию необходимости проведения размагничивания перед каждым измерением;

б) высокую точность, так как измеряется непосредственно двойное приращение индукции;

в) возможность выбора оптимального режима питания магнита, так как стабилизация магнитного состояния производится всего лишь один раз для всех участков исследования ферромагнетика. Для ферромагнетиков небольшого объема ($1 - 2 \text{ м}^3$) при значениях коммутируемого тока в несколько сот ампер и при малых значениях времени нарастания намагничивающего тока ($\sim 10 \text{ с}$), применение этого метода не представляется трудным и обеспечивает хорошую точность. Так, применение этого метода с фотокомпенсационным веберметром Ф 18, обеспечило исследование распре-

деления интеграла по полю Арагацкого горизонтального спектрометра ($V = 1,3 \text{ м}^3$, $J = 200 \text{ А}$, $\tau_m = 7e$) с точностью не хуже 6% [6].

Как было отмечено выше, для успешного применения индукционного метода (в частности, коммутационного метода) необходимо обеспечение определенных условий.

I. Условие малости времени перемагничивания по сравнению с постоянной времени интегрирования.

При измерении индукционным методом всегда производится интегрирование э.д.с. индукции различными средствами измерения. Из теории динамического измерения известно, что относительная погрешность реального интегрирующего преобразователя в динамическом режиме — $\gamma(\omega)$, определяется как относительная разность частотных характеристик реального и идеального интегрирующих преобразователей [7]

$$\gamma(\omega) = \frac{1/\omega\tau - 1/\sqrt{1+\omega^2\tau^2}}{1/\omega\tau} = \frac{\omega\tau}{\sqrt{1+\omega^2\tau^2}} - 1, \quad (5)$$

где ω — круговая частота входного сигнала;

τ — постоянная интегрирования интегрирующего преобразователя.

При апериодическом намагничивании $\omega \approx \frac{\pi}{T}$, где T — время изменения магнитного потока. В случае $T = \pi\tau$, $\gamma = 0,3$ (30%), а для обеспечения $\gamma < 5\%$ должно быть $T < \tau$.

Из (5) следует, что чем больше длительность изменения входного сигнала, тем больше относительная динамическая ошибка.

К средствам измерения с характеристиками реального интегратора относятся баллистические гальванометры и электронные ин-

теграторы различного типа. Постоянная времени интегрирования (время первого отброса) современных баллистических гальванометров составляет 15–30 с, и для получения правильных результатов измерения, время измерения (перемагничивания) должно быть не более 1/10 от времени первого отброса [7]. Значительно большую постоянную времени интегрирования до нескольких минут имеют электронные интеграторы на основе операционных усилителей [8].

Интегрирование э.д.с. индукции можно осуществить также и безынерционными преобразователями, динамическая относительная погрешность

$$\gamma(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} - 1, \quad (6)$$

которых тем меньше, чем больше время интегрирования. Однако это время в реальных преобразователях не бывает неограниченно большим, как это следует из (6), и составляет несколько минут. Это обусловлено так называемым "сползанием" и "дрейфом нуля".

К безынерционным средствам измерения магнитного потока можно отнести магнитоэлектрические и фотокомпенсационные веберметры. Время "сползания" у фотокомпенсационного веберметра Ф 190 составляет 60 с, или иначе, за это время стрелка указательного прибора "сползает" на I деление шкалы, что примерно равно основной погрешности веберметра (1,5%).

Очевидно, что чем больше время измерения (перемагничивания), по сравнению с временем сползания, тем больше динамическая погрешность. С учетом этого можно написать

$$\gamma = \frac{T_0}{t_{\text{сп}}} \gamma_{\text{сп}}, \quad (7)$$

где T_0 - время измерения,

$t_{\text{сп}}$ - время сползания,

$\gamma_{\text{сп}}$ - погрешность средства измерения из-за "сползаний".

Резюмируя, можно сказать, что существующие средства измерения магнитной индукции в ферромагнетиках ограничивают время измерения (перемагничивания) всего лишь несколькими минутами.

2. При магнитных измерениях в ферромагнетиках важнейшим условием является обеспечение полного проникновения переменного магнитного поля в глубь ферромагнетика за время намагничивания. С учетом того, что магнитное поле проникает в ферромагнетик, по крайней мере, с двух сторон, необходимо, чтобы двойная глубина проникновения $2d_n$ была не меньше, чем толщина пластины (если магнитопровод собран из изолированных пластин). В случае аperiodического намагничивания

$$d = 2d_n = 4 \sqrt{\frac{T_0}{\mu_0 \mu \sigma}}, \quad (8)$$

где

T_0 - время намагничивания (с)

μ - проницаемость ферромагнетика

σ - удельная проводимость ферромагнетика (см/м)

d - толщина ферромагнетика (м).

Из (8) следует, что при заданной толщине ферромагнетика минимальное время намагничивания, обеспечивающее полное проникновение поля в глубь ферромагнетика, будет

$$T_{n_{\min}} > d^2 \mu_0 \mu B \pi / 16 . \quad (9)$$

Очевидно, что при индукционном методе измерения время измерения складывается из времени установления намагничивающего тока t_y и времени установления намагниченности (или потока)

$T_{n_{\min}}$. С другой стороны, как было показано выше, это время не должно превышать $K_y \tau_x$, где τ_x - характерное время средства измерения (время интегрирования или "сползания"), K_y - коэффициент, зависящий от заданной величины допустимой динамической погрешности γ , определяемой из выражений (6) или (7).

Таким образом,

$$T_{n_{\min}} + t_y = t_{uz} < K_y \tau_x .$$

Для магнитного спектрометра АНИ имеем время установления тока

$t_y = 430$ с. Время установления потока, определяемого формулой (8) при $d = 1,8$ м; $\bar{\mu} = 400$; $B = 5 \cdot 10^6$ см/м для стали марки ВстЗсп2

$$T_{n_{\min}} = 2400 \text{ с}$$

$$t_{uz} = T_{n_{\min}} + t_y = 2830 \text{ с}$$

при $\gamma = 2,5\%$ для фотокомпенсационного веберметра $\Phi 190$

$$K_y \tau_x = 60 \text{ с} .$$

Для самых современных цифровых веберметров типа $\Phi 5050$

$$K_y \tau_x \approx 180 \text{ с} .$$

В любом случае получается

$$t_{uz} = 2730 \gg K_y \tau_x = 60; 180 \text{ с} ,$$

что далеко не удовлетворяет условию малости времени измерения, по сравнению с характерным временем существующих средств из-

мерения. Таким образом, применение индукционного метода для определения интеграла по полю магнитного спектрометра встречается не только с практическими трудностями, но и с трудностями принципиального характера, связанными с динамическими возможностями существующих стандартных приборов. Что касается практических трудностей, то они связаны с необходимостью (при любом варианте индукционного метода) создания в теле магнитопровода большого количества канавок с измерительными катушками (по 160 шт. в каждой рабочей зоне) и проведения большого числа коммутации — намагничивающего тока в 2500 А (по 500 раз для каждой зоны). Тем не менее, не исключено применение индукционного метода, путем создания на основе достижения современной техники специальных средств измерения, обладающих характерным временем не менее 1 ч. Однако даже в этом случае, ввиду вышеуказанных трудностей, целесообразно ограниченное применение таких средств измерения в сочетании с предложенным нами в 1984 г. на рабочем совещании АНИ [9] нижеприведенным методом, базирующимся на ином принципе, нежели индукционный метод.

2. ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Сущность предложенного метода определения интеграла поля, заключающегося в использовании вертикального потока мюонов космического излучения, поясняется на рис.2. Как показано на рисунке, из-за искривления траектории мюонов в магнитном поле некоторые мюоны, проходящие сквозь ферромагнетик, выбывают из телесного угла наблюдения Ω , а некоторые входят в него. Эти два эффекта приводят к изменению интенсивности мюонов, по срав-

нению с интенсивностью при отсутствии магнитного поля. При этом очевидно, что степень изменения интенсивности зависит от величины поля и поперечного размера ферромагнетика, или иначе от интеграла поля. Таким образом, степень изменения интенсивности мюонов, проходящих сквозь магнитное поле и наблюдаемых в заданном угле, может служить как мера интеграла по полю.

Установку, позволяющую осуществление предложенного метода, можно представить, в частности, в виде телескопа (рис.3), содержащего четыре детектора заряженных частиц, расположенных по два с каждой стороны измеряемой области магнитного поля. Установка обеспечивает одновременное измерение числа четырехкратных совпадений между всеми детекторами и числа двухкратных совпадений между первыми двумя детекторами. Очевидно, что в этом случае задача определения зависимости интенсивности мюонов под заданным углом Ω от интеграла поля сводится к определению зависимости числа четырехкратных совпадений - N^{4x} от $\int Bdl$. В общем случае эта зависимость может представляться в следующем виде:

$$N = T \int_P \int_T J'(p) d\mu(S\Omega) dp, \quad (10)$$

где $J'(p)$ - дифференциальный импульсный спектр вертикальных мюонов до ферромагнетика,

T - время измерения,

P - импульс мюонов,

$d\mu(S\Omega)$ - дифференциальная мера области интегрирования, зависящая к тому же от интеграла поля $\int Bdl$ и являющаяся функционалом от спектра $J'(p)$.

полный интеграл которой дает величину физической светосилы телескопа G .

$$G = \int d\mu(S\Omega) = G\left(\int_{\rho_0}^{\rho} \beta d\rho, J'(\rho), G_0\right), \quad (II)$$

в результате факторизация меры по переменным S и Ω , в общем случае, практически невозможна. Поэтому с целью выяснения принципиальной возможности и практической осуществимости предложенного метода определения интеграла поля задача получения зависимости N^{4x} от интеграла поля, а также от расположения детекторов, была решена путем моделирования (методом Монте-Карло) прохождения мюонов через телескоп и ферромагнетики при различных значениях магнитного поля. Моделирование проведено с учетом потерь энергии мюонами в веществе над магнитом, в теле магнитопровода (ферромагнетика) и в детекторах, а также, с учетом многократных рассеяний, в ферромагнетике.

2.1. Энергетический спектр мюонов вертикального потока

При моделировании на ЭВМ были использованы результаты работы [10] по измерению импульсного спектра мюонов вертикального потока на высоте 3200 м над уровнем моря (гора Арагац) в интервале импульсов 2-100 ГэВ/с. На рис.4 показан спектр, приведенный в этой работе, а также спектр, измеренный на высоте 2960 м от уровня моря в интервале 0,2-20 ГэВ/с [11] . Существенное отличие этих двух спектров в низкоэнергетическом диапазоне, измеренных почти на одной и той же высоте от уровня моря, указывает на важность использования в моделировании спектра, из-

меренного именно в той географической местности, где должны проводиться измерения по определению интеграла поля.

В интервале импульсов 100-7000 ГэВ/с спектр аппроксимировался степенной функцией вида [10]

$$n(E)dE = 0,5(5+E)^{-3}dE.$$

Влияние неточности этой аппроксимации на число четырехкратных совпадений незначительно, так как, во-первых, число мюонов при этих энергиях невелико, во-вторых, изменение числа четырехкратных совпадений под влиянием магнитного поля происходит в основном за счет низкоэнергичных мюонов.

2.2. Потери энергии мюонами в грунте и в магните

Наиболее вероятная потеря энергий мюонами в релятивистском случае ($\beta = \frac{v}{c} \approx 1$) равна [12]

$$\Delta_0 = \eta \ln \frac{3 \cdot 10^3 \eta E^2}{z^2 m_\mu},$$

где

$$\eta = \frac{2\pi N e^4 \rho z}{m c^2 A} x,$$

- E - энергия частицы, N - число Авогадро,
- ρ - плотность вещества, Z - атомный номер вещества,
- A - атомный вес вещества
- ρ - плотность вещества
- x - толщина вещества.

Вероятность потери энергии, лежащей между Δ и $\Delta + d\Delta$, равна

$$f(x, \Delta) d\Delta = \varphi(\lambda) d\lambda,$$

а интегральная вероятность для энергетических потерь, превосходящих Δ

$$\int_{\Delta}^{\infty} f(x, \Delta) d\Delta = \Psi(\lambda),$$

где $\lambda = (\Delta - \Delta_0)/\eta$, φ и Ψ - две универсальные функции от безразмерной переменной λ , которые были рассчитаны Ландау [12]. На основе этих расчетов была составлена табл. I. Разыгрывая λ по этой таблице, получим энергию, теряемую каждым мюоном

$$\Delta = \Delta_0 + \lambda\eta. \quad (12)$$

2.3. Многократное рассеяние

Дисперсия угла $\varphi_{м.р}$ многократного рассеяния с учетом потерь энергии частицей дается формулой [13]

$$\langle \varphi_{м.р}^2 \rangle^{1/2} = \frac{0,021 \sqrt{t/2}}{\sqrt{\rho(\rho - \epsilon)}}, \quad (13)$$

где $\epsilon = \ell \left(-\frac{dE}{dx} \right)$ - потери энергии.

t - длина вещества в радиационных единицах (для магнита АНН

$t = 95,6$ рад.ед.д.), ρ - импульс в (ГэВ)

В процессе моделирования учитывалось не только отклонение

мюона на угол $\varphi_{m.p}$, но и смещение на некоторое расстояние z от оси, совпадающей с направлением его первоначального движения [13]

$$\langle z^2 \rangle^{1/2} = \frac{\langle \varphi_{m.p}^2 \rangle^{1/2}}{\sqrt{6}} \ell. \quad (14)$$

Поправка, соответствующая указанному смещению, вводилась как к X координате выхода мюона из ферромагнетика, так и к Y координате.

2.4. Программа моделирования прохождения мюонов через магнитный спектрометр АНИ - программа "АНИМАГ"

Программа составлена на языке ФОРТРАН для ЭВМ БЭСМ-6.

Входными данными программы являются:

1. Порог энергии генерации мюонов $E_n = 3$ ГэВ.
2. Потери энергии в детекторах E_1, E_2 .
3. Зарядовое отношение мюонов $N_{\mu^+}/N_{\mu^-} = 1,23$.
4. Расстояние между 1- и 2-м детекторами - Z_1 .
5. Расстояние между 2-м детектором и магнитом $Z_2 = 0,2$ м и между магнитом и 3-м детектором $Z_3 = 0,2$ м.
6. Толщина грунта и магнита - 1600 г/см² и 1400 г/см² соответственно.
7. Площадь детектора S (м²).
8. Величина магнитного поля B (Тл).
9. Число розыгрышей.

Выходной величиной программы является число четырехкратных совпадений N^{4x} , при числе двухкратных совпадений N^{2x} , меняющемся от $4 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^5$ с шагом $2 \cdot 10^4$, N^{4x} вычислялось для :

- 1) значений магнитного поля: 0; 0,8; 1,0; 1,2; 1,4; 1,6;
1,8; 2,0; 10,0; (Тл)
- 2) расстояний Z_1 - 0,5; 1,0; 1,5; 2,0 (м)
- 3) расстояний Z_2 - 0-2,25 с шагом 0,25 (м)
- 4) площадей детектора S - 0,25; 1,0 (м²)

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В результате моделирования получены зависимость среднего числа четырехкратных совпадений $\langle N^{4x} \rangle$ от интеграла поля для различных значений среднего числа двухкратных совпадений $\langle N^{2x} \rangle$, Z_1 , Z_2 и S . На основе полученных зависимостей $\langle N^{4x} \rangle$ от $\int_{L_0} B dl$ были вычислены возможные относительные погрешности $(-\epsilon_1)$ и $(+\epsilon_2)$ определения $\int_{L_0} B dl$ в окрестностях рабочего значения $\int_{L_0} B dl = 3$ Тл м (табл.2-9, рис.5, 6)

Из анализа этих результатов следует:

1. Погрешности ϵ_1 и ϵ_2 уменьшаются при увеличении Z_1 ,
2. Монотонной зависимости ϵ_1 и ϵ_2 от Z_2 не наблюдается.

Исходя из полученных результатов, можно выбрать такое значение Z_1 , Z_2 , S и N^{2x} , при котором зависимость $\langle N^{4x} \rangle$ от $\int_{L_0} B dl$ позволит определить значения интеграла поля с точностью не хуже заданного ($\leq 5\%$). При выборе значения параметра Z_2 , необходимо руководствоваться тем, чтобы значения ϵ_1

и ϵ_2 были бы как можно близки друг другу. Как было замечено, с увеличением z_1 и S при $N^{2x} = \text{const}$, погрешности ϵ_1 и ϵ_2 уменьшаются, однако при этом следует учитывать, что время, необходимое для набора фиксированного значения N^{2x} в реальном эксперименте увеличивается. Значения времени набора N^{2x} приведены в скобках табл.2-9. Из табл. 9 видно, что при $S = 1 \text{ м}^2$, $z_1 = 2 \text{ м}$ и $N^{2x} = 2 \cdot 10^5$ проведение измерения в течение 5,1 ч. обеспечивает определение величин интеграла поля с ошибкой менее 5%. Если не использовать детекторы с $S = 0,25 \text{ м}^2$, то потребуется больше 20 ч измерения для обеспечения такой же точности. Однако несмотря на это вариант позволяет проведение исследования пространственного распределения $\int_{\epsilon_0} \mathbf{v} d\ell$ со значительно меньшим шагом, чем первый вариант, и его можно использовать наряду с первым.

4. ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА ТОЧНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕГРАЛА ПОЛЯ

На точность определения интеграла поля при использовании результатов моделирования могут повлиять:

1. Неточность энергетического порога генерации мюонов - E_n ;
2. Неточность учета потери энергии мюонами в детекторах - E_1 , E_2 .
3. Различного рода вариации интенсивности мюонов за время проведения измерения.

Для выяснения влияния этих факторов на точность определения $\int_{\epsilon_0} \mathbf{v} d\ell$ было проведено дополнительное вычисление для случая

$$S = 1 \text{ м}^2 ; z_1 = 2 \text{ м} ,$$

результаты вычисления показали, что при изменении E_n , E_1 и E_2 в интервалах:

$$E_n = 3-3,6 \text{ ГэВ}; \quad E_1 = 0-0,175 \text{ ГэВ}; \quad E_2 = 0-0,75 \text{ ГэВ}$$

отношение $K = \frac{[N^{4x} - (N^{4x})']}{\sqrt{N^{4x}}}$ не превышает 0,1, т.е. ошибки E_1 и E_2 увеличиваются не более, чем на 10%.

Очевидно, что на результаты измерения могут повлиять только лишь вариации, происходящие в течение проведения цикла измерения. По данным [14] вариации мюонов в течение одного месяца составляют не более 0,5%, а суточная - 0,2%. Учитывая, что в нашем случае рассматриваются мюоны, проходящие сквозь грунт - 1500 г/см, т.е. имеющие энергии $\geq E_n = 3$ ГэВ и что согласно [14] вариации мюонов с энергией больше 0,4 ГэВ на порядок меньше, чем вариации мягких мюонов ($E_n < 0,4$ ГэВ), можно полагать, что в нашем случае вариация составит не более 0,05 и 0,02%, соответственно. Этим величинам вариации соответствует изменение N^{4x} , равное $\approx 0,1\sqrt{N^{4x}}$ при выбранных значениях параметров S , Z_1 , Z_2 и N^{2x} , что не может повлиять на результаты измерения. Следует отметить, что влияние вариации интенсивности мюонов, а также влияние нестабильности режимов работы детекторов и электроники на результаты измерения можно свести к минимуму, если измерения числа четырехкратных совпадений произвести не за фиксированное время, а за время, необходимое для накопления установленного числа двухкратных совпадений N^{2x} .

5. ВЫВОДЫ

I. Степень изменения числа четырехкратных совпадений может служить как мера интеграла поля, обеспечивающая определение ин-

теграла поля с точностью не хуже 5%, при значениях параметров

$$S = 1 \text{ м}^2 (0,25 \text{ м}^2); \quad z_1 = 2 \text{ м}; \quad z_2 = 0,5-1,5 \text{ м}.$$

2. Использование вертикального потока мюонов для определения интеграла поля светосильных магнитных спектрометров помимо того, что решает вопрос исследования интеграла поля, когда традиционные методы решения неприемлемы, имеет также и ряд практических преимуществ, а именно:

А. Отпадает необходимость изготовления и размещения в теле ферромагнетика большого числа измерительных катушек, что в свою очередь нарушает однородность поля.

Б. Исключается необходимость проведения многократной коммутации рабочего тока в несколько тысяч ампер и процесса перемагничивания перед каждым измерением.

В. Расширяет возможность стабилизации магнитного состояния и выбора рабочей точки питания магнита.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Никольскому С.И., Мамиджаняну Э.А. и Асатиани Т.Д. за проявленный интерес к работе, Жданову Г.Б., Тукишу Е.И., Ерышкину А.Д., Воловику В.Д., Бужьяну С.П. и Багдасаряну И.А. за полезные советы.

Таблица I

λ	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4
γ	0	10^{-4}	3×10^{-8}	0,042	0,145	0,18	0,147	0,105	0,073	0,051
ψ	1	0,9999	0,999	0,98	0,9	0,7	0,5	0,39	0,32	0,26

λ	5	6	7	8	9	10
γ	0,04	0,029	0,022	0,018	0,015	0,025
ψ	0,23	0,195	0,17	0,15	0,13	0,12

Таблица 2

 $S = 0,25 \text{ м}^2; z_1 = 0,5 \text{ м}$

$10^6 \cdot N_{ex}$ (т [ч.])	z_1	0	0,25	0,5	0,75	I	I,25	I,5	I,75	2	2,25
I,4	ϵ_1	11,8	8,0	6,6	10,9	12,0	12,8	8,2	9,4	7,4	9,9
(4,75)	ϵ_2	8,7	7,4	11,8	8,9	14,3	8,3	9,8	9,2	13,8	10,8
I,6	ϵ_1	10,8	7,6	5,3	8,8	9,2	10,2	7,0	10,0	7,4	9,9
(5,5)	ϵ_2	7,8	6,3	12,5	8,3	14,0	8,2	11,0	8,4	13,3	11,2
I,8	ϵ_1	9,3	6,5	5,0	7,9	8,7	9,3	6,8	10,4	8,1	8,8
(6)	ϵ_2	7,0	6,3	11,8	8,4	12,8	8,6	10,8	9,7	12,9	12,2
2	ϵ_1	8,1	6,4	7,6	7,7	10,1	6,8	4,8	12,6	8,2	8,8
(6,75)	ϵ_2	6,4	5,5	9,6	7,4	11,8	8,7	10,3	8,0	10,1	9,4

Таблица 3

$$S = 0,25 \text{ м}^2 \quad z_1 = 1 \text{ м}$$

$10^5 \cdot N^{2k}$ (t [ч])	z_2	0	0,25	0,5	0,75	1	1,25	1,5	1,75	2	2,25
1,4	e_1	9,5	8,1	6,7	5,2	5,9	7,3	6,1	5,8	5,8	6,1
(14,3)	e_2	5,3	6,7	5,3	6,3	6,2	5,2	5,9	7,4	8,7	6,5
1,6	e_1	9,6	7,6	6,5	4,7	6,1	7,3	6,2	5,9	5,7	5,8
(16,3)	e_2	5,1	6,2	5,0	5,9	5,7	5,3	5,5	6,9	7,9	6,6
1,8	e_1	9,2	7,4	6,6	4,6	6,3	7,1	5,3	5,3	5,0	4,9
(18,3)	e_2	4,7	6,0	4,9	5,9	4,9	4,8	5,3	6,2	7,0	6,1
2	e_1	7,6	6,6	6,1	4,4	5,6	6,0	5,0	9,9	4,5	4,8
(20,5)	e_2	4,5	5,5	4,5	5,1	4,4	4,5	4,9	5,8	6,4	5,6

Таблица 4

$$S = 0,25 \text{ м}^2 \quad z_1 = 1,5 \text{ м}$$

$10^5 \cdot N_{\text{из}}^{\text{из}}$	z_2	0	0,25	0,5	0,75	I	1,25	1,5	1,75	2	2,25
(1,4)	e_1	10,0	6,1	4,7	4,2	3,8	3,9	4,0	4,2	4,6	5,6
(30,1)	e_2	6,1	5,0	3,7	3,8	3,7	4,0	4,2	4,7	5,2	4,5
1,6	e_1	4,5	5,9	4,3	4,1	3,6	3,8	3,8	4,1	4,4	5,1
(34,4)	e_2	5,6	4,4	3,6	3,4	3,5	3,6	4,0	4,4	5,1	4,5
1,8	e_1	4,3	5,6	4,3	3,9	3,5	3,5	3,5	3,6	4,1	4,6
(38,7)	e_2	5,4	4,4	3,4	3,4	3,4	3,5	3,8	4,1	4,7	4,2
2	e_1	4,1	5,4	4,2	3,8	3,4	3,5	3,4	3,3	3,7	4,3
(43)	e_2	4,9	4,2	3,4	3,3	3,2	3,2	3,5	3,8	4,6	3,9

Таблица 5

$$S = 0,25 \text{ м}^2 \quad z_1 = 2 \text{ м}$$

$10^5 \cdot N_{\text{ст}}$ (t [ч])	z_2	0	0,25	0,5	0,75	I	I,25	I,5	I,75	2	2,25
I,4	ϵ_1	3,6	3,7	3,4	3,1	3,1	3,1	3,1	3,1	3,0	3,3
(52,1)	ϵ_2	3,8	3,5	3,0	3,4	2,9	3,5	3,3	3,2	3,4	3,0
I,6	ϵ_1	3,3	3,4	3,3	3,0	2,9	2,9	3,0	3,0	2,9	3,1
(59,6)	ϵ_2	3,6	3,4	2,9	3,3	2,7	3,3	3,2	3,2	3,1	2,8
I,8	ϵ_1	3,2	3,1	3,2	2,8	2,8	2,8	2,8	2,7	2,7	3,0
(67)	ϵ_2	3,3	3,2	2,7	3,1	2,5	3,2	3,0	2,9	2,9	2,6
2	ϵ_1	3,0	3,0	3,0	2,3	2,7	2,7	2,5	2,5	2,5	2,8
(74,4)	ϵ_2	3,1	3,0	2,6	3,6	2,5	3,0	2,8	2,7	2,7	2,5

Таблица 6

$$S = I M^2 \quad z_1 = 0,5 \text{ м}$$

$10^5 \cdot N_{21}$ (t [ч])	z_2	0	0,25	0,5	0,75	I	1,25	1,5	1,75	2	2,25
1,4	ϵ_1	7,0	6,7	5,7	7,2	6,8	6,9	8,7	7,8	7,6	8,4
(0,50)	ϵ_2	7,5	6,3	7,0	7,2	9,6	10,0	7,3	8,0	5,9	6,0
1,6	ϵ_1	6,5	6,7	5,3	6,8	6,7	6,8	8,0	7,6	7,4	8,8
(0,59)	ϵ_2	7,4	6,2	6,8	7,1	9,0	9,6	7,4	7,6	6,0	5,9
1,8	ϵ_1	6,0	6,5	5,2	6,4	6,3	6,4	7,1	6,9	7,0	7,9
(0,66)	ϵ_2	7,2	5,9	6,3	7,2	8,4	8,0	6,8	7,4	6,1	5,9
2	ϵ_1	5,8	6,2	5,3	6,5	6,2	6,4	6,2	6,7	6,6	7,1
(0,74)	ϵ_2	7,0	5,8	6,2	6,7	8,2	7,1	6,8	6,7	5,9	5,3

Таблица 7

$$S = I M^2 \quad Z_1 = I M$$

$10^6 \cdot N^{2H}$ (t [Ч])	Z_2	0	0,25	0,5	0,75	I	I,25	I,5	I,75	2	2,25
I,4	ϵ_1	7,5	8,3	6,4	6,5	7,5	6,3	8,6	8,5	7,0	7,4
(I,16)	ϵ_2	7,1	6,4	6,3	5,7	7,1	7,1	6,9	6,0	5,9	5,6
I,6	ϵ_1	7,0	7,5	6,2	5,8	7,2	5,8	6,9	7,0	6,6	7,2
(I,33)	ϵ_2	6,3	6,3	5,8	5,6	6,0	6,2	6,2	5,9	5,7	6,0
I,8	ϵ_1	6,6	7,1	5,5	5,3	6,3	5,4	6,4	6,22	6,3	6,6
(I,5)	ϵ_2	5,7	5,8	5,4	5,0	5,6	5,7	5,6	5,7	5,2	5,6
2	ϵ_1	5,7	6,1	5,1	4,8	5,6	5,1	5,6	5,5	5,8	6,1
(I,66)	ϵ_2	5,5	5,7	5,3	4,9	5,6	5,3	5,4	5,5	5,1	5,3

ω

Таблица 8

$$S = I \cdot M^2 \quad z_1 = 1,5 \text{ м}$$

$10^5 \cdot N^{2x}$ (t [ч])	z_2	0	0,25	0,5	0,75	I	1,25	1,5	1,75	2	2,25
1,4	ϵ_1	5,9	5,4	5,2	5,1	5,4	5,0	5,5	4,2	5,5	5,2
(2,25)	ϵ_2	5,9	6,1	4,9	5,4	6,0	5,9	5,3	5,9	5,2	5,9
1,6	ϵ_1	5,4	5,1	4,8	7,0	4,9	4,7	5,1	4,1	5,0	4,8
(2,5)	ϵ_2	5,5	5,9	4,6	5,2	5,4	5,4	4,9	5,5	5,2	5,9
1,8	ϵ_1	5,2	4,9	4,7	4,5	4,9	4,4	5,2	4,2I	5,0	4,9
(2,83)	ϵ_2	4,8	5,4	4,3	4,6	5,0	5,3	4,6	5,2	5,0	5,3
2	ϵ_1	4,9	4,6	4,6	4,2	4,5	4,3	4,9	4,0	4,7	4,5
(3,16)	ϵ_2	4,7	5,0	4,1	4,3	5,0	5,0	4,3	4,9	4,7	4,9

Таблица 9

$$S = I M^2 \quad Z_1 = 2 M$$

$10^5 \cdot N_{ex}$ (t [ч])	Z_2	0	0,25	0,5	0,75	I	1,25	1,5	1,75	2	2,25
I,4	ϵ_1	5,2	4,6	4,8	4,1	4,4	5,3	5,9	4,9	4,7	4,7
(3,58)	ϵ_2	5,7	4,7	4,7	4,8	5,4	4,6	3,9	4,3	4,1	4,1
I,6	ϵ_1	5,1	4,4	4,7	3,9	4,0	5,0	5,5	4,3	4,4	4,5
(4,1)	ϵ_2	5,3	4,3	4,4	4,3	5,0	4,4	3,6	3,9	3,6	3,7
I,8	ϵ_1	4,9	4,0	4,3	3,8	3,9	4,7	5,0	4,1	4,2	4,1
(4,6)	ϵ_2	5,0	4,0	4,1	4,1	4,5	4,1	3,5	3,6	3,4	3,5
2	ϵ_1	4,6	3,7	4,0	3,5	3,7	4,4	4,7	3,9	3,9	3,8
(5,1)	ϵ_2	4,8	3,9	4,1	4,0	4,2	4,0	3,4	3,4	3,3	3,4

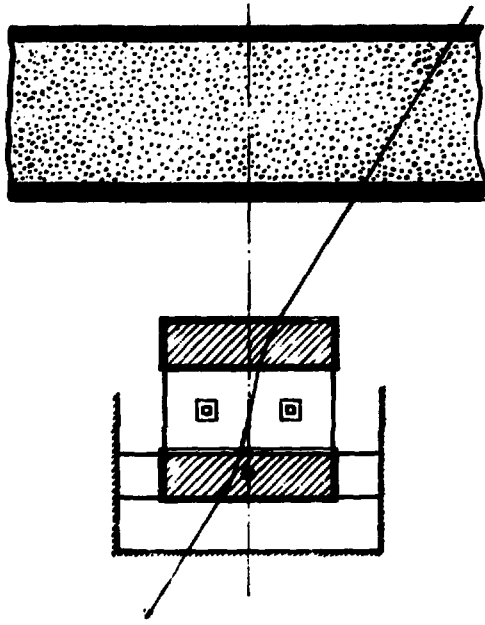


FIG. 1a

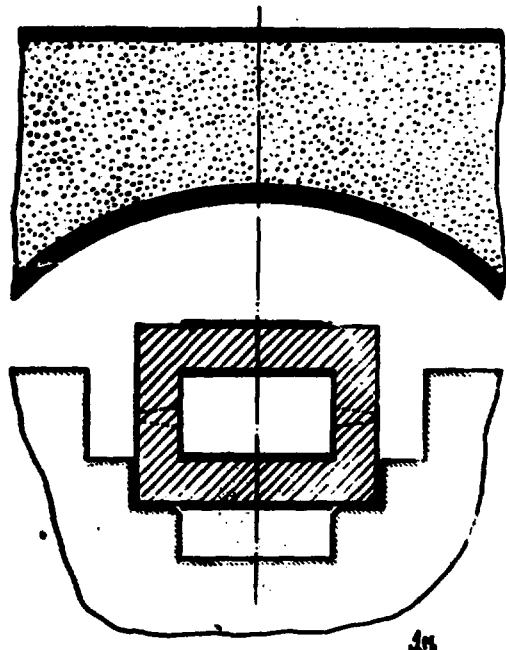


FIG. 1b

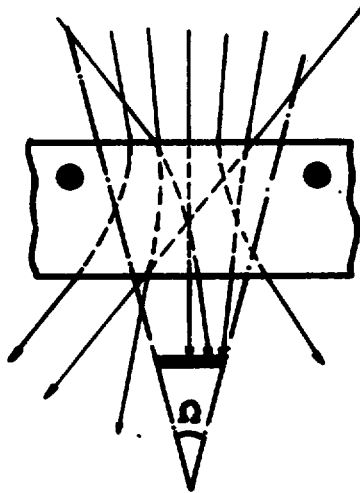


FIG. 2

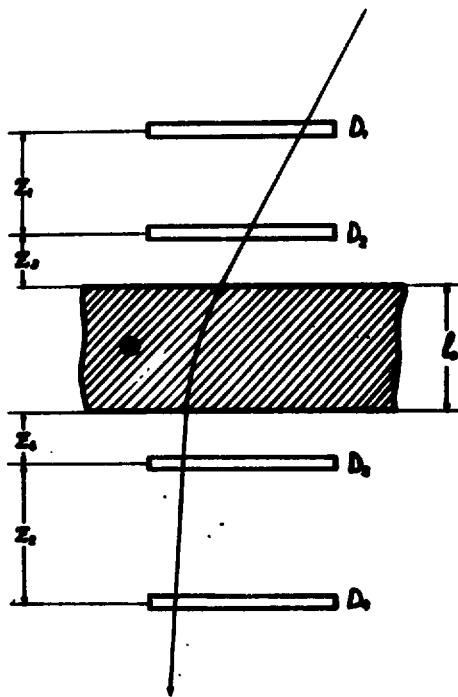


FIG. 3

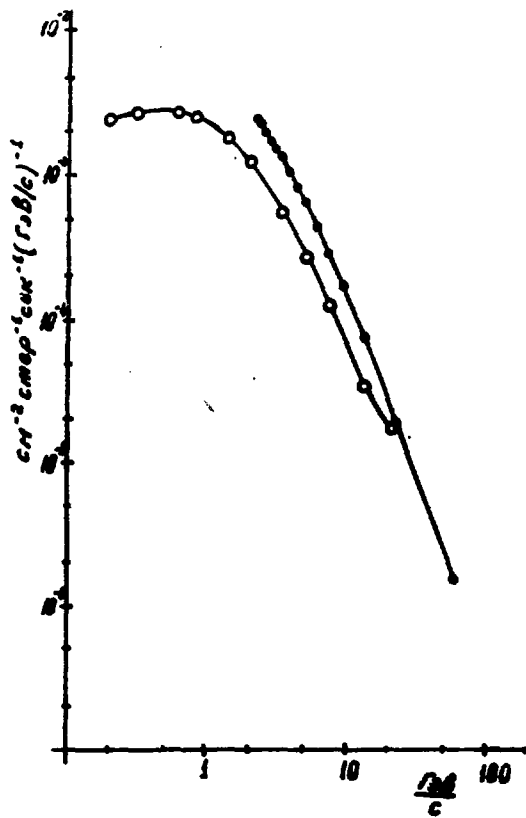


FIG. 4

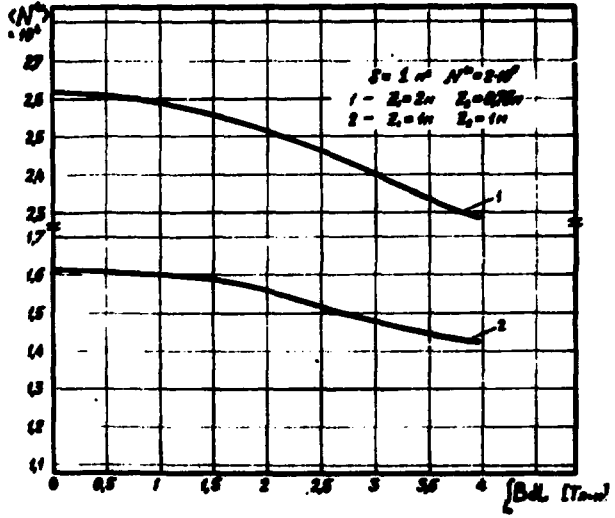


FIG. 54

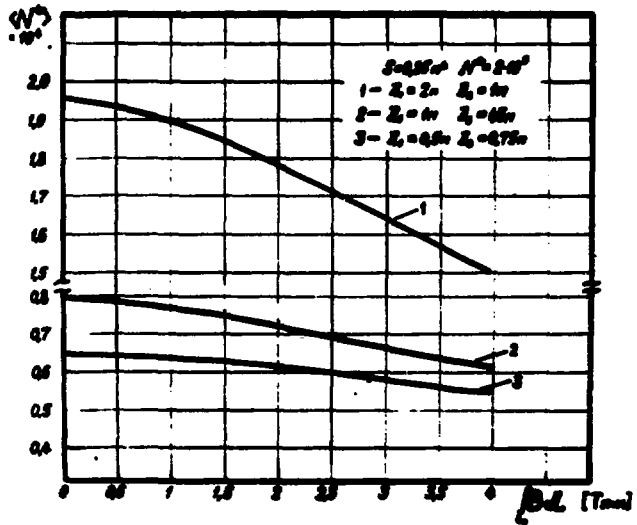


FIG. 55

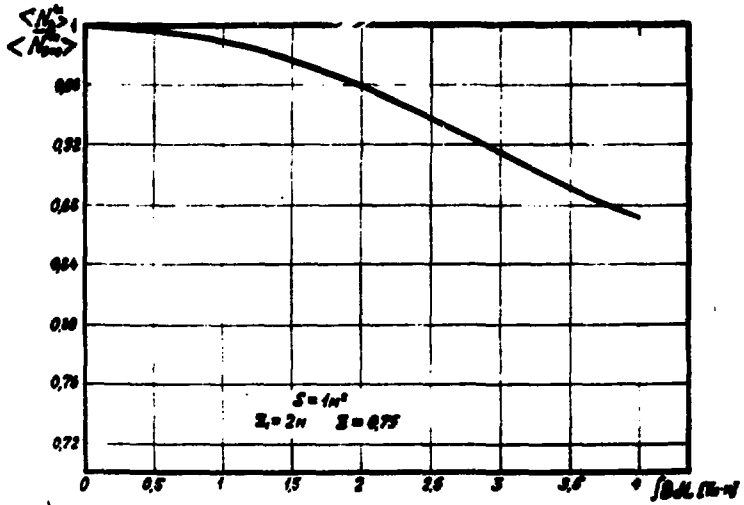


FIG. 6a

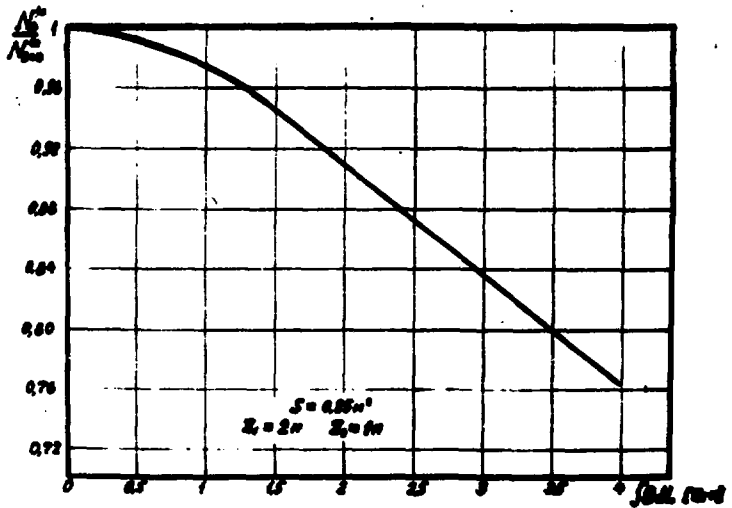


FIG. 6b

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

1. Магнит спектрометра АНИ в экспериментальном зале
2. Прохождение мюонов через магнитное поле
⊕ - направление магнитного поля
3. Телескоп детекторов заряженных частиц
4. Дифференциальные импульсные спектры мюонов
 - 1) 2960 м над уровнем моря (Аллкофер)
 - 2) 3200 м над уровнем моря (Кочарян)
5. Зависимость $\langle N^{4x} \rangle$ от $\int B d\ell$
6. Зависимость отношения $N_{\theta=0}^{4x} / N_{\theta=0}^{4x}$ от $\int B d\ell$

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Асатиани Т.Д.,Иванов В.А.,Мнацаканян Э.А. Магнит мюонного спектрометра АНИ. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента, 1981, вып.2(8), с.77-81.
2. Асатиани Т.Д.,Иванов В.А.,Мнацаканян Э.А. Магнитный спектрометр мюонов установки АНИ. Вопросы атомной науки и техники. Серия:Техника физического эксперимента, 1981,вып.2(8), с.82-86.
3. Асатиани Т.Д.,Иванов В.А.,Мнацаканян Э.А. и др. Имитационная модель магнитного спектрометра АНИМАГ. Вопросы атомной науки и техники. Серия : Техника физического эксперимента, 1983, вып.5(17), с.65-70.
4. Чечерников В.И. Магнитные измерения. Москва, изд-во МГУ , 1963.
5. Кифер И.И. Испытания ферромагнитных материалов. М-Л.: Госэнергоиздат, 1962.
6. Асатиани Т.Д.,Алчуджян С.В.,Бадалян Г.В. и др. Характеристика электромагнита Арагацкого спектрометра. Научное сообщение ЕФН-128(75),Ереван, 1975.
7. Электрические измерения./Под.ред.В.Н.Малиновского. М.: Энергоиздат, 1985.
8. Грановский В.А. Динамические измерения, Ленинград, Энергоатомиздат,1984.
9. Иданов Г.Б. Рабочее совещание по эксперименту АНИ. Успехи физических наук, т.146, вып.1. 1985, с.173-175.

10. Кочарян Н.М., Саакян Г.С., Айвазян М.Г. Энергетический спектр μ - мезонов на высоте 3200 м над уровнем моря. ДАН Арм.ССР, 1957, 24, с.49-67.
11. Allkofer C.A. et al. Z.Naturforsch 1964, vol.19a, N.11, p.1304-1309.
12. Ландау Л.Д. О потерях энергии быстрыми частицами на ионизацию. Собрание трудов, т.1, с.482-490.
13. Росси Б. Частицы больших энергий. М.: Гостехиздат, 1955
14. Дорман Л.И. Вармации галактических космических лучей. М.: Гостехиздат, 1975.

Рукопись поступила 8 февраля 1988 г.

Э.А.МНАЦАКАНЯН, С.В.ТЕР-АНТОНЯН, П.А.МАРТИРОСЯН
.ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕГРАЛА ПО ПОЛО
МАГНИТНЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ МЮОНОВ

Редактор Л.П.Мукаян
Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 16/У-88г. ВФ-03692 Формат 60x84/16
Офсетная печать. Уч.изд.л. 2.0 Тираж 299 экз. Ц. 30 к.
Зак.тип.№ 205. Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском финансовом институте
Ереван 36, Маршаряна 2

**The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Markaryan St., 2
Yerevan, 375036
Armenia, USSR**

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ