

Ф. Р. Арутюнян, М. И. Дайон и А. А. Тер-Саакян

Об определении массы заряженных частиц по рассеянию и остаточному пробегу в многопластинных камерах Вильсона

1. Введение

В работе [1] приводится метод определения массы заряженных частиц по рассеянию и остаточному пробегу, пригодный для практического использования в работах с многопластинными камерами Вильсона.

Настоящая работа посвящена экспериментальной проверке этого метода путем его применения к определению масс протонов и мезонов, идентифицированных заранее другим независимым методом.

Авторы работы [1] рассматривают величину $\eta = \varphi \cdot R^2$, где R — остаточный пробег частиц φ — проекция угла рассеяния на плоскость, проходящую через первоначальную траекторию, α — постоянная, определяемая соотношением

$$\frac{R}{mc^2} = A_z \left(\frac{p^2 c}{mc^2} \right)^{1/2}$$

имеющем место для всех элементов в широком интервале значений величин $\frac{p^2 c}{mc^2} \left(0,05 < \frac{p^2 c}{mc^2} < 2 \right)$. Здесь p — импульс и m — масса частицы; $\alpha = 0,55$ для всех элементов, а величина A_z является постоянной для данного рассеивателя ($A_{Pb} = 0,32 \text{ г/см}^2 \text{ Мэв}^{-1}$ $A_{Al} = 0,20 \text{ г/см}^2 \text{ Мэв}^{-1}$).

Оказывается, что функция распределения величин η практически не зависит от импульса частицы (или ее остаточного пробега). Среднее значение η — $\langle \eta \rangle$ и среднеквадратичное — $\langle \eta^2 \rangle^{1/2}$, вычисленные на основании полученной функции распределения величин η , зависят, практически, только от свойств рассеивающего вещества.

$$\langle \eta \rangle = K_1 \cdot t^{1/2} (A_z \cdot m_e c^2)^2 \cdot \left(\frac{m_e}{m} \right)^{1-\alpha} \quad (1)$$

$$\langle \eta^2 \rangle^{1/2} = K_2 \cdot t^{1/2} (A_z \cdot m_e c^2)^2 \cdot \left(\frac{m_e}{m} \right)^{1-\alpha} \quad (2)$$

где t — толщина рассеивателя в г/см^2 , m_e — масса электрона, а K_1 и K_2 определяются формулами:

$$K_1 = (8r_e^2 N Z^2 A^{-1} G)^{1/2} \left[1 + \frac{1}{2G} \left(0,9817 + \frac{1}{2x_0^2} - \frac{\pi^{1/2}}{x_0} \right) \right], \quad (3)$$

$$K_2 = \left[4\pi r_e^2 N Z A^{-1} \left\{ \ln \left(2 \frac{\varphi_0}{\varphi_m} \right) - 1 \right\} \right]^{1/2} = \\ = (4\pi r_e^2 N Z^2 A^{-1} G)^{1/2} \left[1 + \frac{1}{2G} \{ \ln(8x_0^2) - 1,0365 \} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где, в свою очередь,

r_e — классический радиус электрона,

N — число Авогадро,

Z и A — атомный номер и атомный вес вещества рассеивателя,

φ_m — угол, учитывающий экранирующий эффект атомных электронов [2],

φ_0 — максимальный угол однократного рассеяния обусловленный конечными размерами ядра [3].

По Ольберту [3], угол φ_0 определяется соотношением:

$$\varphi_0 = \varphi_m \cdot a \cdot R_n^{-1}, \quad (5)$$

где $a = 1,67 \times 10^4 r_e \cdot Z^{-1/2}$ — радиус атома, $R_n = 0,49 \cdot r_e A^{1/2}$ — радиус ядра. Параметр x_0 равен $x_0 = \varphi_0 (2GQ)^{-1/2}$, где $Q = 4\pi \frac{Nt}{A} \left(\frac{Ze^2}{p\beta c} \right)^2$.

Величина G определяется приближенной формулой:

$$G \simeq 5,66 + 1,24 \log_{10} \left[\frac{Z^{1/2} \cdot A^{-1} \cdot t}{1,133^2 + 3,76 \left(\frac{Z}{137} \right)^2} \right] \quad (6)$$

Анализ показывает, что K_1 и K_2 весьма слабо зависят от β в широком интервале изменения значений β , и в основном определяются свойствами рассеивающего вещества.

Если в формулах (3) и (4) пренебречь членами порядка $\frac{1}{2G}$, то получим значения K_1 и K_2 в „нормальном приближении“.

Заметим, что метод определения массы одиночной частицы по рассеянию и остаточному пробегу широко применяется в фотоэмульсиях. Однако в этом случае имеется возможность разбить траекторию на много участков, и получив большое число значений углов рассеяния, обеспечить достаточно хорошую статистическую точность в определении массы.

В многопластинных камерах Вильсона число пластин (и следовательно число углов рассеяния для одиночной траектории) обычно не превышает 10—15 и, следовательно, статистическая точность в измерении массы отдельной частицы невелика. Однако, иногда имеется возможность сгруппировать частицы по какому-либо признаку (например, по типу распада, как это было сделано для S -частиц в работе [4]), и определить среднее значение их массы с большей статистической точностью.

II. Экспериментальная часть

Для проверки формул (1) и (2) мы использовали текущие экспериментальные данные, полученные на магнитном спектрометре Алиханяна—Алиханова, сочлененном с большой многопластинной камерой Вильсона (лаборатория космических лучей на горе Арагац, высота 3250 м над уровнем моря). Подробное описание прибора приведено в работе [5].

В зазоре электромагнита помещается годоскопическая система счетчиков Гейгера—Мюллера малого диаметра, позволяющая с хорошей точностью измерить кривизну траектории частицы в магнитном поле и тем самым определить ее импульс.

Под зазором магнита расположена камера Вильсона прямоугольной формы объемом $620 \times 280 \times 180$ мм³, управляемая годоскопической системой.

В данной серии измерений камера управлялась таким образом, что система регистрировала частицы остановившиеся в пластинах камеры Вильсона. Внутри камеры было расположено семь медных пластин: две пластины толщиной 0,5 см и пять пластин толщиной 0,2 см каждая.

В тех случаях, когда при остановке частицы в пластинах наблюдался градиент ионизации вдоль следа, то-есть торможение частицы было обусловлено ионизационными потерями энергии,—по пробегу и импульсу, измеренному в телескопе, могла быть определена ее масса.

Было отобрано 145 протонов, 153 μ -мезонов и 114 π -мезонов остановившихся в пластинах в освещенном объеме камеры.

До момента остановки в пластине эти частицы испытали рассеяние во всех вышележащих пластинах.

Измеряя по фотографии проекции углов рассеяния и соответствующие остаточные пробеги мы, независимо, определили их массу по описываемому методу, подставляя в левую часть формул (1) и (2) соответственно экспериментальные значения $\langle \eta \rangle_{\text{эксп}}$ и $\langle \eta^2 \rangle_{\text{эксп}}^{1/2}$.

Углы рассеяния в пластинах измерялись по фотографиям независимо двумя наблюдателями при помощи угломера и бралось среднее значение из большого числа измерений.

Среднеквадратичная ошибка в измерении угла составляет 0,6°.

Отметим, что учитывались только углы рассеяния, соответствующие остаточным пробегам, равным двум или большему числу пластин, то-есть если пластине, в которой остановились частица, приписать номер $K=0$ и нумеровать пластины по порядку от этой пластины вверх, то учитывались углы рассеяния в пластинах с номерами $K \geq 2$. Углы рассеяния в пластинах $K=1$ не учитывались, так как при этом большая неопределенность в пробеге значительно снижает точность определения массы частицы [1].

Остаточные пробеги частицы вычислялись с учетом углов входа траектории в каждую пластину.

III Экспериментальные результаты и их обсуждение

Вычисление масс мезонов и протонов по формулам (1) и (2) производилось отдельно для случаев рассеяния частиц в пластинах толщиной 0,5 см и случаев рассеяния в пластинах толщиной 0,2 см. При этом K_2 вычислялось по формулам (4) и (5), а K_1 — на основании приближенной формулы (3):

$$K_1 \approx (8r_e^2 N Z^2 A^{-1} G)^{1/2} \left(1 + \frac{0,4}{2G} \right).$$

Полученные значения масс протонов и мезонов сведены в таблицу 1.

Ошибки в определении массы, приведенные в таблице 1, являются статистическими ошибками, вычисленными на основании соответствующих формул работы [1].

$$\frac{(\Delta m)^+}{m} = \frac{1}{1-\alpha} \left[1 + \left(\frac{2}{n} \right)^{1/2} + \frac{2}{3n} + \frac{3}{4} \left(\frac{2}{n} \right)^{3/2} + \dots \right]^{1/2} - 1 \quad (7a)$$

$$\frac{(\Delta m)^-}{m} = \frac{1}{1-\alpha} \left[1 - \left(\frac{2}{n} \right)^{1/2} + \frac{2}{3n} - \frac{3}{4} \left(\frac{2}{n} \right)^{3/2} + \dots \right]^{1/2} - 1. \quad (7b)$$

где n — число значений величин η .

При вычислении масс на основании экспериментальных данных следует учесть следующие факторы:

1. Измеряемая на фотографии проекция угла рассеяния не равна проекции угла рассеяния на плоскость, проходящую через первоначальную траекторию. Реально, в каждом случае рассеяния частицы в пластине, плоскость фотографирования находится под различным углом к отрезку траектории до рассеяния; следовательно, в разных случаях условия проектирования траекторий на плоскость фотографирования различны.

Поэтому следует иметь ввиду, что только в некоторых условиях опыта, например, когда невелик угол между осью фотообъектива и направлением от объектива на объект съемки, и траектория до рассеяния идет под небольшим углом к плоскости фотографирования — для приближенного расчета массы можно непосредственно использовать углы, полученные на фотографии.

В нашем случае фотоаппарат расположен относительно близко к камере (на расстоянии 65 см от переднего стекла камеры) и для мезонных траекторий, которые из-за большой кривизны в магнитном поле попадают в боковые части камеры, и кроме того, рассеиваются в пластинах на сравнительно большие углы — имеет место указанное выше несоответствие углов.

* В формуле (3) поправочный член при $\frac{1}{2G}$ зависит от β . Для наших фильтров среднее значение этого поправочного члена для протонов и мезонов равно 0,4.

Значения масс мезонов, приведенные в таблице 1, исправлены на вышеуказанный эффект.

Масса μ -мезонов, вычисленная для рассеивателя толщиной 0,2 см занижена, что является следствием того, что экспериментальное распределение углов рассеяния на больших углах идет выше, чем соответствующая теоретическая кривая кулоновского рассеяния.

2. Протоны, регистрируемые нашей установкой, из-за малой кривизны траекторий в магнитном поле, попадают, в основном, в центральную часть камеры и идут под небольшим углом к плоскости фотографирования. Поэтому, при расчете массы, с достаточно хорошим

Таблица 1

Тип частиц	Метод	Используемая теория ²	0,5 см Си		0,2 см Си	
			число случаев рассеяния	масса в m_e	число случаев рассеяния	масса в m_e
Протоны	$\langle \gamma_1^2 \rangle^{1/2}$	1	290	1500 ± 140	290	1710 ± 158
		2	290	1400 ± 131	290	1510 ± 140
	$\langle \eta \rangle$	1	290	1745	290	1920
		2	290	1680	290	1800
μ -мезоны	$\langle \gamma_1^2 \rangle^{1/2}$	1	348	156 ± 14	344	202 ± 18
		2	348	146 ± 13	344	179 ± 16
	$\langle \eta \rangle$	1	348	158	344	205
		2	348	152	344	193
π -мезоны	$\langle \gamma_1^2 \rangle^{1/2}$	1	257	264 ± 26	271	269 ± 26
		2	257	246 ± 24	271	238 ± 23
	$\langle \eta \rangle$	1	257	317	271	288
		2	257	305	271	271

1—по теории Ольберта для конечных размеров ядра.

2—в „нормальном“ приближении.

приближением могут быть непосредственно использованы углы измеренные на фотографии. Полученное в этом случае заниженное значение массы обусловлено наличием аномально больших углов рассеяния, возникающих при ядерном взаимодействии протонов с веществом пластин. Как видно из (1) и (2), даже небольшое число аномально больших углов рассеяния может привести к значительному уменьшению вычисленной массы.

Значение массы протонов, полученное при исключении из рассмотрения значений $\eta > 3 \langle \eta^2 \rangle_{\text{эксп}}$ для толщины рассеивателя 0,5 см равно $(1875 \pm 175) m_e$, вместо $(1500 \pm 140) m_e$, которое получается по всем данным.

Подобный же эффект имеет место и для π -мезонов. Однако, значение масс π -мезонов по всем данным равно $(264 \pm 26) m_e$ и при

исключении из рассмотрения значений $\eta > 3 \langle \eta^2 \rangle^{1/2}_{\text{всех}}$ — $(287 \pm 29) m_e$ в пределах статистических ошибок одинаково хорошо согласуются с истинной π -мезонной массой.

Работы по рассеянию частиц, выполненные в последнее время, показывают, что рассеяние частиц лучше описывается функцией распределения Мольер [2] для точечного ядра, чем функцией распределения для протяженного ядра. Если в основу вычисления $\langle \eta \rangle$ и $\langle \eta^2 \rangle^{1/2}$ положить функцию распределения рассеяния для точечного ядра, то коэффициенты K_1 и K_2 (формул (1) и (2)) увеличатся, в соответствии с чем увеличатся и значения масс.

Подробная работа по этому поводу будет публиковаться.

Авторы выражают благодарность Алиханяну А. И. и Тер-Микаеляну М. Л. за интерес к работе и участие в обсуждении полученных результатов.

Физический институт
АН Армянской ССР

Поступило 29.X.1957

Յ. Ռ. Լարուքյան, Մ. Ի. Դայոն, Ա. Ա. Տեր-Սահակյան

ԼԻՅԲԱՎՈՐՄԱՆ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՄԱԱՍՍՅԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԸՍՏ ՆՐԱՆՑ ՑՐՄԱՆ ՈՒ ՄՆԱՑՈՐԴԱՅԻՆ ՎԱՋՔԻ՝ ՎԷԼՈՒՆԻ ԲԱԶՄԱԹԻԹԵՂԱՅԻՆ ԿԱՄԵՐԱՅՈՒՄ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Ներկա աշխատությունը նվազագույն է $|1|$ -ում առաջարկված լիցքավորված մասնիկների մասսայի որոշման մեթոդի (ըստ նրանց ցրման ու մնացորդային վազքի՝ V_L -ընդհանուր բազմաթիվ թվերով կամ կրճատման) էքսպերիմենտալ ստուգումը:

Պրոտոնների և մեզոնների համար, որոնք նախապես բացահայտվել են Խրիշ, անկախ մեթոդով, մասսաները որոշվել են ըստ ցրման և մնացորդային վազքի 0,5 և 0,2 սմ հաստությամբ ունեցող արույրի թիթեղներում:

Էքսպերիմենտալ ավելիները համեմատվել են վերջավոր չափեր ունեցող միջուկի համար Օլերիայի ցրման տեսության հետ [3]:

Պրոտոնների մասսայի մեծությունն ստացվել է պակտորով, որը պարամետրիզացված է այն անոմալ մեծ ցրման անկյունների առկայությամբ, որոնք առաջանում են թիթեղների նյութի հետ պրոտոնների՝ միջուկային փոխադրվածություններից:

Եթե հաշվի չառնենք բոլոր $\eta > 3 \langle \eta^2 \rangle^{1/2}$ էքսպ. արժեքները, որտեղ $\eta = \varphi \cdot R^2$, φ — ցրման անկյունն է, R — մնացորդային վազքը $q/\alpha m^2$ -ով, $\alpha = 0,55$ հաստատուն է բոլոր էլեմենտների համար, ապա պրոտոնի էքսպերիմենտալ մասսայի մեծությունը լավ համընկնում է պրոտոնի ճշգրիտ մասսայի հետ:

π մեզոնի մասսայի մեծությունը, ինչպես բոլոր զրանցված անկյունների լրիվ դիտարկման դեպքում, այնպես էլ $\eta > 3 \langle \eta^2 \rangle^{1/2}$ էքսպ. արժեքների բացառման դեպքում, ստատիստիկ սխալների սահմաններում, միատեսակ լավ համընկնում է π մեզոնի մասսայի ճշգրիտ մեծության հետ:

ը մեզոնների մասնակի մեծությունը, հաշված $0,5$ սմ հաստության թիթեղի դեպքում, ստացվում է պահտորդով, որը հետևանք է այն բանի, որ ցրման անկյունների էքսպերիմենտալ բաշխումը մեծ անկյունների դեպքում գնում է վերջավոր չափեր անկյուն միջուկի համար կոլոնյան ցրման տեսական կորից բարձր (պատճառն առավել պարզ չէ):

ЛИТЕРАТУРА

1. Annis, M. Bridge, H. S. and Olbert, S. Phys. rev. 89, 1216 (1953).
2. Moliere, G. Z. Naturforsch. 3A, 78 (1948).
3. Olbert, S. Phys. rev. 87, 319 (1952).
4. Bridge, H. S. Peyrou, C. Rossi, B. and R. Safford. phys. rev. 90, 921 (1953).
5. Дайон М. И., Федоров В. М., Мерзон Г. И., Шостакович Н. В., ПТЭ, 1, 1957.