

Н. М. Кочарян, С. Д. Кайтмазов

Расчет светосилы магнитного масспектрометра

При изучении космического излучения магнитным масспектрометром одной из главных экспериментальных задач является получение спектра интенсивности космического излучения в функции от параметров частицы (массы, импульса, зенитного угла и др.). Физический интерес, разумеется, представляет истинная интенсивность в месте измерения. Спектр, полученный непосредственно, не совпадает с истинной интенсивностью, так как прибор регистрирует частицы с неодинаковой вероятностью, являющейся функцией параметров частицы. Вид этой функции определяется как физическими факторами, так и геометрией прибора. Светосилой называется часть функции, зависящая от геометрии прибора. Понятие светосилы, а также методы ее расчета были введены уже во время первых измерений магнитным масспектрометром Алиханова—Алиханяна [1]; этот вопрос был рассмотрен Харитоновым. В частности, им был рассмотрен метод определения светосилы прибора путем прямого подсчета числа комбинаций счетчиков, соответствующих частицам с данным значением импульса.

В 1951 году авторами проводились измерения углового распределения интенсивности космического излучения. Для регистрации частиц, идущих под большими зенитными углами, на масспектрометре были установлены широкие и короткие полюса.

Для вычисления светосилы такого масспектрометра, мы не могли воспользоваться указанным выше методом, так как последний дает достаточно точные результаты только для небольших углов телескопа. Кроме того, этот метод при большом числе счетчиков в ряду (доходившим у нас до 100) становится слишком громоздким и практически неприменимым.

Нами был усовершенствован и применен аналитический метод расчета светосилы, как функции ρ и θ , где ρ —радиус кривизны проекции траектории частицы на плоскость, перпендикулярную магнитному полю, а θ —зенитный угол траектории частицы, измеренный в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Этот метод может быть применен при любых углах телескопа. Кроме того, он учитывает наличие щельности между счетчиками и изменение эффективного угла телескопа в плоскости параллельной магнитному полю.

Пусть параллелепипед со сторонами a , b , l (фиг. 1) представляет рабочую часть зазора масспектрометра (b —расстояние между полюсами). Частица может быть зарегистрирована, если только ее траектория уложится в параллелепипед зазора. Разберем плоскую задачу в плоскости XOZ . Траекторию будем характеризовать зенитным уг-

лом θ и радиусом ρ . Обозначим через h расстояние между проекциями на ось X точек, имеющих в области зазора крайние абсциссы. Это будет расстояние $|X_3 - X_0|$ для траектории (а), $|X_1 - X_0|$ — для (б) и $|X_3 - X_1|$ — для (с) (фиг. 2).

Величина h для этих случаев соответственно равна:

$$h_a = |X_3 - X_0| = \rho(1 - \cos\varphi)$$

$$\text{при } \sin\theta < \frac{l}{2\rho},$$

$$h_b = |X_1 - X_0| = \rho(1 - \cos\theta)$$

$$\text{при } \frac{l}{2\rho} \leq \sin\theta < \frac{l}{\rho}, \quad (1)$$

$$h_c = |X_3 - X_1| = \rho|\cos\varphi - \cos\theta|$$

$$\text{при } \sin\theta > \frac{l}{\rho},$$

где φ — угол выхода траектории частицы из магнитного поля, измеренный в плоскости XOZ . Углы φ и θ связаны соотношением $\sin\theta - \sin\varphi = \frac{l}{\rho}$ (в случае (а) и (б) —

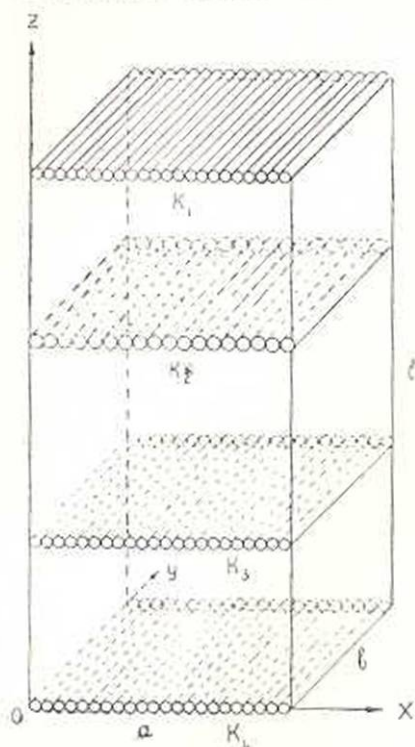
угол φ отрицательный)

Из фиг. 3 видно, что регистрируются только траектории, попавшие на участок АВ верхней границы зазора, причем $AB = a - h$. Дифференциальную интенсивность принято относить к единице площади, перпендикулярной траектории (а не к горизонтальной площадке); поэтому, при вычислении эффективной площади телескопа в плоскости XOZ надо брать длину отрезка $A'B = (a - h) \cos\theta$.

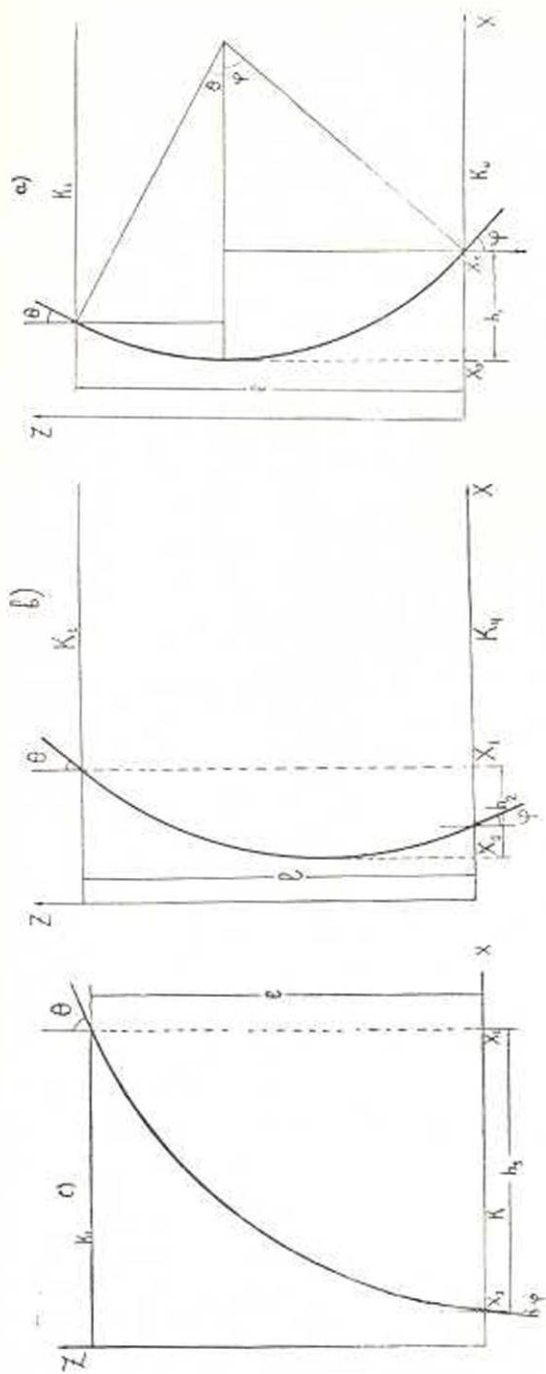
Поскольку светосила пропорциональна эффективной площади телескопа, а последняя в плоскости XOZ измеряется величиной $A'B$, то очевидно, что величина $(a - h) \cos\theta$ войдет множителем в выражение светосилы. Отметим, что величина $a - h$ меняется значительно сильнее остальных переменных членов, входящих в выражение светосилы и в основном определяет последнюю. Разумеется светосила равна 0 при $a - h \leq 0$.

Для полного решения задачи необходимо учесть геометрические параметры в плоскости YOZ .

Разберем плоскую задачу в плоскости YOZ (т. е. рассмотрим траекторию с параметрами $\rho = \infty$, $\theta = 0$). Для траектории, прошедшей через точку С с координатой y_1 (фиг. 4), возможными углами будут углы, лежащие внутри углов α_1 и α_2 , равных соответственно $\arctg \frac{b - y_1}{l}$ и



Фиг. 1.



Фиг. 2.

$\arctg \frac{y_1}{l}$, а вся светосила будет пропорциональна величине

$$\int_0^b dy \int_{a_1}^{a_2} \cos \alpha dz,$$

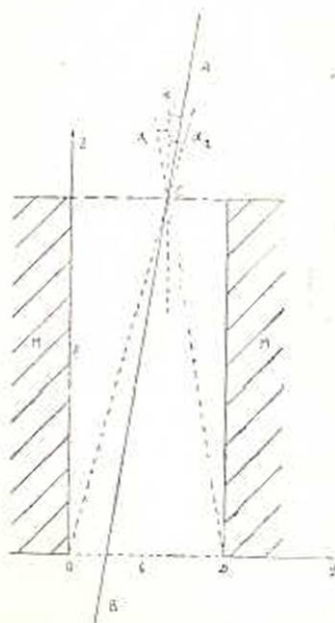
где $\cos \alpha$ под интегралом введен для того, чтобы иметь поток частиц через единичную площадку, перпендикулярную направлению движения частиц.

Интегрируя (2) получим

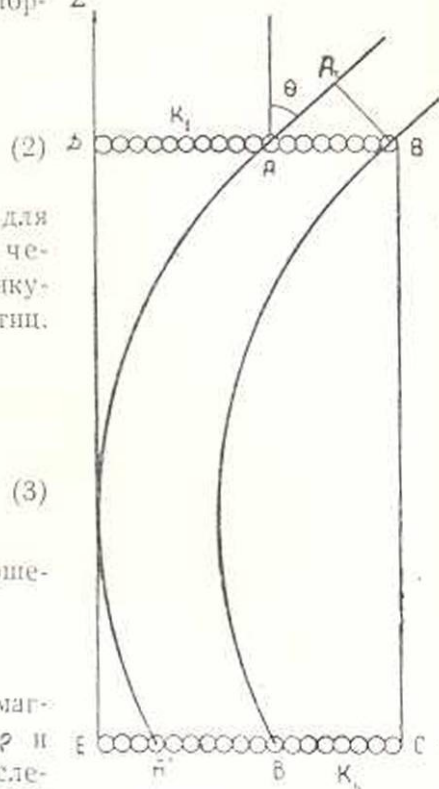
$$2l \left(\sqrt{1 + \left(\frac{b}{l} \right)^2} - 1 \right) \approx \frac{b^2}{l} \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{b}{l} \right)^2 \right] \quad (3)$$

(пренебрегая членом $\left(\frac{b}{l} \right)^4$ по отношению к 1).

Так как траектория частицы в магнитном поле при любых значениях ρ и b имеет форму винтовой линии, и, следовательно, вид прямой на развертке



Фиг. 4.



Фиг. 3.

цилиндра, то вид формулы (3) сохранится и в общем случае. Только вместо l надо подставить длину проекции траектории на плоскость XOZ , которая равна $|\rho(b-\varphi)|$. При $\rho = \infty$ величина проекции равна $\frac{l}{\cos \theta}$. В зависимости от соотношений

величин a , b и l допустимы упрощения. Например, при соотношениях $l = 2a = 3b$, пользуясь формулой*

$$\frac{b^2}{\rho(b-\varphi)} \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{b}{l} \right)^2 \right]. \quad (4)$$

мы допускаем максимальную относительную ошибку равную 1%.

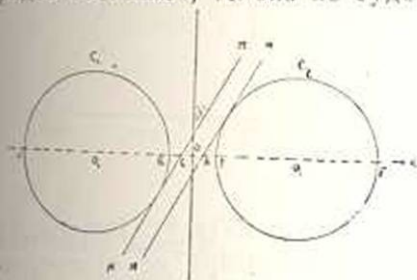
Как видно из формулы (4), сколько угодно малая величина $\frac{b}{l}$ не может

служить основанием тому, чтобы решать

* Вместо точного выражения $2\rho(b-\varphi) \left(\sqrt{1 + \left(\frac{b}{\rho(b-\varphi)} \right)^2} - 1 \right)$.

светосилу, как плоскую задачу в плоскости XOZ . Светосила зависит от относительного изменения угла телескопа в плоскости YOZ , которое не уменьшается при уменьшении самого угла. Наоборот, относительное изменение угла тем меньше, чем меньше $\frac{a}{l}$, так как в этом случае $\rho(\theta - \varphi)$ меньше отличается от l , ($l = \rho(\sin\theta - \sin\varphi)$).

В обычно применяемых телескопах в рядах между счетчиками имеется щель, и поэтому, если частица попадает в щель одного из рядов счетчиков, то она не будет зарегистрирована.



Фиг. 5.

Пусть d —диаметр счетчиков и D —расстояние между центрами счетчиков (фиг. 5). Назовем отношение $\frac{d}{D} = r$ коэффициентом щельности; далее, обозначим через γ угол между проекцией траектории частицы на плоскость XOZ и вертикалью. Для вероятности регистрации в ряду имеем

отношение $\frac{d}{D} = r$ коэффициентом щельности; далее, обозначим через γ угол между проекцией траектории частицы на плоскость XOZ и вертикалью. Для вероятности регистрации в ряду имеем

$$w = \frac{d}{D \cos \gamma} = \frac{r}{\cos \gamma}. \text{ При } \cos \gamma \leq r \text{ вероятность регистрации } w = 1.$$

Обычно в масспектрометре имеется несколько рядов счетчиков в зоре. Угол γ для верхнего и нижнего ряда соответствует углу θ и φ . Угол пересечения ряда, находящегося на расстоянии z от первого ряда, определяется равенством $\sin \gamma = \sin \theta - \frac{z}{\rho}$.

В многих случаях угол γ для центральных рядов может принимать только малые значения и $\cos \gamma$ для них можно считать равным 1.

Таким образом, полное выражение светосилы, при упрощениях, о которых говорилось выше, будет иметь вид для случая (с)

$$S(\rho, \theta) = [a - \rho |\cos \theta - \cos \varphi|] \frac{b^2}{\rho(\theta - \varphi)} \left(1 - \frac{b^2}{4 l^2} \right) \frac{r_1 r_2 r_3 r_4}{\cos \theta \cos \varphi} \cos \theta \text{ рад. см}^2. \quad (5)$$

Для случаев (а) и (б) в формуле (5) величина $|\cos \theta - \cos \varphi|$ заменяется соответственно величинами $1 - \cos \varphi$ и $1 - \cos \theta$.

Как было сказано, функция S нам нужна для получения спектра интенсивности по экспериментальному спектру, который пропорционален интенсивности и светосиле.

Обычно надо получать спектр или как функцию угла θ (для некоторой области импульсов), или как функцию только импульса (проинтегрированную по углам). В первом случае ищется величина

$$\frac{\frac{\Delta N}{\Delta \theta}}{S(\rho, \theta)} = \frac{\frac{\Delta N}{\Delta \sin \theta}}{\frac{S(\rho, \theta)}{\cos \theta}} = \frac{\frac{\Delta N}{\Delta \sin \theta}}{S'(\rho, \theta)}, \quad (6)$$

где через S' обозначено $\frac{S}{\cos \theta}$. Заметим, что при составлении экспериментального спектра $\frac{\Delta N}{\Delta \sin \theta}$ получается автоматически.

Во втором случае ищется величина

$$\frac{\frac{\Delta N}{\Delta \rho}}{\int S(\rho, \theta) d\theta} = \frac{\frac{\Delta N}{\Delta \rho}}{\int S'(\rho, \theta) d\sin \theta}.$$

Как видно в обоих случаях нам нужна величина $S'(\rho, \theta)$. Вычисление функции S' много проще, чем функции S благодаря ее симметричности относительно углов θ и φ . Объем вычислительных работ значительно уменьшается рациональным выбором системы значений ρ и θ . Из соотношения

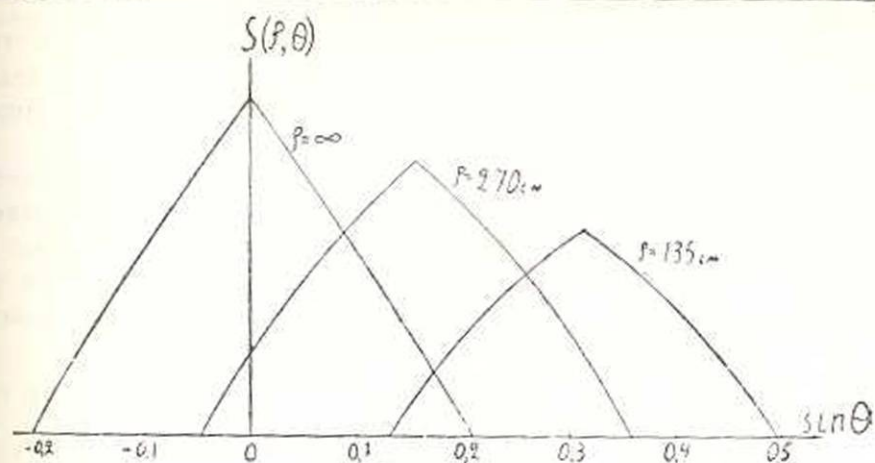
$$\sin \theta - \sin \varphi = \frac{l}{\rho} - k l \quad (k - \text{кривизна})$$

следует, что каждой комбинации значений ρ и θ будет соответствовать некоторое значение угла φ . Но можно так выбрать значения θ и ρ , чтобы угол φ всегда был бы равен одному из возможных значений угла θ . Для этого значения радиуса надо выбрать через равные интервалы кривизны $k_n = nk_0$, а значения угла θ взять равными $\arcsin mk_0 l$; тогда $\sin \varphi = (m - n) k_0 l$, т. е., как и $\sin \theta$, будет всегда кратным величине $k_0 l$.

Удобно вычислять светосилу в виде семейства кривых для разных значений кривизны, как функцию угла θ . Если построена равномерная шкала для $\sin \theta$, то кривые для S' получаются симметричными относительно своего максимума, соответствующего значению $\sin \theta = \frac{1}{2} k l = \frac{1}{2} nk_0 l$ (фиг. 6). Поэтому вычисление производится только для значений $m \geq \frac{n}{2}$.

Для получения светосилы, как функции кривизны, надо проинтегрировать (удобно графически или численно) кривые фигуры 6, так как при равномерной шкале синуса площадь их равна $\int S'(\rho, \theta) d\sin \theta$.

При пользовании интегральной кривой светосилы надо иметь в виду, что пересчет экспериментального спектра на геометрическую светосилу дает правильный результат лишь в том случае, если само



Фиг. 6.

излучение изотропно. На самом же деле интенсивность заметно падает с увеличением зенитного угла. Из семейства кривых на фиг. 6 видно, что траектории малых радиусов регистрируются в среднем под большими зенитными углами, поэтому фактически получается заниженное значение интенсивности частиц малых импульсов.

Для получения точного результата надо экспериментальный спектр импульсов делить не на $\int S(\rho, \theta) d\theta$ (геометрическая светосила), а на функцию

$$\int S(\rho, \theta) J(\theta) d\theta,$$

где $J(\theta)$ — функция углового распределения интенсивности.

Например, для масспектрометра с полюсами размером 20×80 см, принимая $J(\theta) = J_0 \cos^2 \theta$, вычисленная интенсивность малых импульсов меняется примерно на 10%.

Для правильного расчета светосилы очень важно наиболее точно определить величину a . Это видно из того, что член $(a-h)$ доходит до нулевых значений. Однако ввиду того, что граница магнитного поля более или менее размыта, а длина ряда счетчиков обычно не совпадает с длиной поля, выбор величины a осложняется. Наиболее правильно (с нашей точки зрения) определять величину a так: если имеется несколько рядов счетчиков в зазоре, то a следует считать равной расстоянию между краями крайних счетчиков. Если внутри зазора нет рядов счетчиков и ряды счетчиков настолько короче полюса магнита, что для значительной области радиусов траектория не может касаться границы поля, величине a надо дать значение длины ряда счетчиков, но величину h при всех углах считать равной $\rho(\cos \theta - \cos \varphi)$.

Наконец, если геометрия такая, что траектории ограничиваются границей поля, то эту границу можно определить статистически, пу-

тем анализа достаточного числа траекторий, приближающихся к границе поля. В последнем случае величина a имеет значение длины ряда счетчиков или ширины поля, в зависимости от того—траектории данных параметров ограничиваются счетчиками или полем.

В заключение отметим, что учет изменения угла в плоскости YOZ и учет щельности существенно изменяя форму кривых светосилы, как функции от φ и θ , оказывает значительно меньшее влияние на форму кривой относительной светосилы, проинтегрированной по углам. Этот факт следует учитывать при выборе той или иной степени упрощения формул.

Физический институт
АН Армянской ССР

Поступило 27 VII 1953

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Алиханян А. И., Алиханов А. И., Вайсенберг А. О. ДАН Армянской ССР, 5, 129, 1946.

Ն. Մ. Կոչարյան, Ս. Դ. Կայտմազով

ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄԱՍՍՊԵԿՏՐՈՍԵՏՐԻ ԼՈՒՍԱՌԻԺԻ ՀԱՇՎՈՒՄԸ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Կոսմիկական ճառագայթների բաղադրության մեջ մտնող մասնիկների բաղադրակ ինտենսիվության և անկյունային բաշխման ուսումնասիրությունը մագնիսական մասսպեկտրոմետրի միջոցով հնարավոր է կատարել՝ զիտենալով սպեկտրոմետրի երկրաչափական պարամետրերից կախում ունեցող այդ մասնիկների զրանցման հալմանականությունը (լուստուս), որպես նրանց կորուստի շտապի և անկման անկյան ֆունկցիա:

Հաշվածում շարադրված է մագնիսական մասսպեկտրոմետրի լուստուսի հաշվման անալիտիկ մեթոդը: Տրված է մի քնդհանուր արտահայտություն մասնիկների զրանցման հալմանականությունը որոշելու համար: Բերված են նաև պարզեցված արտահայտություններ, որոնք հարմար են օգտագործման համար և մեծ ճշտությամբ կարող են կիրառվել ներկայումս գոյություն ունեցող մագնիսական մասսպեկտրոմետրերի լուստուսը հաշվելու համար: