ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Г. И. Копылов

Р - 258

КИНЕМАТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Научные доклады высшей школы. Физ.-мат. науки, 1958, N 1, с 150-157

Дубна, 1958 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Г. И. Копылов

Р - 258

КИНЕМАТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Дубна, 1958 г.

А Н Н О Т А Ц И Я

Выясняется возможность воспроизвести распределение частиц в системе центра масс по энергиям или углам, измеряя лишь угловое распределение в лабораторной системе отсчёта. Обнаружены два частных случая, когда, с привлечением дополнительных условий, задача имеет решение.

При множественном рождении частиц высокой энергии построению их энергетического спектра мешают трудности в измерении энергии. В связи с этим М.И. Подгорецким была поставлена задача исследовать возможность восстановления энергетического спектра вторичных частиц в системе центра масс (с.ц.м.) по их угловому распределению в лабораторной системе отсчёта (л.с.). Обычно пользуются величиной среднего угла вылета для оценки средней энергии частиц , но представляет интерес найти условия или частные случаи, когда удаётся восстановить спектр энергий или его часть.

В настоящей работе предпринята попытка разыскать такие частные случаи, однако задача ещё далека от разрешения.

§ 1. Выпишем уравнение, связывающее плотность $\frac{dW(\mu)}{d\mu}$ углового распределения в л.с. с плотностью $\mathcal{N}(\mu^*, e^*)$ углового и энергетического распределения в с.ц.м.[1] Будем обозначать:

μ -косинус угла вылета частицы;

e, β, m - соответственно её энергия, скорость и масса;

v, γ -соответственно скорость и релятивистский фактор с.ц.м. относительно л.с.

Звёздочка отличает величины в с.ц.м. от величин в л.с. Масса всех вторичных частиц предполагается одинаковой.

Напомним, что при переходе от л.с. к с.ц.м. μ преобразуется по формуле :

$$\mu^*_{\pm} = \frac{-v\gamma(1-\mu^2) \pm \mu R}{\gamma\beta^*(1-\mu^2 v^2)}, \qquad (1)$$

где

$$R^2 = (1-\mu^2 v^2)\beta^{*2} - v^2(1-\mu^2) \qquad (2)$$

Если $\beta^* > v$, то $\mu^* = \mu^*_+$; если $\beta^* < v$, то зависимость μ^* от μ двузначная : $\mu^* = \mu^*_{\pm}$.

Известно [2], что окружности $p^* = Const$. в с.ц.м. при переходе к л.с. смещаются на $e^* v\gamma$ и растягиваются вдоль оси смещения в γ раз. Рассмотрим семейство таких окружностей от $p^* = 0$ до $p^* = \infty$. Сожмем каждую из них в p^* раз, тогда все они приобретут радиус единицу, а в л.с. будут изображаться одним и тем же эллипсом с полуосями γ и I, сдвинутым относительно окружности на $v\gamma/\beta^*$. Если все эллипсы между собою совместить, то (черт. 1) центры окружностей, характеризуемых значениями β^* между 0 и I, расположатся на отрезке $(-\infty, A)$ оси β^* чертежа.

Если луч, проведенный из точки $O(\beta^*)$ отрезка $(-\infty, A)$ под углом $\arccos\mu$ к оси β^* , пересекает эллипс, то это означает, что частицы со скоростью β^* могут попасть в интервал $d\mu$. Графическое построение, дающее в этом случае μ^* по μ, показано на чертеже. Легко видеть, что при $\mu > 0$ совокупность β^*, способных дать вклад в число частиц в $d\mu$, изображается отрезком BA (верхняя часть чертежа), причём на отрезке BC каждому μ соответствуют два значения $\mu^* = \mu^*_\pm$, а на отрезке CA — лишь одно — μ^*_+. Поэтому, введя ещё якобиан J перехода от μ к μ^*, можно написать

$$\frac{dw(\mu)}{d\mu} = \int\limits_B^1 N\left(\mu^*_+(\mu,\beta^*),\beta^*\right) J_+ d\beta^* + \int\limits_B^V N\left(\mu^*_-(\mu,\beta^*),\beta^*\right) J_- d\beta^* \quad (\mu>0) \tag{3}$$

Далее, легко видеть (нижняя часть чертежа), что при $\mu<0$ лишь отрезок CA оси β^* даёт вклад в число частиц под $d\mu$, причём каждому μ соответствует одно $\mu^* = \mu^*_+$. Можно поэтому написать

$$\frac{dw(\mu)}{d\mu} = \int\limits_V^1 N\left(\mu^*_+(\mu,\beta^*),\beta^*\right) J_+(\mu,\beta^*)\, d\beta^* \quad (\mu<0). \tag{4}$$

Положение точки $B = B(\mu)$ на оси β^* легко найти из того же чертежа. Луч под углом $\arccos\mu$ из этой точки касается эллипса, а в точке касания две ветви $\mu^*_\pm$ сливаются в одну, что возможно лишь при $R=0$. Это приводит к

$$B(\mu) = v\sqrt{\frac{1-\mu^2}{1-\mu^2 v^2}}\,. \tag{5}$$

Имеем также

$$\mathcal{J}_\pm(\mu,\beta^*)=\frac{d\mu^*_\pm(\mu,\beta^*)}{d\mu}=\frac{(v\mu\pm\gamma R)^2}{\beta^*\gamma^3(1-\mu^2v^2)^2R}. \tag{6}$$

В уравнениях (3) или (4) в левой части стоят измеримые на опыте величины, в правой - величина $N(\mu^*,\beta^*)$, которую надо определить. Для отыскания функции двух переменных следовало бы иметь ещё одно уравнение - например, для энергетического спектра в л.с. Так как мы предполагаем, что измерение энергетического спектра в л.с. невозможно, то из (3) или (4) можно найти функцию лишь одной переменной - μ^* или β^* - считая, что зависимость от другого аргумента известна.

Явный вид решения (3) просто отыскать при следующих предположениях: (а) вторичные частицы распределены в пространстве изотропно, (б) отсутствуют частицы со скоростью $\beta^*>v$. В таком случае всегда $\mu\geq 0$, (4) исчезает, а число частиц в конусе $(\mu,1)$ будет

$$W(\mu)=\int\limits_{\mu}^{1}d\mu\int\limits_{B(\mu)}^{v}N_\beta(\beta^*)\left[\mathcal{J}_+ +\mathcal{J}_-\right]d\beta^*. \tag{7}$$

В дальнейшем удобно будет пользоваться величиной

$$\rho=v^2\,\frac{1-\mu^2}{1-\mu^2v^2}, \tag{8}$$

убывающей от v^2 до 0, когда μ меняется от 0 до I, и величиной

$$q = \beta^{*2} \tag{9}$$

Тогда

$$\mu^* = \frac{-\rho \pm \sqrt{(v^2-\rho)(q-\rho)}\ \operatorname{sgn}\mu}{v\,q^{1/2}}, \tag{I0}$$

$$\frac{d\mu^*}{d\rho} = -\frac{\left(\sqrt{v^2-\rho} \pm \sqrt{q-\rho}\ \operatorname{sgn}\mu\right)^2}{2v\sqrt{q(v^2-\rho)(q-\rho)}}. \tag{II}$$

Обозначим ещё

$$w\left(\frac{1}{v}\sqrt{\frac{v^2-\rho}{1-\rho}}\right) = w_\rho(\rho),$$

$$N_\beta(\sqrt{q}) = N_q(q).$$

В этих обозначениях (7) приобретает простой вид

$$w_\rho(\rho) = \frac{1}{2v}\int_0^\rho \frac{d\rho}{\sqrt{v^2-\rho}}\int_\rho^{v^2} \frac{N_q(q)}{q}\ \frac{v^2+q-2\rho}{\sqrt{q-\rho}}\,dq. \tag{I2}$$

Это - интегральное уравнение типа Абеля. Продифференцировав (I2) по ρ, помножив обе части на $(\rho-z)^{-1/2}$, затем проинтегрировав по ρ от z до v^2, переменив порядок интегрирования и вычислив внутренний интеграл [3], приходим к

$$\int_z^{v^2} \frac{N_q(q)}{q} dq = \frac{1}{\pi(v^2-z)} \int_z^{v^2} \frac{2v\sqrt{v^2-\rho}\; w'_\rho(\rho)}{\sqrt{\rho-z}} d\rho, \tag{I3}$$

откуда, после диференцирования по z,

$$N_q(q) = \frac{2vq}{\pi} \frac{d}{dq} \frac{1}{v^2-q} \int_q^{v^2} \sqrt{\frac{v^2-\rho}{\rho-q}}\; w'_\rho(\rho)\, d\rho,$$

или

$$N_\beta(\beta^*) = \frac{v}{\pi}\beta^* \frac{d}{d\beta^*} \frac{1}{v^2-\beta^{*2}} \int_{\beta^{*2}}^{v^2} \sqrt{\frac{v^2-\rho}{\rho-\beta^{*2}}}\; w'_\rho(\rho)\, d\rho. \tag{I4}$$

Можно вернуться к переменной μ, хотя для расчетов ρ удобнее. Тогда $w'_\rho(\rho)\,d\rho = w'(\mu)\,d\mu$, и

$$N_\beta(\beta^*) = -\frac{v^2\beta^*}{\pi\gamma} \frac{d}{d\beta^*} \frac{1}{v^2-\beta^{*2}} \int_0^{\frac{1}{v}\sqrt{\frac{v^2-\beta^{*2}}{1-\beta^{*2}}}} \frac{w'(\mu)\,\mu\, d\mu}{\sqrt{v^2(1-\mu^2)-\beta^{*2}(1-v^2\mu^2)}}. \tag{I5}$$

Отсюда плотность распределения по энергиям

$$N_e(e^*) = -\frac{v^2\gamma^2 p^*}{\pi e^*} \frac{d}{de^*} \left\{ \frac{e^{*3}}{m^2\gamma^2 - e^{*2}} \int_0^{\mu_0} \frac{\mu\, d\,W(\mu)}{\sqrt{m^2\gamma^2(1-\mu^2 v^2)-e^{*2}}} \right\}, \tag{I6}$$

где

$$\mu_0 = \frac{\sqrt{m^2\gamma^2 - e^{*2}}}{mv\gamma}.$$

Подынтегральная функция беспредельно возрастает близ верхнего предела интегрирования. Выделив (μ', μ_0), где μ' близко к μ_0 , можно интеграл записать в виде

$$\int_0^{\mu_0} \frac{\mu\, d\, w(\mu)}{mv\gamma\sqrt{\mu_0^2 - \mu^2}} = \int_0^{\mu'} \frac{\mu\, d\, w(\mu)}{mv\gamma\sqrt{\mu_0^2 - \mu^2}} + \frac{w'(\mu_0)}{mv\gamma}\sqrt{\mu_0^2 - \mu'^2}.$$

Тогда $N_e(e^*) = -\frac{v^2\gamma^2 p^*}{\pi e^*}\frac{d}{de^*}\left\{\frac{e^{*3}}{m^2\gamma^2 - e^{*2}}\left[\int_0^{\mu'} \frac{\mu\, d\, w(\mu)}{\sqrt{m^2\gamma^2 - e^{*2} - (mv\gamma\mu)^2}} -\right.\right.$

$$\left.\left. + \frac{w'\left(\frac{\sqrt{m^2\gamma^2 - e^{*2}}}{mv\gamma}\right)}{m^2v^2\gamma^2}\sqrt{m^2\gamma^2 - e^{*2} - (mv\gamma\mu')^2}\right]\right\}. \qquad (17)$$

Если $w(\mu)$ - экспериментальная кривая, то (17) удобнее чем (16). Интегрируя по частям, можно также привести (16) к виду, в котором отсутствует производная w'

$$N_e(e^*) = \frac{v^2\gamma^2 p^*}{\pi e^*}\frac{d}{de^*}\left\{e^{*3}\int_0^{\mu'} \frac{w(\mu)\, d\mu}{\left[m^2\gamma^2 - e^{*2} - (mv\gamma\mu)^2\right]^{3/2}} -\right.$$

$$\left. - \frac{e^{*3}}{m^2\gamma^2 - e^{*2}} \cdot \frac{\mu'\, w\left(\sqrt{m^2\gamma^2 - e^{*2}}/mv\gamma\right)}{\left[m^2\gamma^2 - e^{*2} - (mv\gamma\mu)^2\right]^{1/2}}\right\}. \qquad (18)$$

Итак, если известно, что (а) распределение вторичных частиц в с.ц.м. является примерно изотропным, (б) быстрые частицы с $\beta^*>v$ отсутствуют или их удаётся в эксперименте отличать от частиц с $\beta^*<v$, то измеряя в л.с. число $W(\mu)$ частиц с $\beta^*\leq v$ в интервале углов $(0, \arccos\mu)$ ($\mu>0$), можно по (17) найти энергетический спектр частиц в с.ц.м.

Расширив предположение (б) до $0\leqslant\beta^*\leqslant 1$ и сохранив (а), можно написать уравнение вида (7), где оба верхних предела равны I, а в левой части стоит уже суммарное число частиц в конусах $(1,\mu)$ и $(-1,-\mu)$. Однако можно показать, что из такого уравнения $N_\beta(\beta^*)$ определяется неоднозначно. Оно имеет вид (14) с заменой верхнего предела на 1. Но подынтегральная функция $w_\rho(\rho)$ определена лишь на $(0, v^2)$, а на $(v^2, 1)$ произвольна, это и ведёт к неоднозначности $N_\beta(\beta^*)$.

Но если сохранить (б), а $N_\mu(\mu^*)$ считать равным не 1, а произ-
известной
вольной функции, то получающееся уравнение

$$W'_\rho(\rho)=\frac{1}{4v\sqrt{v^2-\rho}}\int_\rho^{v^2}\frac{N_q(q)}{q}\left\{N_\mu(\mu^*_+)\left(\sqrt{v^2-\rho}+\sqrt{q-\rho}\right)^2+\right.$$
$$\left.+N_\mu(\mu^*_-)\left(\sqrt{v^2-\rho}-\sqrt{q-\rho}\right)^2\right\}dq$$

(где $\mu^*_\pm$ из (10)) в принципе допускает численное решение при любом виде $N_\mu(\mu^*)$. Если $N_\mu(\mu^*)$ -многочлен по μ^* , то опять получается уравнение типа Абеля, поддающееся и аналитическому решению - оно сводится к дифференциальному уравнению. Так, если $N_\mu(\mu^*) = \mu^{*2}$, то вместо (13) получается

$$\int_z^{v^2} \frac{N_q(q)}{q}\left[5z^2 - z(3q+v^2) + qv^2\right]dq = \frac{1}{\pi(v^2-z)}\int_z^{v^2} \frac{4v\sqrt{v^2-\rho}\,dw(\rho)}{\sqrt{\rho-z}},$$

откуда легко вывести дифференциальное уравнение третьего порядка для $N_q(q)$. Конечно, аналитическому способу решения в этом случае следует предпочесть численный.

§2. Плоскостная симметрия углового спектра в с.ц.м. подсказывает другую возможность восстановления спектра частиц в с.ц.м.

Если бы все вторичные частицы были γ -квантами, то изменение направления их движения при переходе из с.ц.м. в л.с. не зависело бы от их энергии (см.(19)). Если же распределение вторичных частиц в с.ц.м. симметрично относительно плоскости, нормальной к оси движения с.ц.м.

$$N(\mu^*, e^*) = N(-\mu^*, e^*),$$

то в интервалах углов $A'\left(1, \frac{\mu^*+v}{1+\mu^* v}\right)$ и $A''\left(-1, \frac{-\mu^*+v}{1-\mu^* v}\right)$ в л.с. будет одинаковое число частиц.

Если теперь у вторичных частиц $m \neq 0$, то в тех же интервалах количество их будет различным. Различие это появляется из-за того, что при $m \neq 0$ на направлении частицы сказывается её энергия, и тем сильнее, чем ближе она к m. Значит, по разности Δ количеств частиц в A' и A'' можно судить об энергии вторичных частиц - независимо от их углового распределения.

Однако при осуществлении этой программы учесть движение частиц малой энергии не удаётся, а учёт движения быстрых частиц приводит, как мы увидим, к определению углового, а не энергетического спектра в с.ц.м.

Будем исходить из (3) и (4), где вместо β^* введено e^*:

$$\frac{dw(\mu)}{d\mu} = \int_{m\gamma\sqrt{1-\mu^2}}^{\infty} N(\mu_+^*(\mu,e^*),e^*)\, J_+ de^* + \int_{m\gamma\sqrt{1-\mu^2}}^{m\gamma} N(\mu_-^*(\mu,e^*),e^*)\, J_- de^* \quad (\mu>0),$$

$$\frac{dw(\mu)}{d\mu} = \int_{m\gamma}^{\infty} N(\mu_+^*(\mu,e^*),e^*)\, J_+ de^*, \qquad (\mu<0)$$

а $\mu_\pm^*$ и $J_\pm$ имеют вид (I) и (6) с заменой β^* на $\dfrac{\sqrt{e^{*2}-m^2}}{e^*}$.

Произведем преобразование

$$\mu = \frac{\bar\mu + v}{1+\bar\mu v}. \qquad (19)$$

Смысл его состоит в том, что направление движения вторичной частицы в л.с. характеризуют косинусом $\bar\mu$ того угла в с.ц.м., под которым она двигалась бы, если бы её масса была бы равна нулю. С этим аргументом число частиц в интервале $(\bar\mu, 1)$ $(\bar\mu>0)$

будет

$$W_1(\bar\mu)=\int\limits_{\bar\mu}^{1}\frac{(1+\bar\mu v)\,d\bar\mu}{(1+v^2+2v\bar\mu)^2}\,J_+(m\gamma,\infty)+\int\limits_{\bar\mu}^{1}\frac{(1+v\bar\mu)\,d\bar\mu}{(1+v^2+2v\bar\mu)^2}\left[J_+(E,m\gamma)+J_-(E,m\gamma)\right], \qquad (20)$$

где

$$J_\pm(a,b)=\int\limits_a^b\tilde N_\pm(\bar\mu,e^*)\,\mathcal{J}_\pm\,de^* \qquad (21)$$

и введены обозначения: $\tilde N_\pm(\bar\mu,e^*)\equiv N\left[\mu^*_\pm(\mu(\bar\mu),e^*),e^*\right]=$

$$=N\left(\frac{-v(1-\bar\mu^2)e^*\pm\sqrt{e^{*2}(1+\bar\mu v)^2-(1+v^2+2v\bar\mu)m^2}}{p^*\,(1+v^2+2v\bar\mu)},\,e^*\right), \qquad (22)$$

$$\mathcal{J}_\pm=\frac{\left[v(\bar\mu+v)e^*\pm\sqrt{e^{*2}(1+\bar\mu v)^2-(1+v^2+2v\bar\mu)m^2}\right]^2}{e^*\sqrt{e^{*2}(1+\bar\mu v)^2-(1+v^2+2v\bar\mu)m^2}}, \qquad (23)$$

$$E=m\sqrt{1+v^2+2v\bar\mu}\,/\,(1+\bar\mu v). \qquad (24)$$

Аналогично получается число частиц в интервале $(-1,-\bar\mu)$, если $-\bar\mu>-v$

$$W_2(\bar\mu)=\int\limits_{-1}^{-\bar\mu}\frac{(1+\bar\mu v)\,d\bar\mu}{(1+v^2+2v\bar\mu)^2}\,J_+(m\gamma,\infty)+\int\limits_{-v}^{-\bar\mu}\frac{(1+\bar\mu v)\,d\bar\mu}{(1+v^2+2\bar\mu v)^2}\left[J_+(E,m\gamma)+J_-(E,m\gamma)\right], \qquad (25)$$

а если $-\bar\mu<-v$, то

$$W_2(\bar\mu)=\int\limits_{-1}^{-\bar\mu}\frac{(1+\bar\mu v)\,d\bar\mu}{(1+v^2+2\bar\mu v)^2}\,J_+(m\gamma,\infty). \qquad (26)$$

Легко убедиться, что при $m=0$ $w_1(\bar{\mu}) = w_2(\bar{\mu})$ для всех $\bar{\mu}$ независимо от вида $\tilde{N}$. Для вычисления разности $\Delta(\bar{\mu}) = w_1 - w_2$ при $m \neq 0$ разложим μ^* и J в ряд по степеням m/e^*:

$$\mu_+^* = \bar{\mu} - \frac{m^2}{2e^{*2}} \frac{v(1-\bar{\mu}^2)}{1+\bar{\mu}v} + \ldots \tag{27}$$

$$\mu_-^* = -\frac{\bar{\mu}(1+v^2)+2v}{1+v^2+2v\bar{\mu}} - \frac{m^2}{2e^{*2}} \frac{(1-\bar{\mu}^2)v}{\gamma^2(1+\bar{\mu}v)(1+v^2+2v\bar{\mu})} + \ldots \tag{28}$$

$$J_+ = \frac{(1+v^2+2v\bar{\mu})^2}{1+\bar{\mu}v}\left[1 - \frac{m^2}{2e^{*2}\gamma^2(1+\bar{\mu}v)^2} + \ldots\right] \tag{29}$$

$$J_- = \frac{1}{\gamma^4(1+\bar{\mu}v)}\left[1 + \frac{m^2}{2e^{*2}}\left(\frac{1+v^2+2v\bar{\mu}}{1+\bar{\mu}v}\right)^2 + \ldots\right]. \tag{30}$$

Чтобы иметь право применять это разложение, надо ограничиться лишь релятивистскими частицами. Допустим поэтому, что среди вторичных частиц регистрируются лишь те, энергия которых в с.ц.м. превышает $m\gamma$, и что $\gamma \gg 1$. Тогда (20) и (25) упрощаются настолько, что вычисление Δ становится возможным:

$$w_1(\bar{\mu}) = \int\limits_{\bar{\mu}}^{1} \frac{(1+\bar{\mu}v)\,d\bar{\mu}}{(1+v^2+2v\bar{\mu})^2} \int\limits_{M}^{\infty} \tilde{N}_+(\bar{\mu}, e^*)\, J_+\, de^* \tag{31}$$

$$w_2(\bar{\mu}) = \int\limits_{-1}^{-\bar{\mu}} \frac{(1+\bar{\mu}v)\,d\bar{\mu}}{(1+v^2+2v\bar{\mu})^2} \int\limits_{M}^{\infty} \tilde{N}_+(\bar{\mu}, e^*)\, J_+\, de^*, \tag{32}$$

где $M \geqslant m\gamma$ -наименьшая наблюдаемая энергия e^*.
Положим в (32) $-\bar{\mu} = \bar{\mu}$, обозначим $\alpha = m^2/2e^{*2}$ и подставим в (3I) и (32), (27) и (29):

$$W_1(\bar{\mu}) = \int_{\bar{\mu}}^{1} d\bar{\mu} \int_{M}^{\infty} N\left(\bar{\mu} - \frac{\alpha v(1-\bar{\mu}^2)}{1+\bar{\mu}v}, e^*\right)\left(1 - \frac{\alpha}{\gamma^2(1+\bar{\mu}v)^2}\right) de^*, \quad (33)$$

$$W_2(\bar{\mu}) = \int_{\bar{\mu}}^{1} d\bar{\mu} \int_{M}^{\infty} N\left(-\bar{\mu} - \frac{\alpha v(1-\bar{\mu}^2)}{1-\bar{\mu}v}, e^*\right)\left(1 - \frac{\alpha}{\gamma^2(1-\bar{\mu}v)^2}\right) de^*. \quad (34)$$

С точностью до $(m/e^*)^2$ получаем отсюда естественное выражение для числа высокоэнергетических частиц под различными углами

$$\frac{dW_1(\bar{\mu})}{d\bar{\mu}} = \int_{M}^{\infty} N(\bar{\mu}, e^*)\, de^*. \quad (35)$$

Однако расчёт можно провести и с точностью $(m/e^*)^4$. Разложение N в ряд приводит к

$$W_{\frac{1}{2}}(\bar{\mu}) = \int_{\bar{\mu}}^{1} d\bar{\mu} \int_{M}^{\infty} \left\{ N(\pm\bar{\mu}, e^*) + \alpha\left[-\frac{v(1-\bar{\mu}^2)}{1\pm\bar{\mu}v} \frac{dN(\pm\bar{\mu}, e^*)}{d\bar{\mu}} - \frac{N(\pm\bar{\mu}, e^*)}{\gamma^2(1\pm\bar{\mu}v)^2} \right] \right\} de^* \quad (36)$$

Следует учесть теперь, что из-за плоскостной симметрии углово-

Если измерено угловое распределение в л.с. медленных вторичных частиц $(e^* < m\gamma)$, известно угловое распределение их в с.ц.м. и это распределение не зависит от энергиия частиц, то возможно восстановить их энергетический спектр в с.ц.м. ((I7) и последний абзац § I).

Если разграничить медленные и быстрые частицы не удаётся, то при соблюдении прочих вышеуказанных условий задача, по всей вероятности, неоднозначна.

Если измерено угловое распределение в л.с. быстрых вторичных частиц $(e^* > m\gamma)$, рожденных во взаимодействии при высоких энергиях $(\gamma >> 1)$, и их энергетический спектр слабо зависит от энергии e^*, то можно восстановить плотность углового распределения быстрых частиц в с.ц.м. (39) с хорошей точностью $(\sim \gamma^{-4})$.

Вопрос о возможности использования углового спектра в л.с. без разделения быстрых и медленных частиц с учётом угловой симметрии в с.ц.м. - остаётся открытым.

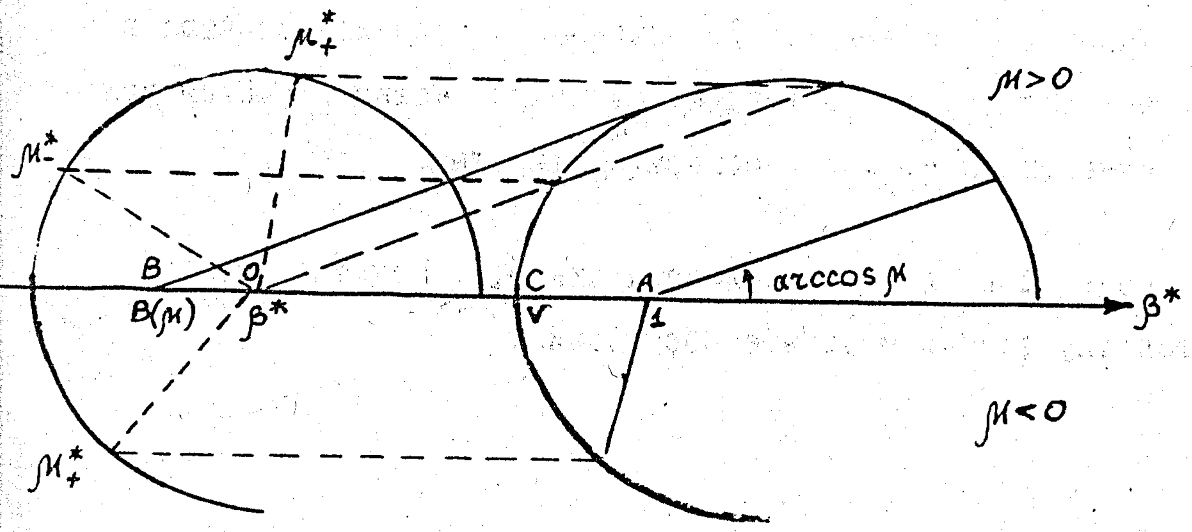
Пользуюсь случаем поблагодарить М.И. Подгорецкого за постановку задачи и ценные обсуждения.

Л И Т Е Р А Т У Р А:

[1] Bradt , Helv.Phys.Acta, 23, 24 (1950).

[2] Blaton J.,Det Kgl.Vidensk.Selskab.Mat.-Fys.Medd., 24, 20 (1950).

[3] Смирнов Курс высш. матем., 2 , 244, (I953).



черт. 1