

3  
Б-24

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

P-504

В.С. Барашенков, Ван Пей

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР  
ПЕРИФЕРИЧЕСКИХ МЕЗОНОВ  
В БЫСТРОДВИЖУЩЕМСЯ НУКЛОНЕ

Дубна 1960 год

P - 504

В.С. Барашенков, Ван Пей

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР  
ПЕРИФЕРИЧЕСКИХ МЕЗОНОВ  
В БЫСТРОДВИЖУЩЕМСЯ НУКЛОНЕ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

585/9 ... мч.

В работах <sup>1/</sup> для объяснения опытов по неупругому взаимодействию быстрых частиц была предложена модель периферических столкновений. При этом для вычислений применялся энергетический спектр периферических мезонов, полученный на основе полуклассических рассуждений для асимптотики мезонного поля в нуклоне <sup>2/</sup>.

Можно получить более точное выражение для этого спектра.

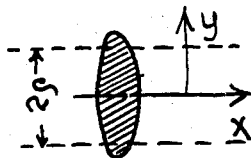
В общем случае энергетический спектр периферических мезонов  $q(s; \epsilon)$  на расстоянии  $s$  от центра быстро движущегося нуклона определяется условием:

$$I(s) = \int_0^{\infty} \epsilon q(s; \epsilon) d\epsilon,$$

где

$$I(s) = 2\pi s \int_{-\infty}^{+\infty} S(s; t) dt$$

— полный поток энергии мезонного поля нуклона в слое с радиусом  $s$  /см. рис./;  $S(s; t)$  —  $x$ -ая компонента вектора Пойтинга-Умова при  $x=0$  в момент времени  $t$ .



Нетрудно показать, что

$$S = \gamma^2 [ \beta (T_{11} - T_{44}) - i(1 + \beta^2) T_{14} ],$$

где  $T_{ik} = \langle N | \hat{T}_{ik}(x) | N \rangle$  — среднее значение компоненты тензора энергии-импульса мезонного поля в системе координат, связанной с нуклоном;

$|N\rangle$  — вектор состояния физического нуклона;  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ;  $\beta$  — скорость нуклона в лабораторной системе координат /параллельная оси  $x$ /. Пространственные точки в обеих системах координат связаны преобразованием Лоренца:  $\gamma(x' - \beta t) = x$ ;  $s' = s$ . /Далее будем считать, что в системе координат, связанной с нуклоном  $x' = 0$  /.

Если для вычисления  $T_{ik}$  использовать теорию Чу-Лоу <sup>3/</sup>, то в одномезонном приближении

$$q(s; \varepsilon) = \frac{3}{\pi^2 \gamma^2 \beta^3} \left(\frac{f}{\gamma^4}\right)^2 \cdot \varepsilon \cdot \left[ \int_0^\infty \frac{v(p^2 + \varepsilon^2 / \gamma^2 \beta^2)}{\omega_p^2} p^2 Y_1(p s) dp \times \right. \\ \times \int_0^\infty \frac{v(q^2 + \varepsilon^2 / \gamma^2 \beta^2)}{\omega_q^2} q^2 Y_1(q s) dq - \\ \left. - \int_0^\infty \frac{v(p^2 + \varepsilon^2 / \gamma^2 \beta^2)}{\omega_p^2} p Y_0(p s) dp \cdot \int_0^\infty \frac{v(q^2 + \varepsilon^2 / \gamma^2 \beta^2)}{\omega_q^2} q(q^2 + \gamma^4) Y_0(q s) dq \right],$$

где  $Y_0$  и  $Y_1$  - известные функции Бесселя;  $v(k)$  - форм-фактор источника мезонного поля;  $\omega_k^2 = k^2 + \varepsilon^2 / \gamma^2 \beta^2 + \gamma^4$ ,  $\gamma^4$  - масса  $\pi$ -мезона.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 марта 1960 года.

#### Л и т е р а т у р а

1. Д.И. Блохинцев, CERN, Symposium 2, 155 /1956/.  
В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, Э.К. Михул. ЖЭТФ, 37, 1484 /1959/;  
Nucl. Phys. 13, 583 /1959/;  
В.С. Барашенков, ЖЭТФ, 37, 1484 /1959/.
2. W. Heitler, H.W. Peng; Proc. R I A, 40 101 1943
3. G. F. Chew, F. E. Low; Phys. Rev. 101 1570 1956