

ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ СТРУЙ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ В  
ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЯХ

Н.М.Герасимова

Особенностью энергетического распределения вторичных частиц согласно теории Ландау [1] является наличие частицы, уносящей большую долю энергии сталкивающихся частиц. Это обстоятельство позволяет указать

на дополнительный критерий при обнаружении процесса Ландау в "струях", генерированных в ядерных фотоэмульсиях.

Ранее [ 2 ], когда было показано, что большая часть всей энергии оказывается сосредоточенной на переднем фронте релятивистски расширяющегося сгустка ядерной жидкости, в бегущей волне, рассматривался простейший вариант - столкновение нуклонов. При этом в системе координат равных скоростей, совпадающей для случая столкновения одинаковых частиц с системой центра тяжести, в каждой из бегущих волн, распространяющихся по и против направления налетающего нуклона, содержится доля  $\alpha = T_K / T_0 = \frac{1}{2} (E_0 / 2Mc^2)^{-1/2}$  от половины полной энтропии и доля  $\beta = (T_K / T_0)^2 = 0,79 = (E_0 / 2Mc^2)^{-1/2}$  от половины всей энергии. Здесь  $T_K = \mu c^2$  и  $T_0 = 2 \mu c^2 (E_0 / 2Mc^2)^{1/2}$  ( $\mu$  - масса мезона и нуклона). При множественности  $N_0 = 2 (E_0 / 2Mc^2)^{1/2}$  соответствующее число частиц  $N_0$  в каждой волне оказывается равным 0,5. Поэтому самые быстрые частицы помимо бегущей волны захватывают и ту часть энергетического распределения, которая соответствует фронту области нетривиального решения, содержащему такое же количество энтропии. Однако здесь уже концентрация энергии по отношению к энтропии примерно в 3 раза меньше [ 3 ]. Поэтому долю энергии, приходящуюся на самую быструю частицу, в системе равных скоростей ( $\beta_1$ ) и в лабораторной системе координат ( $\beta_0$ ) можно с хорошей точностью оценивать по формуле

$$\beta_0 = \beta_1 = \beta_2 + \frac{(1 - N_2)}{0,5} \frac{\beta_2}{3} \approx \frac{4}{3} \beta_2$$

Энергия самой быстрой частицы, в системе равных скоростей, летящей в задний конус, в лабораторной системе координат оказывается равной  $\beta_1 M c^2$ . Поскольку в большинстве случаев этой частицей будет  $\pi$ -мезон [1], при не очень большой первичной энергии он оказывается релятивистским с лоренц-фактором  $\gamma = \beta_1 M / \mu$ .

При взаимодействии одинаковых ядер соответствующие характеристики оказываются равными

$$\beta_0^{AA} = \left(2 \div \frac{4}{3}\right) \frac{\beta_2}{A} A^{0,07};$$

$$\gamma^{AA} = \left(2 \div \frac{4}{3}\right) \beta_2 A^{0,07} \frac{M}{\mu}$$

Коэффициенты 2 и  $4/3$  относятся соответственно к лобовому соударению ядер и лобовому соударению периферических нуклонов. Хотя по абсолютной величине  $\beta_0^{AA} < \beta_0$ , доля энергии, несомая самой быстрой частицей, по отношению к энергии одного нуклона в налетающем ядре  $E_0/A$ , оказывается здесь более высокой, чем при взаимодействии нуклонов, причем  $\gamma^{AA} > \gamma$ .

При взаимодействии нуклона с ядром несимметрия начальных условий приводит к тому, что доли энтропии и энергии в системе равных скоростей, содержащиеся в

прямой бегущей волне (движущейся по направлению нуклона), оказываются равными  $l_2 \alpha_\ell$  и  $l_2 \beta_\ell$ , а в обратной —  $l_1 \alpha_\ell$  и  $l_1 \beta_\ell$ . С учетом усреднения по всем соударениям, от лобового до соударения с периферическим нуклоном имеем:

$$l_1 = 0,91 \frac{[A - (2A^{1/3} - 1)^{3/2}]}{(A^{1/3} - 1)^2} - 0,36 ;$$

$$l_2 = 1,36 - 0,24 \frac{[A - (2A^{1/3} - 1)^{3/2}]}{(A^{1/3} - 1)^2} .$$

В прямой волне

$$N_b^{1A} = l_2 N_\ell^{0,19} A^{0,19} = 0,5 l_2 A^{0,19} ;$$

$$\beta^{1A} = l_2 \beta_\ell + \frac{1 - N_b^{1A}}{0,5 A^{0,19}} \frac{\beta_\ell}{3} ,$$

в обратной волне

$$N_b^{A1} = 0,5 l_1 A^{0,19} .$$

Для  $A < 3$   $N_b^{A1} < 1$

и здесь

$$\beta_1 = l_1 \beta_\ell + \frac{1 - N_b^{A1}}{0,5 A^{0,19}} \frac{\beta_\ell}{3} .$$

Для  $A \geq 3$   $N_c^{1A} > 1$

и здесь

$$\beta_1 = \frac{l_1 \beta_c}{N_c} = \frac{2\beta_c}{A^{0,19}}$$

Когда в лабораторной системе координат нуклон налетает на ядро, имеем  $\beta_0^{1A} = \beta_1^{1A}$  и  $\gamma^{1A} = \beta_1^{1A} (M/\mu)$ .

Наоборот, если налетает ядро, а нуклон покоится,

$$\beta_0^{A1} = \beta_1^{1A} / A \text{ и } \gamma^{A1} = \beta_1^{1A} (M/\mu)$$

В случае взаимодействия ядер с разными атомными номерами меньшее ядро вырезает в большем трубку [I].

Полное число частиц  $N_0$  равно примерно

$$2 A_m \left( \frac{A_\delta}{A_m} \right)^{0,19} \left( \frac{E_0}{2 A_m M c^2} \right)^{1/4}$$

(индексы  $m$  и  $\delta$  отмечают меньшее и большее ядро). В этом случае

$$\beta_0^{m\delta} = \frac{2\beta_1^{m\delta} A_m^{0,07}}{A_m \left( \frac{A_\delta}{A_m} \right)^{0,19}}; \quad \beta_0^{\delta m} = \frac{2\beta_1^{m\delta} A_m^{0,07}}{A_\delta \left( \frac{A_\delta}{A_m} \right)^{0,19}};$$

$$\gamma^{m\delta} = \gamma^{\delta m} = \frac{2\beta_1^{m\delta} (M/\mu)}{A_m^{0,93} \left( \frac{A_\delta}{A_m} \right)}$$

Значения  $\beta_0$  и  $\gamma$  для некоторых столкновений приведены ниже.

$A_1, A_2$	$I \rightarrow I$	$4 \rightarrow 4$	$20 \rightarrow 20$	$I \rightarrow 4$	$I \rightarrow I6$	$4 \rightarrow I$	$I6 \rightarrow I$	$4 \rightarrow I6$	$I6 \rightarrow 4$
$E_0 = 10^{I2}$ эв,	$\beta_0 = 0,58$	$0,24+0,16$	$0,054+0,036$	$0,46$	$0,33$	$0,16$	$0,034$	$0,24$	$0,06$
$E_0 = 10^{I4}$ эв,	$\beta_0 = 0,43$	$0,17+0,12$	$0,038+0,027$	$0,34$	$0,24$	$0,12$	$0,023$	$0,18$	$0,045$

$A_1, A_2$	$I \rightarrow I$	$4 \rightarrow 4$	$20 \rightarrow 20$	$I \rightarrow 4$	$I \rightarrow I6$	$4 \rightarrow I$	$I6 \rightarrow I$	$4 \rightarrow I6$	$I6 \rightarrow 4$
$E_0 = 10^{I2}$ эв,	$\beta_0 = 0,039$	$0,064+0,043$	$0,072+0,049$	$0,044$	$0,033$	$0,031$	$0,022$	$0,016$	$0,016$
$E_0 = 10^{I4}$ эв,	$\beta_0 = 0,029$	$0,047+0,031$	$0,053+0,035$	$0,032$	$0,025$	$0,023$	$0,016$	$0,012$	$0,012$

Таким образом, наличие релятивистского  $\pi$ -мезона, летящего назад в лабораторной системе координат, может служить критерием отбора "струи" в ядерных фотоэмульсиях, генерированных в гидродинамическом процессе Ландау.

Автор благодарен И.П.Иваненко и А.Е.Чудакову за ценные замечания.

Научно-исследовательский  
институт ядерной физики  
Московского государственного  
университета

Поступило в редакцию  
27 апреля 1965 г.

#### Литература

- [1] Л.Д.Ландау. Изв. АН СССР, 17, 51, 1953; С.З.Беленький, Л.Д.Ландау. УФН, 6, 309, 1955.
- [2] Н.М.Герасимова, Д.С.Чернавский. ЖЭТФ, 29, 372, 1955.
- [3] С.З.Беленький, Г.А.Милехин. ЖЭТФ, 29, 20, 1955.