

## ЭФФЕКТЫ ЧАСТИЧНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Ю.Б.Иванов, И.Н.Мишустин, Л.М.Сатаров

Предложена модель для описания соударений тяжелых ионов с энергией  $E_{lab} \sim 1$  ГэВ/нуклон, учитывающая эффекты неполного статистического равновесия в сильно возбужденном ядерном веществе. Показано, что предлагаемый подход позволяет воспроизвести характерную двугорбую структуру экспериментальных быстройных распределений вторичных частиц.

Недавно был выполнен кинематический анализ <sup>1</sup> экспериментальных данных <sup>2</sup> по выходу протонов и составных фрагментов в ядро-ядерных столкновениях при энергии налетающего ядра  $E_{lab} = 0,8$  ГэВ/нуклон. Было обнаружено, что быстройные распределения продуктов реакций с малым значением поперечного импульса имеют характерную двугорбую структуру. Она особенно ярко выражена в случае составных частиц. В настоящей работе мы интерпретируем эту структуру наличием эффектов частичной прозрачности ядер, препятствующей установлению локального термодинамического равновесия в процессе реакции.

В нашем полуфеноменологическом подходе мы явно учитываем возможность неполной термализации начального импульса сталкивающихся ядер. По существу этот подход близок к двухжидкостной гидродинамической модели <sup>3</sup>, но значительно проще в вычислительном отношении. Так же, как в модели файрстрика <sup>4</sup> мы считаем, что в процессе столкновения ядер существенное взаимодействие испытывают лишь их перекрывающиеся области. Это взаимодействие разбивается на взаимодействие отдельных трубок (стриков), расположенных напротив друг друга. Взаимодействие между трубками в поперечном направлении не учитывается. В отличие от модели файрстрика не предполагается полной остановки вещества сталкивающихся трубок в системе их центра масс. Мы считаем, что в результате неполного торможения трубок, особенно небольшой длины, происходит пространственное разделение ядерного вещества на два сгустка, скорости и температуры которых находятся из динамического рассмотрения.

Взаимодействие двух потоков нуклонов, испытывающих взаимное торможение описывается на основе релятивистского кинетического уравнения <sup>5, 6</sup>, в котором используется разложение Фоккера — Планка. Использование приближения Фоккера — Планка оправдывается тем, что при энергии  $E_{lab} \sim 1$  ГэВ  $NN$ -сечение существенно анизотропно — в рассеянии доминируют малые передачи импульса. В свою очередь, это приводит к медленной релаксации начальной двухпотоковой неравновесности нуклонов, что дает основание параметризовать их функцию распределения суммой двух максвелловских распределений, раздвинутых на величину средней относительной скорости потоков. Получаемые в таком подходе уравнения для параметров максвелловских распределений представляют собой систему уравнений двухжидкостной гидродинамики.

Имея целью дать наиболее простую формулировку теории, не требующую громоздких численных расчетов, вместо решения соответствующих гидродинамических уравнений мы будем изучать временную эволюцию 4-скоростей трубок  $U_\alpha^i$  и их внутренних энергий на частицу  $\epsilon_\alpha$  <sup>1)</sup>, усредненных по объемам трубок. Производя это усреднение, получим ( $c = 1$ ):

$$dN_\alpha / dt = 0, \quad (1)$$

$$N_\alpha d(\epsilon_\alpha U_\alpha^i) / dt = \mp D(t) (\epsilon_p U_p^i - \epsilon_t U_t^i) / (\epsilon_p \epsilon_t), \quad (2)$$

<sup>1)</sup> Индекс  $\alpha = p$  и  $t$  указывает на первоначальную принадлежность трубки ядру-снаряду и мишени, соответственно.

где  $N_\alpha$  — число частиц в трубке  $\alpha$ , знаки минус и плюс здесь и ниже отвечают значениям  $\alpha = p$  и  $t$ , соответственно,

$$D(t) = \frac{1}{4} [s(s - 4m^2)]^{1/2} \sigma_{tr}(s) \int n_p(x) n_t(x) d^3x. \quad (3)$$

Здесь  $n_\alpha(x)$  — локальная плотность числа частиц в трубке  $\alpha$  (в собственной системе отсчета),  $\sigma_{tr}$  — транспортное сечение  $NN$ -рассеяния.  $m$  — масса нуклона,  $s = m^2(U_p + U_t)^2$ ,  $x = (t, \mathbf{x})$ .

Введем средние скорости трубок  $y_\alpha$ :  $U_\alpha^i = (\text{ch} y_\alpha, 0, 0, \text{sh} y_\alpha)$ , где ось  $z$  совпадает с осью трубок.

Из системы уравнений (1) — (2) легко получить уравнения для эволюции относительной скорости  $V_{rel} = \text{th}(y_p - y_t)$  и внутренних энергий потоков  $\epsilon_\alpha$  (в приближении  $\epsilon_\alpha - m \ll m$ ):

$$\frac{dV_{rel}}{dt} = -\frac{\sigma_{tr}}{2} V_{rel}^2 \left( \frac{1}{N_p} + \frac{1}{N_t} \right) \int n_p(x) n_t(x) d^3x, \quad (4)$$

$$N_\alpha \frac{d\epsilon_\alpha}{dY} = \frac{N_p N_t}{N_p + N_t} \frac{m^2}{1 - Y^2} \left[ \frac{1}{\epsilon_\alpha} (1 - Y) \mp \frac{\epsilon_t - \epsilon_p}{\epsilon_p \epsilon_t} \right], \quad (5)$$

где  $Y = \text{ch}(y_p - y_t)$ .

Решение этих уравнений дает связь между начальными (0) и конечными ( $f$ ) значениями разности скоростей:

$$\text{th} \frac{(y_p - y_t)_f}{2} = \text{th} \frac{(y_p - y_t)_0}{2} \exp \left( -\frac{l_p + l_t}{\lambda_T} \right), \quad (6)$$

а также выражение для  $\epsilon_\alpha$  в зависимости от  $(y_p - y_t)_f$ :

$$(\epsilon_\alpha - m)_f = \frac{m l_p l_t}{(l_p^2 + l_t^2) + 2l_p l_t Y_f} \left\{ (Y_0 - Y_f) \mp \frac{l_p - l_t}{l_p + l_t} \left[ Y_f + \left( \frac{l_p}{l_t} \right)^{\mp 1} \right] A(Y_0, Y_f) \right\}, \quad (7)$$

$$A(Y_0, Y_f) = \sqrt{2} (Y_f - 1)^{1/2} \left[ \text{arctg} \left( \frac{Y_0 - 1}{2} \right)^{1/2} - \text{arctg} \left( \frac{Y_f - 1}{2} \right)^{1/2} \right]. \quad (8)$$

Здесь  $l_{p,t}$  — длины взаимодействующих трубок, нормированные на нормальную ядерную плотность  $n_0 = 0,15 \text{ Ф}^{-3}$ ;  $\lambda_T = 2/(n_0 \sigma_{tr})$  — эффективная длина торможения (параметр модели). Для определения каждой скорости  $y_\alpha$  соотношение (6) необходимо дополнить законом сохранения импульса:  $l_p \epsilon_p \text{sh} y_p + l_t \epsilon_t \text{sh} y_t = \text{const}$ .

На основании геометрических представлений модели фэйрстрика<sup>4</sup>, были рассчитаны инклюзивные сечения выхода протонов. При этом наличие в каждом сгустке  $\Delta$ -частиц и  $\pi$ -мезонов учитывается с помощью включения отвечающих им вкладов в уравнение состояния  $\epsilon_\alpha(T)$  ядерного вещества<sup>7,8</sup>. Заметим, что при значительном торможении взаимодействующих трубок ( $l_p + l_t \gg \lambda_T$ ) предсказания нашей модели совпадают с результатами модели фэйрстрика<sup>4</sup>.

Сечения выхода составных частиц (дейтронов и тритонов) рассчитывались на основе модели коалесценции<sup>9,10</sup>, которая с хорошей точностью согласуется<sup>2</sup> с экспериментальными данными. Экспериментальные коэффициенты коалесценции были взяты из работы<sup>2</sup>. На рис. 1 и рис. 2 представлен расчет инвариантных сечений выхода протонов  $\sigma_{inv} = d^2\sigma/pdE_\alpha$  в реакции  ${}^{20}\text{Ne} + {}^{20}\text{Ne}$  как функций продольной скорости  $y_{lab} = 1/2 \ln(E + p_\parallel)/(E - p_\parallel)$  при фиксированных значениях безразмерного поперечного импульса  $x = p_\perp/m_t$ .

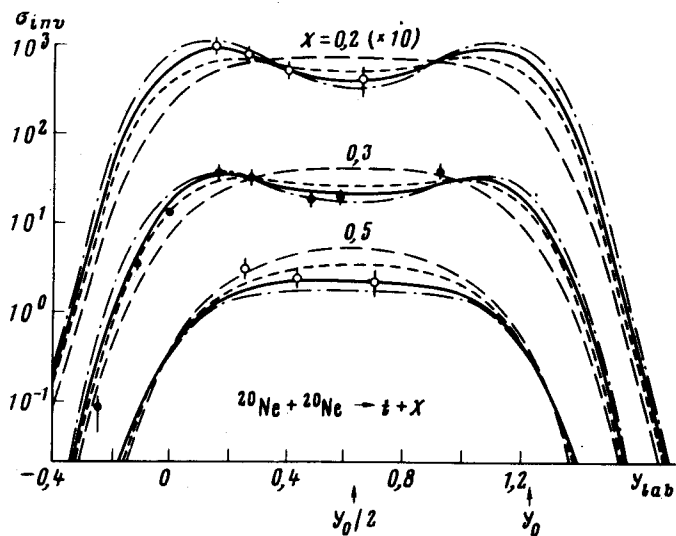


Рис. 1. Инвариантные сечения выхода тритонов (в мбн·ГэВ<sup>-2</sup>·с) в реакции  $^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{Ne} \rightarrow t + X$  при  $E_{lab} = 0,8$  ГэВ/нуклон.  $y_0$  — начальная быстрота налетающего ядра. Точки — экспериментальные данные<sup>1</sup>.  $\lambda_T = 0$  (—);  $6\Phi$  (---);  $8\Phi$  (-·-·-);  $10\Phi$  (····)

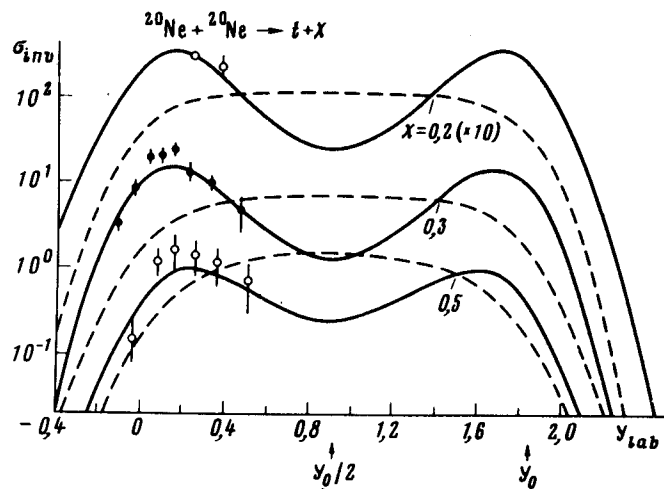


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для  $E_{lab} = 2,1$  ГэВ/нуклон. Точки — экспериментальные данные<sup>1,1</sup>.  $\lambda_T = 0$  (—),  $14\Phi$  (---)

На основании проведенных расчетов можно сделать вывод о том, что наблюдаемая на эксперименте двугорбая структура быстроечных распределений вторичных частиц не может быть воспроизведена в обычной модели фэйрстрика ( $\lambda_T = 0$ ), и по-видимому, требует для своего объяснения введения эффектов частичной прозрачности соударяющихся ядер. Показано, что наилучшее описание эксперимента при  $E_{lab} = 0,8$  ГэВ/нуклон для всех комбинаций сталкивающихся ядер достигается при  $\lambda_T = 8\Phi$ . Это значение длины торможения совпадает с ее оценкой по пустотным  $NN$ -сечениям. При  $E_{lab} = 2,1$  ГэВ/нуклон оптимальным оказывается значение  $\lambda_T = 14\Phi$ . Как показывает расчет, двугорбая структура спектров ослабляется при отборе центральных соударений и при переходе к более тяжелым ядрам (эффекты прозрачности практически отсутствуют в реакции  $U + U$  при  $E_{lab} = 0,8$  ГэВ/нуклон). Из развитой модели следует, что "быстрый" и "медленный" источники (в терминологии работы<sup>1</sup>) формируются преимущественно в периферических соударениях ядер, тогда как "умеренный" источник — в центральных. По этой причине должна наблюдаться корреляция частиц из "быстрого" и "медленного" источников.

Авторы выражают благодарность В.И.Манько за предоставление экспериментальных данных и полезные обсуждения.

## Литература

1. *Manko V.I., Nagamiya S.* Nucl. Phys., 1982, **A384**, 475.
2. *Nagamiya S. et al.* Phys. Rev., 1981, **C24**, 971.
3. *Amsden A.A. et al.* Phys. Rev., 1978, **C17**, 2080.
4. *Myers W.D.* Nucl. Phys., 1978, **A 296**, 177.
5. *Беляев С.Т., Будкер Г.И.* ДАН СССР, 1956, **107**, 807.
6. *Галицкий В.М., Иванов Ю.Б., Хангулян В.А.* ДАН СССР, 1979, **247**, 1119.
7. *Галицкий В.М., Мишустин И.Н.* ЯФ, 1979, **29**, 363.
8. *Мишустин И.Н., Сатаров Л.М.* ЯФ, 1983, **37**, 894.
9. *Butler S.F., Pearson C.A.* Phys. Rev., 1963, **129**, 836.
10. *Gutbrod H.H et al.* Phys. Rev. Lett., 1976, **37**, 667.
11. *Moeller e. et al.* LBL Report, LBL-12557, 1981.

Институт атомной энергии  
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию  
14 июля 1983 г.

---