

О КИНЕТИКЕ ГЛУБОКО-НЕУПРУГОГО ПРОЦЕССА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Э.Э.Лин

Исследования физики взаимодействия тяжелых ионов в известной мере опираются на аналогии с механикой и гидродинамикой [1]. Такие аналогии связаны с моделью ядра, в которых оно рассматривается как сверхплотное сплошное образование: жидкая капля, либо сгусток газа из нуклонов. Так, например, количественное описание глубоко-неупругого процесса, связанного с диффузией нуклонов через поверхность соприкосновения тяжелых ядер, можно проводить на основе уравнения Фоккера-Планка.

Отмеченные обстоятельства позволили предпринять попытку изучения глубоко-неупругого процесса с помощью предложенного в [2,3] формализма для описания кинетики образования кластеров в замкнутых системах. Данный подход связан с рассмотрением агрегации компактных кластеров с выраженными коллективными квантовыми свойствами как диффузионного случайного процесса [4,5]. Исследованные в [2,3] свойства функции $\varphi(l)$ плотности распределения кластеров по размерам l (наличие множества локальных максимумов на фоне плавной кривой, затянутый в сторону больших размеров "хвост" распределения, ограничение максимального размера кластеров) свидетельствуют

о ее отличии от функции нормального (гауссова) распределения [4] и находятся в качественном соответствии с экспериментальными данными [1] для выхода продуктов ядерных реакций $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$. Это соответствие дает основание для проведения оценок времени протекания подобных реакций.

Будем рассматривать два соприкасающихся тяжелых ядра после их столкновения как замкнутую систему нуклонов. В начальный момент времени такая система состоит только из зародышей ядерной материи: множества α -частиц и (или) их фрагментов (α -субструктур), в частности, дейтронов. В результате диффузии зародышей через поверхность соприкосновения ядер и носящего случайный характер их последующего взаимодействия с зародышами в другом ядре в системе образуются компактные скопления ядерной сплошной среды (кластеры) с различными массами. Из-за кулоновского отталкивания эти скопления разлетаются из области взаимодействия первичных ядер в направлениях, соответствующих закону сохранения момента импульса. Разлетающиеся кластеры и представляют собой регистрируемые в опытах под разными углами относительно оси падающего на мишень пучка ионов продукты глубоко-неупругого процесса.

Время t_f образования продуктов исследуемых реакций можно оценить на основе степенного закона [2,6] роста среднего размера $\langle l \rangle$ кластеров со временем t :

$$\langle l \rangle = l_0 \cdot K \left(\frac{t}{t_0} \right)^z + \langle l \rangle_0. \quad (1)$$

Здесь l_0 — размер малого зародыша, $\langle l \rangle_0$ — средний размер кластеров в начальный момент времени, t_0 — характерный масштаб времени процесса агрегации, K , z — постоянные. Для определения постоянных K и z воспользуемся методом [2]. Запишем, по аналогии с [5], приближенное выражение для коэффициента диффузии ν в пространстве размеров ядер l в виде

$$\nu \approx \frac{(\Delta l)^2}{\Delta t} \sim \frac{\hbar}{2m}. \quad (2)$$

Здесь Δl — приращение размера, Δt — приращение времени, равное характерному времени t_i единичного акта взаимодействия ядер, m — масса кластера, \hbar — постоянная Планка. По аналогии с теорией α -распада (см., например, [1]), определим $\Delta t \equiv t_i$ как промежуток времени между двумя последовательными “ударами” зародыша о кулоновский потенциальный барьер в месте контакта ядер: $\Delta t \sim 2 \frac{\hbar}{V}$,

l_i , V — соответственно диаметр и скорость налетающего ядра, причем $l \equiv 2\tau_0 A^{1/3}$, $\tau_0 = 1.3$ фм — радиус сильного взаимодействия, A — атомный вес. В экспериментах [1] скорость движения ядер ^{63}Cu ($l_i \approx 10$ фм) с энергией 365 МэВ составляла $v \sim 1.7 \cdot 10^7$ м/с. Отсюда получаем оценку $\Delta t \sim 1.2 \cdot 10^{-21}$ с. Можно полагать, что приращение размера кластера в единичном акте взаимодействия с зародышем по порядку величины соответствует радиусу сильного взаимодействия: $\Delta l \sim 1$ фм. Тогда для продуктов рассматриваемых реакций с атомным весом $A \approx 60 \dots 100$ соотношение (2) выполняется с точностью до $1.1 \div 1.5$ раз. Приняв $\Delta t \equiv t_i$ в качестве характерного масштаба времени процесса агрегации ($\Delta t = t_0$) и выразив приращение среднего размера кластеров в виде первого члена разложения Тейлора $\Delta \langle l \rangle \approx \frac{d\langle l \rangle}{dt} \cdot \Delta t$, находим из (1), (2) приближенный закон роста среднего размера кластеров:

$$\langle l \rangle \approx l_0 \cdot \left(\frac{t}{t_a} \right)^{2/5} \quad (3)$$

Здесь

$$t_a \cong \frac{4}{5} \left(\frac{m_0 l_0^2 l_i}{\hbar V} \right)^{1/2} \quad (4)$$

— параметр времени, m_0 — масса зародыша. Из (3) следует, что средний атомный вес $\langle A \rangle \propto \langle l \rangle^3$ продуктов глубоко неупругого процесса растет со временем как $t^{6/5}$.

В случае зародышей дейтронов получаем из (4) $t_a \sim 3 \cdot 10^{-22}$ с, в случае α -частиц $t_a \sim 4 \cdot 10^{-22}$ с. Из (3) находим, что для обоих типов зародышей время образования продуктов реакции $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ со средним атомным весом $\langle A \rangle \approx 100$ ($\langle l \rangle \approx 12$ фм), регистрируемых под углом вылета относительно оси падающего пучка ионов $\theta = 26 \dots 36^\circ$, составляет $t_f \sim 3 \cdot 10^{-20}$ с. Время образования продуктов с $\langle A \rangle \approx 60$ ($\langle l \rangle \approx 10$ фм), регистрируемых под углами $\theta = 66 \dots 96^\circ$, составляет $t_f \sim 2 \cdot 10^{-20}$ с.

Из полученных оценок следует, что время протекания глубоко неупругого процесса значительно меньше времен жизни метастабильных состояний тяжелых ядер, равных, согласно [1], $10^{-14} \dots 10^{-16}$ с. Столь сильное отличие соответствует представлениям [1] о том, что в ходе протекания глубоко-неупругого процесса не происходит образования промежуточного составного ядра. Найденный выше закон роста $\langle A \rangle \propto t^{6/5}$ позволяет заключить, что, согласно данной модели, исследуемые реакции протекают быстрее,

чем это происходило бы в соответствии с принятой в [1] зависимостью $\langle A \rangle \propto \sqrt{t}$, отвечающей нормальному распределению выхода продуктов по массам. Отличие связано с заданием коэффициента диффузии в виде (2), выражающем, по существу, соотношение неопределенностей для координаты и импульса в пространстве размеров ядер. Учет коллективных квантовых свойств компактных кластеров обуславливает несимметричный характер функции плотности распределения $\varphi(l)$: смещение максимума огибающей кривой в сторону сравнительно легких продуктов глубоко неупругих реакций взаимодействия тяжелых ионов.

Установленная высокая скорость $V \sim t_f^{-1}$ протекания исследуемых реакций позволяет рассматривать их как "взрывной" процесс, возникающий в сплошной ядерной среде при столкновении тяжелых ионов.

Список литературы

- [1] Валантэн Л. Субатомная физика: ядра и частицы. М.: Мир, 1986. 602 с.
- [2] Лин Э.Э. // Письма в ЖТФ. Т. 18. В. 15. С. 82–85.
- [3] Лин Э.А. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 6. С. 20–25.
- [4] Феллер В. Введение в теорию вероятностей и ее приложения. М.: Мир, 1984. 1280 с.
- [5] Дмитриев В.П. Стохастическая механика. М.: Высшая школа, 1990. 64 с.
- [6] Эрнст М. В сб.: Фракталы в физике. М.: Мир, 1988. С. 399–429.

Поступило в Редакцию
7 августа 1993 г.
