сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-87-697

Б.Ф.Костенко

К ВОПРОСУ ОБОСНОВАНИЯ КИНЕТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ В ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Значение физического процесса передачи информации. Псевдохаос

1987

Покажем теперь[x], что разрушение интерференционной картины в неупругих ядерных реакциях может быть обеспечено, если принять во внимание <u>физический процесс передачи информации</u> о состоянии динамической системы в макрообстановку, сопровождающий такие реакции.

Посмотрим для этого, в чем состоит отличие в описании упругого и неупругого рассеяния частиц на ядрах. В первом случае амплитуда вероятности Ψ_A обнаружить частицу в некоторой точке A после ее рассеяния в точке x плоскости прицельного параметра s имеет вид когерентной суммы

$$\Psi_A = \sum_x \Psi_x \cdot f_{xA} \ . \tag{13}$$

Здесь f_{xA} – амплитуда вероятности рассеяния в точке x в направлении точки A, $\sum \Psi_x = \Psi_s$ – разложение волновой функции частицы в плоскости s на отдельные пакеты, локализованные вблизи точек x.

Вероятность $/\Psi_A/^2$ обнаружить частицу в точке A содержит, очевидно, помимо членов $/\Psi_x/^2 / f_{xA}/^2$ интерференционные члены типа

$$\Psi_x \Psi^*_{x'} \ f_{xA} \ f^*_{x'A} \ , \tag{14}$$

которые и не позволяют интерпретировать весь процесс чисто классическим образом на языке теории вероятностей.

В случае же, если рассеяние частицы сопровождается выбиванием нуклона из ядра, описание отличается по меньшей мере тем, что каждая из рассеявшихся волн $\Psi_x f_{xA}$ приобретает дополнительно случайный фазовый множитель $e^{i\varphi_x}$. Действительно, регистрация направления вылета нуклона N в принципе позволяет определить ту точку x плоскости s, в которой произошло рассеяние, прежде чем частица достигла точки A (см. рис.1).

Разрушение интерференционной картины можно теперь объяснить, если принять во внимание соотношение неопределенности "фаза–число частиц". Именно, если внешнему наблюдателю доступна информация о числе частиц в точке x (в данном случае 0 или 1), для него полностью утеряны фазовые соотношения между волновым пакетом, локализованным вблизи точки x, и пакетами, локализованными вблизи других точек x'

---

[x] Настоящее сообщение является продолжением работы /22/, нумерация формул в двух работах сплошная.

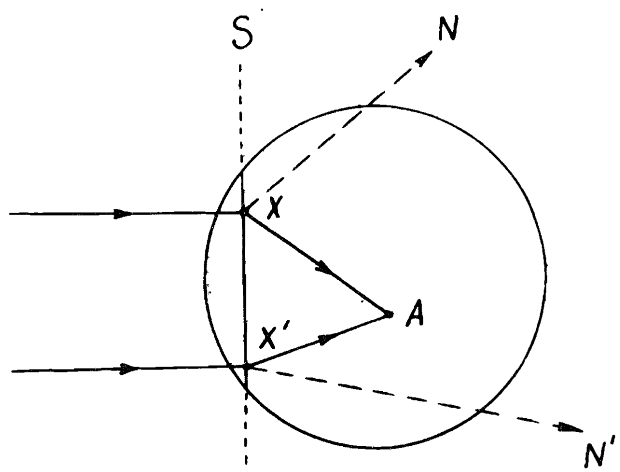


Рис. I

плоскости S . Благодаря наличию случайных фазовых множителей в выражении для Ψ_A интерференционные члены исчезают и для вероятности обнаружить частицу в точке A находим [I)]

$$/\Psi_A/^2 = \sum_X /\Psi_X/^2/f_{XA}/^2 \ . \qquad (I5)$$

Несколько более аккуратное рассмотрение, учитывающее тот факт, что точка, в которой произошло взаимодействие, определяется с точностью порядка длины волны нуклона отдачи, позволяет установить характерные масштабы разрушения когерентности как в плоскости прицельного параметра, так и в направлении движения налетающей частицы.

Предыдущее рассмотрение показывает, что наличие процесса передачи информации о состоянии квантово-механической системы частица плюс ядро в макрообстановку имеет принципиальное значение для придания процессу взаимодействия некогерентного характера. При этом роль "необратимой метки", упоминаемой в критерии Фейнмана (и хранящей информацию о координате точки взаимодействия), играет нуклон

I) Описанная ситуация напоминает мысленный эксперимент, предложенный Фейнманом /I/, в котором разрушение интерференционной картины было обусловлено источником света, позволяющего определить, через какое из отверстий в экране прошла частица.

отдачи, выбиваемый из ядра быстродвижущейся частицей. Поскольку предполагается, что нуклон отдачи либо поглощается внешним макроскопическим измерительным устройством, либо уходит на бесконечность, систему необходимо считать открытой. Сама возможность (квази) классического описания еще не обеспечивает разрушения интерференционной картины. Чтобы это разрушение имело место, необходимо "включить" механизм хаотизации фаз рассеяния волн с разными прицельными параметрами (выбивание нуклонов из ядра).

Нетривиальным оказывается тот факт, что учет процесса передачи информации о состоянии динамической системы в макрообстановку является важным даже в классическом пределе. Действительно, как сравнительно недавно было обнаружено, любое малое, но конечное возмущение начального состояния классической динамической системы (которое для реальных физических систем может быть связано как с невозможностью провести абсолютно точное измерение, так и с возмущением состояния системы в процессе измерения) приводит к невозможности предсказать даже приближенно состояние динамической системы уже через конечный промежуток времени /2-4/. Очевидно, что и в данном случае речь идет не столько об обмене энергией, сколько о процессе передачи информации о состоянии динамической системы в макрообстановку. Именно благодаря учету неточности информации о начальном состоянии системы удается обосновать динамическим образом необратимый характер протекания процессов в классических газах /2-5/.

Представляется интересным установить, в какой форме подобные необратимые явления проявляют себя уже в замкнутых квантовых системах с конечным числом частиц. Парадоксальность ситуации заключается в том, что, как ранее указывалось, движение таких систем имеет <u>(почти) периодический характер</u>. С другой стороны, согласно принципу соответствия для них в классическом пределе должны восстанавливаться <u>эргодические свойства</u> классических систем, связанные с неустойчивостью по отношению к малым изменениям начальных условий.

Подобный вопрос был недавно поставлен в работах /6,7/. Результаты численного моделирования дали следующий ответ: в течение конечных времен t , когда неопределенность энергии системы $\Delta E \sim \frac{\hbar}{t}$ много больше среднего расстояния D между уровнями, система "не чувствует" дискретности спектра и ее временная эволюция оказывается такой же, как и в классическом пределе (<u>псевдохаос</u>).

Изучение подобных классических особенностей замкнутых квантовых систем интересно тем, что позволяет плавно проследить переход к пределу $D=0$, когда система становится открытой, а псевдохаос "сам по себе" превращается в подлинно необратимый процесс /7/.

Псевдохаотический характер процессов, описываемых в теории ядерных реакций при помощи КУ, очевиден. Действительно, динамические уравнения движения заменяются в этом случае моделью стохастической эволюции системы в фазовом пространстве координат и импульсов каскадных частиц, а сравнение расчетов с экспериментальными данными подтверждает справедливость подобных представлений. При этом всегда можно считать, что система помещена в некоторый конечный, хотя и большой, объем V и характеризуется дискретным спектром E_n полного гамильтониана $\hat{H}$. Тогда в течение времени $t < \hbar/D$, где D - характерное расстояние между уровнями энергии, влиянием граничных условий можно пренебречь и эволюция будет весьма близкой к эволюции открытой системы, отвечающей пределу $V \to \infty$. Время процесса классической релаксации определяется в данном случае временем свободного пробега каскадной частицы $t_{св}$ между двумя последовательными столкновениями с внутриядерными нуклонами. При указанных ограничениях на времена эволюции неопределенность энергии системы

$$\delta E \sim \frac{\hbar}{t} > D$$

не позволяет "различать" отдельные полюса в знаменателе резольвенты и вся их совокупность будет восприниматься системой как разрез. Скачок резольвенты на разрезе в принципе может быть связан с $t_{св}$ и описывает изменение характера динамической эволюции, обусловленное взаимодействиями каскадных частиц (выбивание нуклонов отдачи и рождение дырок в ядре и др.).

Именно эта близость рассматриваемой системы ("самой по себе") к классической является первой необходимой, с нашей точки зрения, предпосылкой корректного обоснования КУ в теории ядерных реакций.

Другим важнейшим условием вывода КУ, как уже подчеркивалось ранее, является учет того обстоятельства, что вылетающие из ядра частицы уносят в макрообстановку некоторую информацию о процессах, происходящих в ядре. Незамкнутость системы, связанная с этими процессами, приводит к очень слабому, но имеющему принципиальное значение, возмущению системы, ответственному за уничтожение дальнодействующих квантовых корреляций.

Вначале, для простоты, рассмотрим некоторое оптимальное (идеальное) измерение, демонстрирующее принципиальные возможности передачи информации о состоянии системы в макрообстановку, ошибки которого обусловлены ограничениями, связанными с некоммутативностью операторов наблюдаемых величин. В качестве характерного интервала времени измерения Δt возьмем продолжительность времени взаимодействия каскадной частицы с внутриядерным нуклоном, которое обычно значительно меньше $t_{св}$. Именно в течение этого времени образуется нуклон отдачи, который уносит в макрообстановку информацию о системе (и которого, соответственно, нет в реакциях упругого рассеяния частиц на ядрах). Вследствие конечности времени наблюдения точность, с которой определена энергия системы, ограничена величиной

$$\delta E \sim \frac{\hbar}{\Delta t} . \tag{16}$$

Поэтому пусть макроскопическое устройство, в которое поступает информация о системе, характеризуется точностью

$$\Delta E \gtrsim \delta E . \tag{17}$$

Далее для доказательства близости эволюции системы к стохастической эволюции в фазовом пространстве классических наблюдаемых нам понадобится ввести некоторые приближенные динамические характеристики системы: макроскопический оператор $\{\hat{H}\}$ полной энергии системы и макроскопические операторы $\{\hat{X}_i\}$, $\{\hat{P}_i\}$ координат и импульсов каскадных частиц. Сделать это можно методом, предложенным в работе Ван Кампена /8/.

Произведем разбиение спектра E_n на интервалы ΔE_N, отвечающие группе S_N состояний $/n>$ полного гамильтониана $\hat{H}$ системы с разбросом по энергии

$$\Delta E_N \sim \Delta E . \tag{18}$$

Определим оператор макроскопической энергии $\{\hat{H}\}$ системы по формуле

$$\{\hat{H}\} = \sum_n E_N \, /n><n/ \cdot \chi_N(n) , \tag{19}$$

где E_N - среднее по группе S_N значение энергии системы,

$\chi_N(n)$ - характеристическая функция интервала ΔE_N.

Совокупность состояний системы S_N удобно называть энергетической оболочкой (по аналогии со статфизикой, где вводится это понятие при определении микроканонического распределения). Поскольку предполагается, что каждая энергетическая оболочка содержит много микроскопических состояний $/n>$, очевидно, имеет место оценка

$$\Delta t \ll \frac{\hbar}{D} . \tag{20}$$

Для построения макроскопического оператора координаты каскадной частицы введем величину огрубления Δx, на которую наложим естественное условие

$$\Delta x \gg \langle \dot{\hat{x}} \rangle \; \Delta t \quad , \tag{21}$$

позволяющее считать положение частицы в течение времени наблюдения фиксированным.

Покажем, что матричные элементы оператора координаты $\langle n/\hat{x}/m\rangle$, для которых $/E_n - E_m/ \sim \Delta E$, имеют порядок

$$\delta x \sim \langle \dot{\hat{x}} \rangle \, \Delta t \ll \Delta x \tag{22}$$

и, следовательно, в пределах рассматриваемой точности описания могут не учитываться. Действительно, очевидно, что требованию малости изменения среднего значения координаты частицы в течение времени Δt можно удовлетворить, лишь подавив вклад $\langle n/\hat{x}/m\rangle$ высокочастотных составляющих

$$x_{nm}(t) = \langle n/\hat{x}/m\rangle \, e^{-i(E_n - E_m)t/\hbar} , \tag{23}$$

обеспечивающих быстрое изменение величины $\langle \dot{\hat{x}} \rangle$. Подробнее, поскольку имеет место

$$\dot{x}_{nm} = -\frac{i}{\hbar}(E_n - E_m)x_{nm} , \tag{24}$$

то при $/E_n - E_m/ \sim \Delta E$ справедливо

$$x_{nm} \sim \langle \dot{\hat{x}} \rangle \frac{\hbar}{\Delta E} \lesssim \langle \dot{\hat{x}} \rangle \Delta t \ll \Delta x \; . \tag{25}$$

В квазиклассическом приближении имеет место соотношение неопределенности

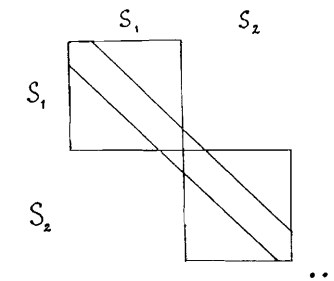
$$\delta x \cdot \delta E \sim \hbar \langle \dot{\hat{x}} \rangle \; . \tag{26}$$

Поэтому в этом случае величина

$$\delta x \sim \langle \dot{\hat{x}} \rangle \frac{\hbar}{\delta E} \sim \langle \dot{\hat{x}} \rangle \, \Delta t \tag{27}$$

имеет смысл неопределенности положения частицы (движущейся по классической траектории), которая обусловлена ненулевой длительностью времени наблюдения Δt.

Предыдущее рассмотрение показывает, что все заметно отличные от нуля матричные элементы $\langle n/\hat{x}/m\rangle$ сосредоточены вблизи главной диагонали $\langle n/\hat{x}/n\rangle$ в узкой полосе состояний, обладающих значительно меньшим разбросом по энергии, чем разброс по энергии ΔE состояний, лежащих на энергетических оболочках S_N:

$\langle m | \hat{X} | n \rangle =$ 

(28)

Поскольку число матричных элементов $\langle n/\hat{x}/m\rangle$, не помещающихся на энергетических оболочках, мало, ими можно пренебречь. В этом приближении $\hat{x}$ коммутирует с оператором макроскопической энергии $\{\hat{H}\}$, что важно с точки зрения возможности совместного измерения соответствующих наблюдаемых.

Теперь учтем, что локализация координаты частицы с точностью Δx связана с неопределенностью δE энергии системы

$$\delta E \sim \frac{\hbar \langle \dot{\hat{x}} \rangle}{\Delta x} \ll \frac{\hbar \langle \dot{\hat{x}} \rangle}{\delta x} \sim \frac{\hbar}{\Delta t} \lesssim \Delta E , \tag{29}$$

значительно меньшей, чем точность ΔE наблюдения энергии. Это позволяет, оставаясь на энергетической оболочке S_N, перейти к базису состояний системы $/\Delta x_i\rangle_{S_N}$, содержащих частицу, локализованную с точностью $\sim \Delta x$ вблизи точки x_i, и представить макроскопический оператор координаты в виде

$$\{\hat{x}\} = \sum_i x_i /\Delta x_i\rangle_{S_N} \cdot {}_{S_N}\langle \Delta x_i / . \tag{30}$$

Динамическая эволюция чистого состояния системы, описываемая УШ,

$$/\Psi_t\rangle = \sum_n a_n /n\rangle \, e^{-iE_n t/\hbar} \tag{31}$$

в базисе $/\Delta x_i\rangle$ имеет вид

$$/\psi_t\rangle = \sum_{i,N} b_i^N(t)/\Delta x_i\rangle_{S_N} \qquad (32)$$

и допускает простую интерпретацию. Именно $b_i^N(t)$ – амплитуда вероятности обнаружить каскадную частицу в момент времени t вблизи точки x_i, а систему – на энергетической оболочке S_N. При этом полные наборы $/\Delta x_i\rangle$ и $/n\rangle$ собственных векторов операторов $\{\hat{x}\}$ и $\{\hat{H}\}$, в пределах обсуждавшейся точности, связаны друг с другом некоторым унитарным преобразованием, выполняемым на каждой из энергетических оболочек в отдельности. Волновые функции $\langle x/\Delta x_i\rangle_{S_N}$ и $\langle x/\Delta x_i\rangle_{S_M}$, различаясь по форме, соответствуют приблизительно одинаковой точности Δx локализации частицы вблизи точки x_i.

Для $b_i^N(t)$ с учетом (31) находим

$$b_i^N(t) = \sum_{i',N'} b_{i'}^{N'}(0) \sum_n {}_{S_N}\langle \Delta x_i/n\rangle \cdot e^{-iE_n t/\hbar} \langle n/\Delta x_{i'}\rangle_{S_{N'}} . \qquad (33)$$

Принимая во внимание, что ${}_{S_N}\langle \Delta x_i/n\rangle = 0$, если $/n\rangle$ не принадлежит энергетической оболочке S_N, имеем

$$b_i^N(t) = \sum_{i'} b_{i'}^N(0)\, G_N(x_i,t\,;x_{i'},0) \quad , \qquad (34)$$

где

$$G_N = \sum_{/n\rangle\in S_N} \langle \Delta x_i/n\rangle \; \langle n/e^{-i\hat{H}t/\hbar}/n\rangle \langle n/\Delta x_{i'}\rangle \qquad (35)$$

амплитуда вероятности перехода частицы из окрестности точки $x_{i'}$ в окрестность точки x_i за время t (макроскопическая функция Грина).

Запись уравнений динамической эволюции в виде соотношений (32), (34), (35) удобна для перехода к обсуждению вопроса о разрушении интерференционной картины в неупругих ядерных реакциях. Вероятность обнаружения частицы в окрестности точки x_i в один из моментов времени, лежащий в интервале $[t,\ t+\Delta t]$, равна

$$P_{x_i}(t) = \frac{1}{\Delta t}\int_t^{t+\Delta t} /b_i^N(\tau)/^2 d\tau = \sum_{i'} /b_{i'}^N(0)/^2 \overline{/G_N(x_i t; x_{i'},0)/^2}^{\,\Delta t} +$$

$$+ \sum_{i'\neq i''} b_{i'}^N(0)\, b_{i''}^{N*}(0)\, \overline{G_N(x_i,t;x_{i'},0)\, G_N^*(x_i,t;x_{i''},0)}^{\,\Delta t} . \qquad (36)$$

Здесь $\overline{G_N(x_i,t;x_{i'},0)\, G_N^*(x_i,t;x_{i''},0)}^{\,\Delta t} =$

$$= \frac{1}{\Delta t}\int_t^{t+\Delta t} G_N(x_i,\tau;x_{i'},0)\, G_N^*(x_i,\tau;x_{i''},0)\, d\tau \qquad (37)$$

среднее значение величины $G_N G_N^*$ в интервале времени $[t,t+\Delta t]$.

Первый член в правой части (36) допускает следующую классическую интерпретацию: вероятность обнаружить частицу в момент времени t в точке x_i равна сумме вероятностей ее обнаружения в начальный момент времени в точках $x_{i'}$, умноженных на вероятности перехода за время t из $x_{i'}$ в x_i. Второй член в (36) описывает квантовые интерференционные эффекты (движение частицы по двум классическим траекториям "одновременно"), малые в классическом пределе.

Хотя последнее утверждение интуитивно ясно, ему можно придать и более точный смысл, если воспользоваться выражением для макроскопической функции Грина в виде континуального интеграла по группе траекторий, близких к классической. Такие расчеты проводились в книге /9/. Суммарный вклад интерференционных членов описывается континуальным интегралом по группе траекторий, изображенных на диаграмме пунктиром (см. рис.2).

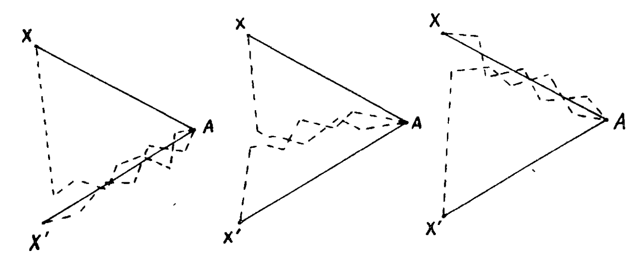


Рис.2

Ввиду того, что все эти траектории далеки от классических (в терминологии работы /9/ – лежат вне физического коридора ошибок измерения Δx, Δt), их вклад в амплитуду вероятности перехода системы подавлен сильно осциллирующими фазовыми множителями.

В этом смысле в рамках уже чисто динамического подхода возникает вероятностная картина эволюции системы в пространстве собственных значений макроскопического оператора координаты $\{\hat{x}\}$. С точки зрения принципа соответствия подобный вывод представляется весьма удовлетворительным. В самом деле, подобно тому, как классические уравнения движения после введения малых, но не исчезающих, отклонений δx_i начальных положений частиц приводят по истечении определенного времени Δt к некоторому распределению вероятностей состояний системы, так и в данном случае введение малых отклонений оператора координаты $\delta \hat{x}_i = \hat{x}_i - \{\hat{x}_i\}$ приводит к возможности предсказать в момент времени $t > \Delta t$ на основании УШ некоторое распределение вероятностей собственных значений макроскопического оператора координаты $\{\hat{x}_i\}$. И в том, и в другом случае информация об истинном состоянии системы не известна, пока какое-либо реальное физическое устройство не передаст ее в макрообстановку. После того, как эта информация передана, распределение вероятностей редуцируется к определенному значению наблюдаемой (в этом смысле понятие информации имеет принципиально важное значение). Учет физических процессов передачи информации приводит к необходимости рассматривать открытые системы и, следовательно, выводит за рамки динамики изолированных систем. Однако в тех случаях, когда передача информации о состоянии системы может быть осуществлена без существенного искажения этого состояния, можно утверждать, что изолированная динамическая система "сама по себе" находится в определенном состоянии (хотя нам и не известно в каком именно). Такая ситуация возникает, например, в опыте с бросанием игральной кости. Аналогичная же ситуация описывается формулой (36) в том случае, когда вклад интерференционных членов пренебрежимо мал.

Существует и другой, дополнительный к предыдущему способ учета малого возмущения состояния системы, связанного с передачей информации о ней в макрообстановку. Действительно, поскольку соотношения неопределенности позволяют в принципе различать значения x_i макроскопических наблюдаемых системы, находящейся в почти неперекрывающихся состояниях $/\Delta x_i>$, можно сконструировать реальный измерительный прибор, показания x_i которого отвечают состояниям $/\widetilde{\Delta x}_i>$, весьма близким к $/\Delta x_i>$, однако не перекрывающимся совсем. В пределах обсуждавшейся точности допустима замена в соотношении (36) для вероятности $P_{xi}(t)$ векторов $/\Delta x_i>$ на $/\widetilde{\Delta x}_i>$. Благодаря тому, что как в начальный, так и в конечный моменты времени система характеризуется некоторым определенным значением $x_i(t)$, в правой части (36) все интерференционные члены должны точно сокращаться. Фактически это происходит потому, что фазы сомножителей $b^N_{i'}(0) b^N_{i''}(0)^*$, характеризующих начальное состояние системы, оказываются нескоррелированными с фазами сомножителей

$$\overline{G_N(x_i, t; x_{i'}, 0)\, G^*_N(x_i, t; x_{i''}, 0)}^{\,\Delta t},$$

характеризующих сам процесс измерения.

Эквивалентного результата можно достичь, заменяя в (36) $b^N_i(0)$ на $\tilde{b}^N_i(0)$, которые отвечают коэффициентам разложения вектора состояния системы $/\psi_0>$ по $/\widetilde{\Delta x}_i>$. В этом случае процесс передачи информации о числе частиц, находящихся в состояниях $/\Delta x_{i'}>$, $/\Delta x_{i''}>$, ... (т.е. о точках $x_{i'}$, $x_{i''}$, ..., в которых рассеялась частица, прежде чем она попала в x_i), сопровождается разрушением фазовых соотношений между начальными векторами состояния $/\Delta x_{i'}>$, $/\Delta x_{i''}>$, ...

Рассмотренный пример позволяет выработать определенную точку зрения на роль гипотезы о "молекулярном хаосе" в работах Ван Хова и Паули. Так, в работах Ван Хова /10,11/ гипотеза "молекулярного хаоса" эквивалентна, с нашей точки зрения, заданию таких макроусловий, при которых в начальный или конечный момент времени наблюдателю доступна информация о том, находится ли система в некотором своем состоянии $/\varphi_k>$ или нет. В работе Паули /12/ просто используется второй способ учета возмущения, связанного с процессом передачи информации о состоянии системы в макрообстановку (когда система рассматривается открытой). Поскольку динамическая система, без учета ее информационной связи с макрообстановкой, является ненаблюдаемой "вещью в себе", этот способ вполне эквивалентен динамическому подходу, если движение системы носит псевдохаотический характер (в пространстве тех состояний $/\varphi_k>$, интерференцией которых пренебрегают). Разумеется, доказательство того, что движение системы носит псевдохаотический характер, проводится с использованием уравнений динамики.

Для дальнейшего рассмотрения вопроса о принципиальных возможностях оптимизации канала передачи информации о процессах переноса, протекающих в атомном ядре, целесообразно ввести понятие макроскопического времени. Как уже отмечалось, реальными передатчиками информации о внутриядерных процессах являются сами частицы, образующиеся в неупругих ядерных реакциях. Поэтому последующее обсуждение фактически будет соответствовать некоторым оптимальным условиям регистрации вылетающих из ядра вторичных частиц с целью извлечения информации о процессах, которые протекают внутри атомных ядер.

Будем считать, что канал передачи информации не позволяет нам ничего сказать о физических процессах, протекающих в интервале времени короче Δt, и, следовательно, характеризуется энергетическим разрешением $\Delta E \gtrsim \frac{\hbar}{\Delta t}$. Оптимальным, с точки зрения описания внутриядерного каскада, следует считать промежуток времени $\Delta t_{вз}$ порядка времени взаимодействия элементарных частиц друг с другом. Это позволяет, с одной стороны, достаточно точно контролировать время классической релаксации (время между двумя последовательными столкновениями каскадной частицы внутри ядра обычно значительно больше $\Delta t_{вз}$), а с другой стороны, возмущение, вызванное наблюдением в течение этого промежутка времени, еще не очень сильно нарушает естественное протекание процесса в соответствии с уравнениями динамической эволюции (если изменение энергии системы мало $\frac{\Delta E}{E} \ll 1$, волновая функция системы не приобретает дополнительных высокочастотных составляющих). Таким образом, макроскопическое время T будем считать известным с точностью не лучше $\Delta t_{вз}$.

Практически это означает, что во всех выражениях, где встречается T, необходимо после выполнения соответствующих вычислений произвести усреднение по интервалу времени Δt.

Для завершения построения макроскопического описания, адекватного существующим феноменологическим моделям ядерных реакций, нам остается лишь определить оператор $\{\hat{p}_i\}$ макроскопического импульса каскадной частицы. Будем предполагать, как это обычно делается, что выполнены условия применимости <u>импульсного приближения</u>, т.е. что импульсы каскадных частиц претерпевают большие изменения в течение времени Δt в точках столкновения с внутриядерными нуклонами, и меняются плавно в некотором самосогласованном потенциале $V(x)$ в промежутки времени $T_{св}$ между двумя последовательными столкновениями.

В этом случае удовлетворить условию

$$\Delta p \gg \langle \dot{\hat{p}} \rangle \Delta t \sim \delta p, \tag{38}$$

аналогичному условию $\Delta x \gg \langle \dot{\hat{x}} \rangle \Delta t \sim \delta x$, использовавшемуся при построении макроскопического оператора координаты, не удается лишь в те макроскопические моменты времени T_i, когда непосредственно происходят эти столкновения. Для всех же остальных макроскопических моментов времени согласно импульсному приближению

$$\langle \dot{\hat{p}} \rangle \approx 0 \tag{39}$$

и удовлетворить условию (38) не представляет труда. Другими словами, введение уже довольно малых величин огрубления (ошибок внешнего измерительного устройства) Δp позволяет удовлетворить соотношению неопределенности

$$\delta p \cdot \delta E \gtrsim \hbar \langle \dot{\hat{p}} \rangle,$$

$$\delta E \sim \frac{\hbar}{\Delta t}, \tag{40}$$

имеющему место в квазиклассическом приближении.

Величина

$$\delta p \sim \langle \dot{\hat{p}} \rangle \Delta t \tag{41}$$

имеет смысл минимума неопределенности импульса каскадной частицы, связанного с ее локализацией на расстояниях $\delta x \sim \langle \dot{\hat{x}} \rangle \Delta t$ [2]. Если $\Delta E \gtrsim \delta E$, то неопределенности энергии системы "хватает" для локализации частицы на расстояниях $\sim \delta x$. В этом и состоит физический смысл условия малости величины $\delta p \sim \langle \dot{\hat{p}} \rangle \Delta t$.

Вклад недиагональных матричных элементов оператора импульса каскадной частицы в базисе $\{/\Delta x_i\rangle\}$ оценивается вполне аналогично предыдущим оценкам для оператора координаты:

$$p_{ii'}(x_i - x_{i'}) \sim \delta p \cdot \delta x. \tag{42}$$

Отсюда, если $\Delta p \gg \delta p$, имеем

$$\frac{p_{ii'}}{\Delta p} \sim \frac{\delta p \cdot \delta x}{\Delta p \cdot \Delta x} \ll 1. \tag{43}$$

Пренебрегая вкладом недиагональных матричных элементов $p_{ii'}$, малых в пределах точности Δp, получаем набор коммутирующих макроскопических операторов $\{\hat{H}\}$, $\{\hat{x}_i\}$, $\{\hat{p}_i\}$.

Таким образом, в пределах точности (ΔE, Δp, Δt, Δx) почти в каждый из (макроскопических) моментов времени T, энергии системы можно приписать некоторое приближенное (наблюдаемое) значение E, а каскадным частицам – значения координат x_i и импульсов p_i, а следовательно, и энергий

$$E_i = \frac{p_i^2}{2m_i} - V(x_i). \tag{44}$$

Координатам каскадных частиц и полной энергии системы можно приписать макроскопические значения в каждый из моментов времени T.

Уравнения динамической эволюции в этом случае, после пренебрежения интерференционными членами, дают

$$P_{x_i, p_j}(T) = \sum_{i', j'} /b^N_{i'}(0)/^2 /G_N(x_i, p_j, T; x_{i'}, p_{j'}, 0)/^2. \tag{45}$$

Переход отсюда к КУ в форме

$$\dot{P}_i(T) = \sum_{i' \neq i} (W_{ii'} P_{i'} - W_{i'i} P_i), \tag{46}$$

2) Для проверки этого утверждения достаточно убедиться, что δx и δp, определенные выше, удовлетворяют обычному соотношению неопределенности $\delta x \cdot \delta p \sim \hbar$. Это, в свою очередь, нетрудно проверить, если учесть, что неопределенность энергии частицы, обусловленная неопределенностью ее импульса, в квазиклассическом приближении равна

$$\delta E \sim \frac{\langle \hat{p} \rangle}{m} \delta p \sim \langle \dot{\hat{x}} \rangle \delta p.$$

где индексы номеруют состояния частицы в макроскопическом фазовом пространстве (x,p), осуществляется стандартным образом (см., например, /8/).

Заключение

В настоящей работе обсуждение условий вывода существующих в теории ядерных реакций уравнений переноса из уравнений динамической эволюции концентрировалось вокруг двух основных проблем. Прежде всего было показано, что рассматриваемая в рамках динамического подхода замкнутая система частица плюс ядро уже "сама по себе" находится в состоянии, весьма близком к стохастическому, что и позволяет аппроксимировать ее динамическую эволюцию некоторой вероятностной картиной протекания процесса, описываемой КУ. Вопрос аппроксимации решался путем введения огрубленных операторов наблюдаемых $\{\hat{H}\}$, $\{\hat{P}_i\}$, $\{\hat{x}_i\}$, позволяющих сопоставить рассматриваемой квантовой системе соответствующую ей классическую стохастическую систему. Хотя роль интерференционных членов, отвечающих возникающим при этом макроскопическим состояниям, мала, вопрос о возможности пренебрежения ими требует самостоятельного решения (вторая часть проблемы обоснования КУ). Оправдание подобного огрубления можно усмотреть прежде всего в том, что рассматриваемая система на самом деле является открытой, что никак не учитывается при динамической постановке задачи в конечном фазовом объеме.

В настоящей работе показано, что эту необходимую для обоснования КУ незамкнутость следует трактовать в смысле обмена информацией между системой и окружающей макрообстановкой. Именно реальными физическими процессами передачи информации и обусловлено упоминавшееся ранее увеличение I-энтропии системы, возникающее в схеме динамического описания лишь после принятия дополнительной гипотезы случайных фаз (или "молекулярного хаоса"). Здесь мы не имели возможности обсудить все теоретически допустимые условия детектирования вторичных частиц (обозначив всю их совокупность термином "канал передачи информации"). Однако интересно отметить, что для них справедлив некоторый аналог второго начала термодинамики, также демонстрирующий прямую связь между процессами информационного обмена и необратимостью. Именно, можно показать /13/, что количество информации о состоянии системы, поступающей в макрообстановку, не может превышать связанного с этим увеличения I-энтропии системы.

Явный учет количества информации о состоянии системы (определяемого по Шеннону /4/) подобно гипотезе "молекулярного хаоса" является новым, не следующим из динамики элементом. Так, понятие информационной редукции (т.е. реализации одного из допустимых случайных исходов), обычное в теории вероятностей, в традиционных схемах динамического описания не присутствует. Подобный подход допускает также включение в схему описания субъективного элемента, когда макроскопические закономерности формулируются после сглаживания принципиально доступной макроскопическому наблюдателю информации о состоянии системы (на достаточно низком информационном уровне).

Наличие неконтролируемого возмущения системы, связанного с процессом передачи информации, учитывается в данной работе введением макроскопического параметра времени τ, определяемого энергетической и временной разрешающей способностью оптимального канала передачи информации.

В заключение необходимо отметить, что оба использовавшихся в данной работе условия вывода КУ фактически сформулированы уже в книге /14/, одним из авторов которой и был разработан первый вариант каскадной модели /15/. Так, в этой книге, в частности, утверждается, что когерентные эффекты исчезают при передачах частицам импульса, большего чем $\hbar/\lambda_{св}$, где $\lambda_{св}$ – длина свободного пробега частицы в ядре (ср. с диаграммой, иллюстрирующей малый вклад траекторий, далеких от классической, когда точки x и x' сближаются). В этой же книге отсутствие вклада интерференционных членов в сечение неупругого рассеяния частиц на группах внутриядерных нуклонов обосновывается тем, что в том случае, когда имеет место выбивание нуклонов из ядра, возникает принципиальная возможность проследить траекторию частицы внутри ядра.

В этой же связи отметим также, что оба основных вопроса, возникающих при выводе КУ в теории ядерных реакций – построение приближенного классического описания на основе динамики изолированной системы, а также учет передачи информации о состоянии системы в макрообстановку, в работах /16-21/ не поставлены. Процедура усреднения по макроскопическим условиям проведения эксперимента (по ансамблю различных событий взаимодействия частиц с различными атомными ядрами), используемая в работах /16-21/ с целью обоснования классического характера процесса переноса, представляется непоследовательной, так как она несовместима с динамической картиной протекания процесса.

В настоящей работе мы стремились показать, что получившее широкое распространение <u>представление о детектировании индивидуальных событий в атомных ядрах имеет буквальный смысл</u>. С другой стороны, подобная физическая интерпретация существующих в настоящее время моделей неупругих ядерных реакций вряд ли следует из работ /16-21/ (поскольку согласно этим работам КУ относятся лишь к некоторой усредненной по многим событиям взаимодействия частиц с ядрами ситуации).

Автор признателен М.Г.Мещерякову за интерес к работе, В.С.Барашенкову, В.Е.Бунакову, Н.В.Махалдиани за стимулирующие обсуждения, О.К.Пашаеву, В.Д.Тонееву, просмотревших работу в рукописи и сделавших ряд ценных замечаний, В.Б.Приезжеву - за полезную информацию.

Литература

1. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Квантовая механика. Мир, М., 1978.
2. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. Наука, М., 1984.
3. Пригожин И. От существующего к возникающему. Наука, М., 1985.
4. Рейхенбах Г. Направление времени. И Л, М., 1962.
5. Крылов Н.С. Работы по обоснованию статистической физики. Изд-во АН СССР, М., 1960.
6. Chirikov B.V., Izrailev J.M.,Shepelyansky D.L. Sov. Sci. Rev., 1981, C2, p.209.
7. Чириков Б.В. Переходный хаос в квантовой и классической механике. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 85-55, 1985.
8. Van Kampen N.G. Physica, 1954, v.20, p.603.
9. Менский М.Б. Группа путей: измерения, поля, частицы. Наука, М., 1983.
10. Van Hove L. Physica, 1955, v.21, p.517.
11. Van Hove L. Physica, 1957, v.23, p.441.
12. Pauli W. Festschrift zum 60. Geburtstage A. Sommerfelds, Leipzig, 1928.
13. Фон Нейман Дж. Математические основы квантовой механики. Наука, М., 1964.
14. Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. Мир, М., 1967.
15. Goldberger M.L. Phys. Rev.,1948, v.74, p.1268.
16. Бунаков В.Е., Нестеров М.М. Материалы X Зимней школы ЛИЯФ, ч.I. Издательство ЛИЯФ АН СССР, Ленинград, 1975.
17. Bunakov V.E., Nesterov M.M. Phys. Lett.,1976, B60 , p.417.
18. Бунаков В.Е. ЯФ, 1977, т.25, с.505.
19. Bunakov V.E. Z. Phys.,1980, A297, p.323.
20. Бунаков В.Е. ЭЧАЯ, 1980, т.II, с.1285.
21. Bunakov V.E., Matveev G.V. Z. Phys.,1985, A322, p.511.
22. Костенко Б.Ф. Сообщение ОИЯИ Р2-87-696, Дубна, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 сентября 1987 года.

Костенко Б.Ф. Р2-87-697

К вопросу обоснования кинетических уравнений в теории ядерных реакций. Значение физического процесса передачи информации. Псевдохаос

Предложена схема вывода кинетических уравнений, альтернативная существующей, в основу которой положены следующие физические предпосылки: а/ существование псевдохаоса в системе, обеспечивающее возможность аппроксимации динамической эволюции системы уравнениями стохастической эволюции в макроскопическом фазовом пространстве; б/ наличие процесса передачи информации о состоянии системы в макрообстановку. Предложенное обоснование, в отличие от существующего, подтверждает представление о возможности детектирования индивидуальных событий в атомных ядрах, получившее широкое распространение в связи с проблемой экспериментального изучения событий на малых пространственно-временных расстояниях.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Kostenko B.F. P2-87-697

On Substantiation of Kinetic Equations in the Theory of Nuclear Reactions. The Role of Physical Process of Information Transmission. Pseudochaos

A scheme of deducing the kinetic equations in the theory of nuclear reactions differing from the existing one are proposed. The main physical hypotheses are: a/ existence of the pseudochaotic dynamical evolution of the system; b/ availability of transmission of information in surrounding of the physical system. The substantiation of the kinetic equations in contrast to the existing one is in agreement with the conception of detection of events in atomic nuclei which is developed in connection with the problem of experimental investigation of events at small space-time distances.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987