

УДК 539.12 + 530.18

ДИССИПАТИВНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ЭЛЕМЕНТАРНОГО АКТА

*И.А.Кучин*¹

Выясняется принципиальная связь между изменением общего характера рассеяния нуклонов в широком диапазоне энергий и свойствами нуклона как диссипативной среды. Показано, что усиливающийся с увеличением энергии рост полного сечения и континуальное изменение вида симметрии области эмиссии частиц (от плоскосимметричного к сферически-симметричному) отвечают нарастанию вязкости оптической среды нуклона от периферии к центру. Анализ n -распределений методом отображающих функций обнаруживает наличие разных динамических режимов (аттракторов, бифуркаций, предельных циклов и т.д.), вообще характерных для динамики нелинейных систем и диссипативных сред. В заключение подчеркивается взаимно дополнительный характер континуального описания среды и дискретного анализа динамики.

Dissipative Evolution of the Elementary Act

I.A.Kuchin

Basic connection between change of general nucleon scattering character in a wide energy interval and nucleon properties as dissipative medium is found out. It is shown, that amplifying with energy increase growth of total cross-section and continual change of a symmetry kind of particles emission domain (from flat to spherical symmetric) responds to increase of viscosity of optical medium from periphery to centre. The analysis of the n -distributions by the method of map functions has demonstrated presence of various dynamic modes (attractors, bifurcations, limiting cycles and so on) in general characteristic for nonlinear systems and dissipative media. In conclusion, mutually adding character of the continual description of medium and discrete analysis of dynamics is emphasized.

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, о протоне-мишени можно говорить как о некоем протяженном объекте (сплошной среде), когда длина волны де Бройля, $\lambda = h/P_L$, падающей частицы-снаряда

¹Физико-технический институт МОиН РК, Алма-Ата

становится много меньше его поперечника d . Для NN -столкновений это условие выполняется уже при импульсе P_L порядка 10 ГэВ/с. Мерой прозрачности такой среды служит удвоенное отношение сечения упругого рассеяния к полному [1]:

$$A(s) = 2\sigma_{el}(s)/\sigma_{tot}(s), \text{ или } \rho(s, 0) = \text{Re } T(s, 0)/\text{Im } (s, 0).$$

Эти величины достаточно уверенно измеряются на опыте и ведут себя немонотонно с ростом энергии (величина $\rho(s, 0)$ имеет минимум при $\sqrt{s} \approx 5$ ГэВ), свидетельствуя тем самым о неоднородном характере среды. Нелинейность последней проявляется в опытах по глубоконеупругому ep -рассеянию (DESY) полюсной особенностью структурной функции протона $F_2(x, Q^2) \sim x^{-\alpha} f(x, Q^2)$ в области очень малых относительных импульсов x (при $x \approx 0$) и больших передач ($Q^2 \approx 2000\text{--}5000$ ГэВ²) [2]. О диссипативных свойствах оптической среды нуклона свидетельствуют обилие связанных с ней неупругих каналов рассеяния, характеризующихся разной величиной коэффициента неупругости K , существование лидирующих (энергетически выделенных) частиц и т.д. Можно показать, что если данная среда обладает диссипативностью и нелинейностью, то она должна характеризоваться и некоторой вязкостью ν , связанной с числом Рейнольдса Re .

Эксперимент показывает, что общие характеристики pp - и $p\bar{p}$ -рассеяния медленно, но непрерывно меняются с ростом энергии соударения \sqrt{s} , так же, как и оптические свойства этих частиц (например, прозрачность). Интересно выяснить поэтому, как связано изменение общего характера взаимодействия с особенностью динамической структуры участвующих в нем частиц.

Ясно, что прозрачность, диссипативность, вязкость и нелинейность — это всего лишь обобщенные свойства среды, за которыми стоит динамика конstituентов. Цель настоящей работы — показать, что движение последних организовано таким образом, что указанные свойства распределены в среде крайне неравномерно. А именно, так, что диссипативность среды нарастает от периферии к центру частицы, приводя в ходе взаимодействия к ряду наблюдаемых эффектов: ускоряющемуся с увеличением энергии росту полного сечения и континуальному изменению углового распределения продуктов реакции — от плоскосимметричного к сферически-симметричному.

Работа построена следующим образом. Вначале покажем, как общий характер рассеяния волн в принципе связан с диссипативностью среды рассеивателя, и этим объясним наблюдаемую эволюцию характеристик элементарного акта на шкале энергий. Затем дополним эту общую картину анализом динамического содержания ряда неупругих взаимодействий при фиксированных значениях энергии соударения.

2. КONTИНУАЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ СВОЙСТВ СРЕДЫ

Природу возникновения разного рода нелинейных эффектов в диссипативной среде можно понять на примерах из нелинейной оптики или акустики. Хорошо известно, что при прохождении волны возбуждения через диссипативную среду в последней возникают сопутствующие колебания с частотами, кратными основной частоте. В случае слабой дисперсии высшие гармоники, возникающие благодаря нелинейности среды, проходят по ней с фазовыми скоростями, отличными от скорости основной компоненты. Синхронизма между ними не возникает, и эффективное взаимодействие отсутствует. В случае

сильной дисперсии реализуется сильное взаимодействие между основной и высшими гармониками, в результате чего волна обогащается гармониками, ее форма значительно искажается, вплоть до образования ударной волны. Нелинейным процессам свойственно сильное изменение характеристик не только во времени, но и в пространстве. Волна остается плоской, только если она распространяется в среде при сохранении вязкости на постоянном уровне. Это случай линейной динамики: волны не взаимодействуют друг с другом и возможна их дифракция. В динамике адронов режим дифракции, как известно, наблюдается в периферических взаимодействиях при малой величине переданного 4-импульса (при $Q^2 \sim 1$).

Соответственно этому, в механике сплошных сред можно показать (исходя из самых общих представлений теории подобия и размерностей), что могут быть только три сорта автомодельного распространения возбужденного состояния в диссипативной среде. Каждый из них характеризуется определенным видом симметрии для формы ударной волны (излучающего объема) — плоской, цилиндрической или сферической:

$$R_{\text{пл}} = (E/\rho)^{1/3}t^{2/3}, R_{\text{цил}} = (E/\rho)^{1/4}t^{1/2}, R_{\text{сф}} = (E/\rho)^{1/5}t^{2/5}. \quad (1)$$

Здесь E — энергия, ρ — плотность, t — время. Формулы (1) допускают общее написание $R = (E/\rho)^{1/\nu}t^{2/\nu}$, где переменная ν принимает значения 3, 4 и 5 соответственно для плоско-, цилиндрически- и сферически-симметричного разлета [3].

В свое время Р.М.Мурадяном было показано [4] (также из соображений размерностей), что первый случай (плоскосимметричный разлет) реализуется в физике частиц в дифракционных процессах и отвечает рассеянию адронных волн на протяженных объектах. По аналогии с точечным взрывом в решениях уравнений газовой динамики В.А.Матвеевым и др. [5] был выдвинут принцип автомодельности для изучения глубоко-неупругих лептон-адронных (точечных) соударений. Процессы точечного или контактного типа, как известно, ожидаются за пределами стандартной модели в качестве некоего предела обменных сил в случае, когда масса новой частицы окажется много больше энергии соударения: $m_X \gg \sqrt{s}$ [6].

Дифракционные каналы рассеяния характеризуются постоянством сечения: $\sigma_{\text{dif}}(s) \sim s^0$. Для точечных — характерен рост сечения, пропорциональный энергии соударения, $\sigma_{\text{dot}}(s) \sim s^1$. По-видимому, мы первые обратили внимание на то, что эти два процесса являются крайними в последовательности (1), так что в физике частиц должен существовать третий, переходный режим автомодельности с ростом сечения, пропорциональным корню из энергии s . В работе [7] мы идентифицировали его со струйными, цилиндрически-симметричными взаимодействиями типа «mini-jets», вклад которых в полное сечение растет с энергией, примерно как \sqrt{s} [8].

С учетом этого результата мы получаем в адродинамике полный набор автомодельных режимов из механики сплошных сред, а полное сечение pp -рассеяния представимо в виде суммы трех вкладов по нарастающим степеням энергии:

$$\sigma_{\text{tot}}(s) \approx \sigma_{\text{dif}}(s) + \sigma_{\text{jet}}(s) + \sigma_{\text{dot}}(s), \quad (2)$$

или параметризацией

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = As^0 + Bs^{1/2} + Cs^1, \quad (3)$$

где A , B и C — некие константы. Численные значения последних ($A = 38$ мб, $B = 0,03$ мб/ГэВ, $C = 1,2 \cdot 10^{-5}$ мб/ГэВ²) легко находятся из подгонки (3) к эмпи-

рическому ходу σ_{tot} по энергии. Масштабы указанных параметров отражают иерархию соответствующих процессов в пространстве передач 4-импульсов или определенную их локализацию (вложенность) в среде мишени. Реально (при энергиях $\sqrt{s} \leq 1$ ТэВ) сумма вкладов указанных процессов удовлетворительно аппроксимируется кривыми логарифмического роста со старшим членом типа $\ln^2(s/s_0)$. Причем в нормальной шкале координат ($\sigma_{\text{tot}} - s$) режимы дифракционных и точечных взаимодействий выступают как две асимптоты общего хода полного сечения соответственно в пределе низких и высоких энергий. Так что наблюдаемый в широком интервале энергий, $0,2 \leq \sqrt{s} \leq 1$ ТэВ, режим роста струйного процесса \sqrt{s} выглядит промежуточной асимптотикой.

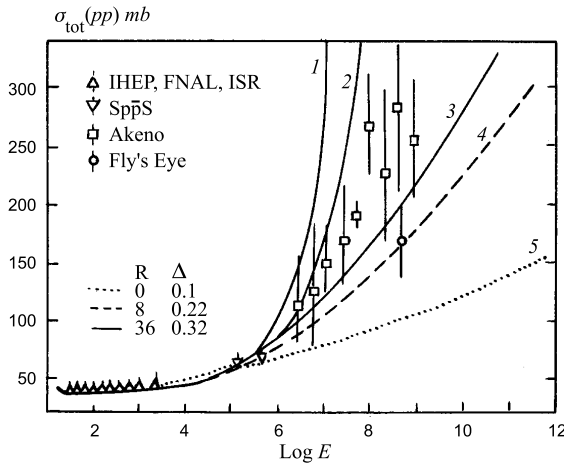


Рис. 1. Степенной рост сечения $\sigma_{\text{tot}}(s)$ в сравнении с данными эксперимента и расчетами [10] по модели голого померона КХД. Кривая 1 — ход сечения в нашей трехкомпонентной параметризации (3); 2 — учет только двух составляющих (параметр $C = 0$); 3–5 — результат расчета [10] с параметрами R и Δ , указанными на рисунке. Видно, что доступные нам данные космических лучей заметно превышают ожидания, связанные с модификацией традиционных представлений

энергий) доминируют полужесткие взаимодействия. При более высоких энергиях темп роста $\sigma_{\text{tot}}(s)$ должен усилиться. На это указывают данные эксперимента по широким атмосферным ливням и результаты нашего расчета по формуле (3), представленные на рис. 1.

3. ЧТО СТОИТ ЗА РОСТОМ σ_{tot}

Разная энергетическая зависимость термов (3) однозначно устанавливает порядок включения соответствующих процессов на шкале энергий: сначала доминируют дифрак-

Заметим, что степенная параметризация $\sigma_{\text{tot}}(s)$ (правда, другого типа) уже давно использовалась в литературе [9], а разъяснения по поводу кажущегося противоречия с унитарностью и пределом Фруассара представлены в [1, 10]. Появления истинно фруассаровского режима можно ожидать лишь в пределе черного диска, т.е. тогда, когда отношение $\sigma_{\text{el}}/\sigma_{\text{in}}$ станет ≈ 1 . Сейчас же оно близко к $1/3$, а нуклон выглядит скорее «серым», чем «черным» объектом. Поэтому достигнутый сейчас квазифруассаровский режим роста полного сечения, $\sigma_{\text{tot}}(s) \sim \ln^2(s/s_0)$, в действительности является иллюзорным (см. [10]). На ограниченном интервале энергий он описывает переход от дифракционного режима рассеяния протяженных объектов друг на друга к их рассеянию как бы в диссоциированном состоянии, т.е. к рассеянию на точечных объектах. Что отвечает тому факту, что в полном сечении рассеяния уже сейчас (в ТэВ-ной области

ционные каналы рассеяния, потом их вытесняют струйные процессы, которые сменяются точечными. Именно такой их порядок отвечает условию роста диссипативных свойств среды по мере углубления в нее зондирующей частицы.

Действительно, еще Р.В.Хохловым с сотрудниками было показано, что условия образования фронта ударной волны в одномерной задаче с *цилиндрической* симметрией приводят к решению $W(x)$ вида

$$W(x) = W_0 \operatorname{th}[\alpha W_0 \tau / 2\delta(x/2R_0)],$$

где $W = uv(R/R_0)$, а $x = 2v(RR_0)$, что эквивалентно решению задачи о распространении *плоской волны* в среде с *линейно нарастающей* вязкостью [11]. Точно так же было показано, что распространение расходящейся *сферической* волны конечной амплитуды в вязкой теплопроводной среде приводит к решению $U(x)$ вида

$$U(x) = U_0 \operatorname{th}[\alpha U_0 \tau / 2\delta \exp(x)],$$

где $U = vr/r_0$ и $x = \ln(r/r_0)$, что эквивалентно задаче о распространении *плоских волн* в среде с *экспоненциально нарастающей* вязкостью. А задача о распространении *сходящейся* сферической волны эквивалентна задаче о распространении плоской (падающей) волны в среде с *экспоненциально убывающей* вязкостью [12].

Таким образом, можно заключить, что если на пути распространения волны диссипативные свойства среды меняются от некоторого постоянного значения до экспоненциального усиления, то плоский фронт падающей волны в процессе взаимодействия со средой будет претерпевать определенные изменения: от дифракционного рассеяния к явлениям с цилиндрическим, а затем и со сферически-симметричным разлетом вторичных частиц.

Но именно такая последовательность процессов наблюдается в целом на шкале энергий \sqrt{s} : дифракционные, струйные и точечные. Ей отвечает последовательное изменение формы симметрии области излучения частиц — от плоскосимметричной к цилиндрически-симметричной и к радиальному разлету. В соответствии с этими результатами оба эффекта можно рассматривать как следствие нарастания вязкости адронной среды от периферии к центру.

4. ДИСКРЕТНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ

Развитие любого процесса во времени, можно описывать не только континуально, с помощью дифференциальных уравнений, но и дискретно, с помощью точечных отображений и отображающих функций. Если изменение состояний системы во времени представить последовательностью точек $x_1, x_2, \dots, x_i, x_{i+1}, \dots, x_n$ в некоем фазовом пространстве, то выражение, связывающее две соседние точки, $x_{i+1} = \Phi(x_i)$, дает отображающую функцию $\Phi(x_i)$. Метод отображающих функций (ОФ) обычно применяют в тех случаях, когда уравнение (или уравнения), описывающее эволюцию динамической системы во времени, либо вовсе не известно, либо решение его затруднено. Мощь и красота метода ОФ заключается в том, что, выразив число частиц на i -м этапе процесса как функцию числа частиц на предыдущем ($i - 1$) шаге, можно найти интересующую нас зависимость $\Phi(x_i)$, опираясь на данные эксперимента. Например, о распределении событий по числу вторичных частиц N_f .

Действительно, в самом начале процесса генерации число частиц на i -м шаге можно считать пропорциональным их числу на предшествующем $(i - 1)$ шаге. То есть при малых i ($i \approx 0$) искомая зависимость $\Phi(x_i)$ должна вести себя, как MN_i , т.е. быть пропорциональной некоему постоянному фактору роста M . На заключительной же стадии генерации, когда $N_i \rightarrow N_f$, она должна стремиться к нулю как разность $(N_f - N_i)$. Простейшая функция, удовлетворяющая этим двум условиям, есть [13]

$$N_{i+1} = MN_i(N_f - N_i).$$

Вводя новые обозначения: $N_f = n$, $x_i = N_i/n$ ($0 \leq x_i \leq 1$) и $\mu = nM$, получим однопараметрическую зависимость вида

$$x_{i+1} = \mu x_i(1 - x_i) = 4\lambda x_i(1 - x_i). \quad (4)$$

Именно ее рассматривал М.Фейгенбаум в известной работе [14], изучая общие закономерности перехода нелинейных динамических систем к хаосу, когда управляющий параметр ОФ $\mu = 4\lambda$ менялся от 0 до 4. Легко видеть (более подробно об этом см. [15]), что такого рода ОФ применимы только к процессам дифракционной диссоциации нуклонов, процессы же множественного рождения частиц и e^+e^- -аннигиляции требуют ОФ иного вида, поскольку каждый из них характеризуется своей формой n -распределения.

Ключевым представлением этого метода является понятие о неподвижной точке отображения. Это аналог стационарного состояния динамической системы в континуальном описании и определяется как решение уравнения $x_i^* = F(x_i^*)$, где $F(x_i)$ — соответствующее отображение: $F(x_i) = x_{i+1}$. В нашем случае неподвижная (стационарная) точка x^* означает то значение средней множественности $\langle n \rangle$, к которому сходятся поколения частиц в ходе динамической эволюции возбужденной системы с учетом как процессов рождения, так и поглощения (распада) последних.

Стационарное состояние системы устойчиво, если производная по времени от ОФ в неподвижной точке x^* по модулю меньше единицы, $|F'(x^*)| < 1$, и неустойчиво, если $|F'(x^*)| > 1$. Устойчивая неподвижная точка носит название аттрактора, неустойчивая — репеллера. Значение $|F'(x^*)| = 1$ отвечает границе области устойчивости. Для выяснения режима поведения ОФ в этом случае требуется знание высших производных. Точка, в которой кривая ОФ $F(x_i)$ касается биссектрисы прямого угла $y = x$, отвечает бифуркации, т.е. раздвоению точечного отображения в следующей функциональной итерации.

Если аналитическое выражение соответствующих уравнений неизвестно и мы имеем дело с эмпирическими распределениями величин, то положение бифуркационных максимумов можно установить графически с помощью процедуры обратного отражения, которая становится возможной тогда, когда пересечение ОФ с прямой $y = x$ происходит справа от максимума, т.е. при $x^* > x_{\max}$. В точке бифуркации происходит качественная перестройка фазового портрета движения, меняется динамический режим процесса. Важное значение бифуркаций состоит в том, что, однажды начавшись в нелинейной системе, они имеют тенденцию неограниченно расти до наступления полного хаоса [14].

Таким образом, для выяснения динамики процесса важна лишь общая форма распределения в районе главного максимума и окрестности стационарной точки. Хвосты же распределений не несут принципиальной информации. Здесь размещаются вторичные, итерационные эффекты.

Из рис. 2 видно, что данные эксперимента по одиночной дифракционной диссоциации (SD) в пределах ошибок эксперимента удовлетворительно укладываются на кривую квадратичного отображения (3) при значении $\lambda = 0,46$. При этом имеются две стационарные точки типа аттракторов, α и β , с очевидным физическим смыслом. Одна, α , отвечает нулевой множественности, т.е. упругому рассеянию, другая, β — средней множественности в SD. Поскольку параметр λ меньше критического значения, равного 0,5, то, согласно теории динамических систем, для этих распределений нельзя построить обратное отражение, а значит, здесь невозможны и бифуркации n -распределения. Это свидетельствует об устойчивом характере дифракционной диссоциации и подтверждается результатами эксперимента в доступной области энергий — форма SD-распределений с ростом импульса P_L практически не изменяется [16,17].

В процессах множественного рождения частиц неподвижная точка n^* также приходится на окрестность средней множественности, $n^* \cong \langle n \rangle$, но динамика процесса здесь в общем более сложная, чем при дифракционном рассеянии. С ростом энергии соударения максимум распределения $d\sigma_{in}/dn_{ch}$ смещается в сторону больших n и уменьшается по высоте. Поэтому здесь целесообразно построение ОФ в терминах KNO-скейлинга, т.е. величины $\langle n \rangle P(z)$ как функции переменной $z = n/\langle n \rangle$. На рис. 3 показан общий вид такого распределения в области главного максимума $0,2 < z < 3$ при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Он удовлетворительно воспроизводится трехпараметрической зависимостью вида

$$F(z) = Az^\gamma \exp(-\beta z), \tag{5}$$

где $z = n/\langle n \rangle$ с параметрами $A = 33,6$, $\gamma = 3,2$ и $\beta = 2,92$. Функция такого вида широко используется в теории динамических систем для анализа случаев циклической неустойчивости динамических систем. В сущности, — это известное в физике частиц гамма-распределение:

$$P(z) = N_0 z^{k-1} \exp(-ckz).$$

Неподвижная точка z^* , как видно из рис. 3, приходится на $3/2$ средней множественности заряженных частиц, т.е. на полную множественность. Наклон производной ОФ в этой точке по модулю чуть больше 1, что свидетельствует о неустойчивости многочастичной динамики. Здесь возможны бифуркации, т.е. раздвоение путей эволюции возбужденной системы.

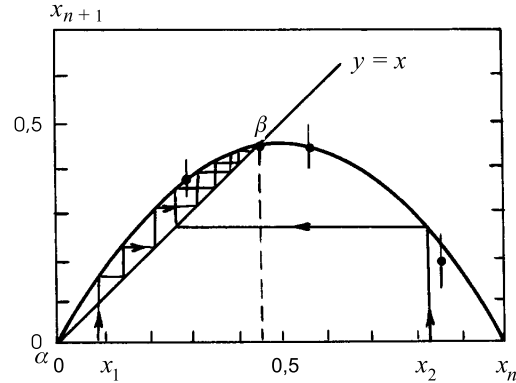


Рис. 2. Сопоставление одномерного отображения $x_{i+1} = f(x_i)$ логистического типа (1) при $\lambda = 0,46$ с данными [16] о множественности процесса дифракционной диссоциации в pp -соударениях при $\sqrt{s} = 30,4$ ГэВ; α и β — стационарные точки отображения, прямая линия — биссектриса прямого угла $y = x$. Стрелки показывают ход паутинки Ламерея: независимо от значения первоначальной множественности x_i итерационная процедура приводит ее в точку β . Значит, эта точка — аттрактор

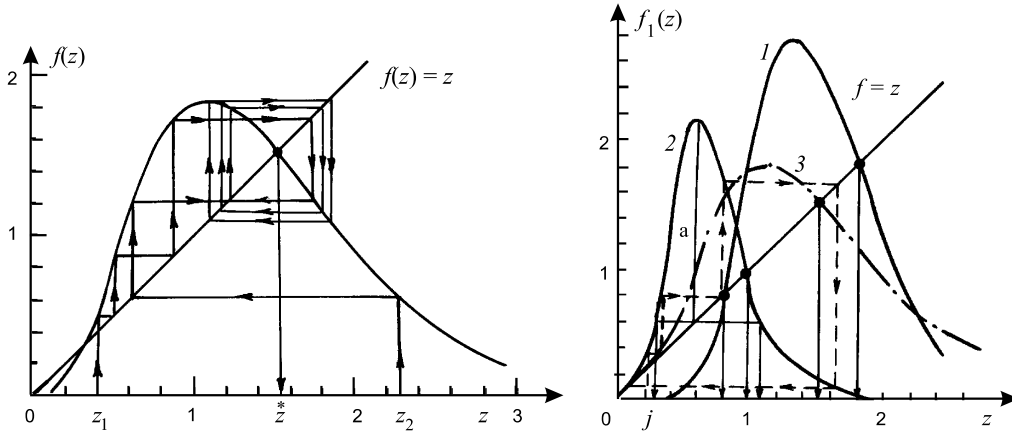


Рис. 3. Анализ общей формы n -распределения при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ в терминах итераций отображающей функции. Кривая проведена по точкам эмпирического распределения [18] в KNO-форме. Итерация демонстрирует, что неподвижная точка z^* при $z = 3/2$ в данном случае есть цикл периода 2

Рис. 4. Сравнение общей формы n -распределения для e^+e^- -аннигиляции (1 — целое событие, 2 — одна полусфера) при энергии $\sqrt{s} = 91,2$ ГэВ [19] с распределением 3 в $p\bar{p}$ -взаимодействии при эквивалентной энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ [18]. Неподвижная точка отображения (заштрихована) здесь — репеллер. Он переводит множественность из любой точки шкалы z в начало координат. Возможная процедура обратного отражения (а) демонстрирует положение вторичных бифуркационных максимумов

И, наконец, случай *аннигиляции*. Мы рассмотрели пример e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 91$ ГэВ, когда вторичные адроны чаще всего образуются от распада Z^0 -бозона, масса которого фиксирована ($m_Z^0 = 92,4$ ГэВ) и близка к полной энергии столкновения в с.ц.м. n -распределение для этого процесса сравнивалось с распределением для $p\bar{p}$ -рассеяния при эквивалентной энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. На рис. 4 показаны три распределения: для целых аннигиляционных событий (1), для одной полусферы из них (2) и для $p\bar{p}$ -рассеяния в целом (3). Данные опыта для наглядности представлены здесь гладкими кривыми, которые просто проведены по точкам (погрешность измерения мала благодаря большой статистике эксперимента). Видно, что аннигиляционные n -распределения не просто уже, но заметно выше, чем у множественного рождения. Для динамического подхода это обстоятельство имеет важное значение, так как наклон производных ОФ в неподвижных точках благодаря этому получается заметно больше единицы. Это значит, что в случае аннигиляции стационарные точки относятся к типу репеллера. Последние, как видно из хода итераций, направляют произвольную множественность в начало координат, где она стремится к нулю. Такое поведения ОФ характерно как раз для распадных процессов, вымирающих популяций и т.д.

Успех метода в общем понятен и не явился для нас большой неожиданностью. Ведь главные препятствия, стоящие на пути распространения достижений классических теорий ДС, — релятивизм и квантовый характер взаимодействия — мы постарались обойти, ограничив свое рассмотрение анализом n -распределений, учитывая, что множественность

является релятивистским инвариантом, а большое число степеней свободы, вовлеченных в процесс генерации, позволяет рассчитывать на его квазиклассическое описание, как в случае квантовой электроники.

5. НЕРАВНОВЕСНАЯ ДИНАМИКА

С помощью метода ОФ можно легко убедиться в том, что процессу множественного рождения явно присуща динамическая неустойчивость, которая выражается в появлении бифуркаций и предельных циклов. Именно бифуркации режимов множественной генерации порождают циклы периода 2 [20]. На диаграмме рис. 3 видно, как произвольная множественность частиц z_1 (или z_2) итерационно вовлекается в область стационарной точки z^* и «наматывается» на нее, образуя цикл. Крайние точки этого цикла z_1^* и z_2^* являются стационарными точками цикла и отвечают второй функциональной итерации в соответствии с процедурой обратного отражения. Согласно результатам М.Фейгенбаума [14] бифуркации режимов ведут динамику к хаосу. Соответственно этому, на большой шкале энергий в мягких взаимодействиях разворачивается эволюция механизмов генерации частиц в направлении «от дифракции к хаосу». То есть от доминирования регулярных (когерентных) дифракционных процессов при относительно низких энергиях взаимодействия к преобладанию множественного рождения частиц, динамика которого при высоких энергиях будет существенно нерегулярной, хаотической. При этом следует учитывать, что режим стохастизации многочастичной динамики в целом заметно отличается от случая, рассмотренного М.Фейгенбаумом в работе [14]. Это различие непосредственно следует из вида отображающих функций (4) и (5). А он диктуется общей формой соответствующих распределений: симметричного для дифракционного и несимметричного для множественного рождения.

В заключение хотелось бы обратить внимание на взаимно дополнительный характер картин дискретного и континуального описаний процессов рассеяния в диссипативной среде. Каждый из рассмотренных здесь каналов рассеяния (дифракционной диссоциации, e^+e^- -аннигиляции или множественного рождения) индивидуально может быть представлен соответствующей диаграммой Р.Фейнмана. То есть описан в терминах соударения отдельных пар частиц, для которых не имеют места такие понятия, как цикл или бифуркация. Тогда как при анализе совокупности данного класса событий, представленной характерной формой распределения $d\sigma/dn$, эти понятия оказываются уместными и необходимыми. Тем самым раскрывается коллективный аспект указанных процессов, не представимый на языке отдельных диаграмм. Причина этой дополненности коренится, по-видимому, в структуре больших динамических систем (или сред). По Ю.Л.Климонтовичу каждая среда характеризуется своим минимальным объемом (физической «точкой»), которая обладает конкретными свойствами данной среды, а внутри царит дискретная динамика конститuentов: составляющие ведут себя как свободные частицы и законы их взаимодействия (рассеяния) определяют физические свойства как этого минимального объема, так и континуума.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представление о нуклоне как о некоем протяженном объекте давно эксплуатируется в физике частиц: начиная с оптических моделей рассеяния и теории множественного

рождения (гидродинамическая теория Л.Д.Ландау) и кончая моделями кварк-глюонной плазмы (Э.В.Шуряк), составными моделями частиц (модели мешков и и т.д.). Экспериментально оно подтверждается дифракционным характером упругого рассеяния протонов. Тем не менее это представление используется довольно редко, спорадически. Как правило, для решения каких-то частных задач, интерпретации специфических эффектов в конкретной области энергий и переданных импульсов.

В настоящей работе, по-видимому, впервые предпринята попытка связать общий характер изменения глобальных характеристик pp - и $p\bar{p}$ -рассеяния с общим характером структуры этих частиц, рассматриваемой в терминах сплошной среды, т.е. достаточно обобщенно. Мы показали, что определенная неоднородность этой среды (когда вязкость нарастает от периферии к центру нуклона) способна привести к быстрому росту полного сечения рассеяния и к континуальному изменению формы симметрии конечного состояния — от плоской к сферически-симметричной. Оба эффекта неполностью, но достаточно убедительно обнаруживают себя в доступной области энергий, свидетельствуя, тем самым, об указанном выше типе неоднородности оптической среды нуклона.

Конкретно нелинейный характер диссипативных процессов раскрывается во взаимодействиях частиц при определенной энергии в виде бифуркаций, предельных циклов, притягивающих и отталкивающих режимов, которыми характеризуются эмпирические распределения для разных видов неупругих процессов. Указанные режимы характерны для нелинейных динамических систем (сред) самой разнообразной природы и обнаруживают себя лишь при использовании соответствующих методов анализа теории динамических систем. Например, с помощью метода отображающих функций.

Литература

1. Амальди У. — УФН, 1978, т.124, №4, с.651.
2. Derrick M. et al. — Z. f. Phys, 1996, v.C69, p.607.
3. Седов Л.И. — Методы подобия и размерности в механике. М., 1965.
4. Мурадян Р.М. — Автомодельность в инклюзивных реакциях. P2-6762, Дубна, 1972.
5. Матвеев В.А. и др. — ЭЧАЯ, 1970, т.2, вып.1, с.5.
6. Schrempp F. — Preprint DESY 89-047.
7. Кучин И.А. — Дифракция адронов на большие углы и эффект двухкомпонентности. Деп. ВИНТИ 6079-B89, Алма-Ата, 1989.
8. Ellis R.K., Scott W.G. — Proton-Antiproton Collider Physics, 1989, v.4, p.131.
9. Lipkin H.J. — Phys. Rev., 1975, v.D11, p.1827.
10. Nikolaev N.N. — Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 1990, v.12, p.95.
11. Наугольных К.А., Солуян С.И., Хохлов Р.В. — Вестн. МГУ, сер. физ. астрон., 1962, №4, с.65.

12. Наугольных К.А., Солюян С.И., Хохлов Р.В. — Акуст. журн., 1963, т.9, №1, с.54.
13. Ахромеева Т.С., Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г., Самарский А.А. — Нестационарные структуры и диффузный хаос. М., 1992.
14. Фейгенбаум М. — УФН, 1983, т.141, с.343.
15. Кучин И.А. — Известия МН-АН РК, сер. физ.-мат., 1997, №6, с.36.
16. Breakstone A. et al. — Phys. Rev., 1984, v.D30, p.530.
17. Barish S. et al. — Phys. Rev., 1974, v.D9, p.2683.
18. Ansorge R. — Z. Phys., 1989, v.C43. p.357.
19. Acton P. et al. — Preprint CERN-PPE/91-176, 1991.
20. Кучин И.А. — Известия МН-АН РК, сер. физ.-мат., 1998, №2, с.55.
21. Климонтович Ю.Л. — Статистическая теория открытых систем. М., 1995.