

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ КИНЕТИКА

С. А. СМОЛЯНСКИЙ

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

RELATIVISTIC KINETICS

S. A. SMOLYANSKY

The methods and problems of relativistic kinetic theory, which is implemented to describe the evolution of non-equilibrium systems under extreme conditions, are discussed. Some applications of this theory to nuclear physics of intermediate and high energies are presented.

Обсуждены методы и проблемы релятивистской кинетической теории, которая используется для описания эволюции неравновесных систем, находящихся в экстремальных условиях. В качестве примеров рассмотрены ее приложения к ядерной физике промежуточных и высоких энергий.

www.issep.rssi.ru

... Все виденное нами
Только отблеск, только тени
От незримого очами!

В. Соловьев

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы переноса вещества, энергии и зарядов чрезвычайно многообразны и исключительно актуальны как для фундаментальной науки, так и для ее практических приложений. Соответствующие закономерности и методы изучаются в статистической физике неравновесных процессов. Здесь сформировалось несколько взаимосвязанных направлений, из которых наиболее распространенными являются кинетическая теория и гидродинамика. Порожденные в работах Л. Эйлера и Л. Больцмана, эти направления и сейчас интенсивно развиваются, охватывая не только новые области физических исследований, но и углубляя представления о самой природе необратимых процессов.

В настоящее время эти методы широко применяются в многочисленных ситуациях, когда эволюционирующее вещество находится в экстремальных условиях по температуре, плотности или интенсивности внешних воздействий. Такие условия реализуются в астрофизических и космологических объектах (нейтронные звезды, черные дыры, сама Вселенная на ранней стадии развития и т.д.). Очень важно, что экстремальные состояния вещества в настоящее время можно получать в лабораторных условиях. Для этих целей созданы сверхсильные электромагнитные поля, изучаются столкновения при высоких и сверхвысоких энергиях элементарных частиц и ядер, в том числе тяжелых. Для исследования протекающих при этом процессов строят гигантские установки, все чаще по своей стоимости доступные только межгосударственным коллаборациям. Побудительным мотивом для проведения таких дорогих и сложных экспериментов является не только научное любопытство и стремление изучить новые тайны природы. Более мощным стимулом этого интереса являются сугубо практические потребности человечества.

В таких установках вещество совершает быстрые движения с околосветовыми скоростями как на макроскопическом уровне, когда в упорядоченное движение вовлечены достаточно большие массы материи, так и на уровне составляющих их частиц и полей. Для изучения эволюции вещества в таких экстремальных условиях используются методы релятивистской кинетики и гидродинамики, которые являются синтезом квантовой и статистической механики со специальной либо общей теорией относительности, с одной стороны, и методов теории неравновесных процессов – с другой. Краткий очерк этого интенсивно развивающегося направления и составляет содержание настоящей статьи.

2. КИНЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Кинетические уравнения (КУ) являются основными уравнениями кинетической теории неравновесных процессов. В нерелятивистском случае, с которого уместно начать изложение, основным объектом теории является одночастичная функция распределения частиц $f(\bar{x}, \bar{p}, t)$ в 6-мерном фазовом пространстве, которая описывает зависимость от времени вероятности обнаружения частицы в точке \bar{x} с импульсом \bar{p} в физически малом элементе объема $d^3x d^3p$ этого пространства, заключающем в себе тем не менее достаточно большое число частиц (гипотеза крупнозернистого описания системы [1]). Вероятность обнаружения частицы во всем фазовом пространстве должна быть равна единице:

$$\int d^3x d^3p f(\bar{x}, \bar{p}, t) = 1$$

(условие нормировки).

Кинетические уравнения предназначены для нахождения соответствующих функций распределения. Вместе с сопутствующими уравнениями, определяющими действующие в системе поля (электромагнитные, гравитационные и т.д.), КУ должны образовывать замкнутую систему уравнений, достаточную для однозначного нахождения всех неизвестных функций задачи. Конкретный вид КУ зависит от специфики системы, а также от условий ее приготовления и существования (например, наличия внешних полей).

При больших скоростях движения необходимо учитывать требования релятивистской инвариантности теории, то есть неизменности ее законов и уравнений в произвольных инерциальных системах отсчета. Это приводит к необходимости равноправным образом рассматривать пространственные ($x^k, k = 1, 2, 3$) и временные ($x^4 = ct, c$ – скорость света) переменные, которые образуют единый 4-вектор x^μ ($\mu = 1, 2, 3, 4$) в пространстве Минковского. Аналогично 3-вектор импульса

p^k должен быть дополнен четвертой компонентой $p^4 = \mathcal{E}/c$ (\mathcal{E} – энергия) до полного 4-вектора p^μ , который для всех наблюдаемых частиц с массой m должен лежать на “массовой поверхности” [2], то есть удовлетворять соотношению Эйнштейна между энергией и импульсом $\mathcal{E}^2 = c^2(m^2c^2 + p^2)$ или $\mathcal{E}^{(\pm)} = \pm c\sqrt{m^2c^2 + p^2}$ для состояний частицы с положительной и отрицательной энергиями, которые отделены энергетической щелью шириной $2mc^2$. Теперь можно ввести функции распределения $f^{(\pm)}(x, p)$ системы релятивистских частиц, которые определены на соответствующих ветвях массовой поверхности. Ниже, интересуясь описанием состояний с положительной энергией, мы не будем писать значок (+) у функции распределения $f^{(+)}(x, p)$.

Аналогичную функцию можно ввести и в случае, когда динамика системы описывается законами квантовой механики. При этом нужно иметь в виду, что здесь оказывается невозможным одновременное задание координаты и импульса частицы (это ограничение обусловлено соотношением неопределенностей Гейзенберга). В результате функция $f(x, p)$ уже не допускает вероятностной интерпретации (в частности, она может быть и отрицательной). Однако ее проекции на координатное либо импульсное пространство, то есть интегралы (V – объем системы)

$$\frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int dp f(x, p) = n(x), \quad \frac{1}{V} \int dx f(x, p) = n(p, \tau), \quad (1)$$

сохраняют свое прежнее (как и в классической физике) физическое содержание как плотность числа частиц в точке x^μ и распределение частиц по импульсам соответственно. В формулах (1) через dx (dp) обозначен ковариантный элемент объема трехмерного координатного (импульсного) пространства.

Практически все известные релятивистские КУ являются конкретными реализациями следующего “обобщенного КУ”:

$$\frac{df(x, p)}{d\tau} = D(x, p) + S(x, p) + I(x, p), \quad (2)$$

где τ – некоторое собственное для выбранной точки фазового пространства время [3].

Поясним структуру этого уравнения. Каждое из слагаемых в его правой части сопоставляется определенному механизму, описывающему изменение в определенной точке пространства числа частиц с фиксированным импульсом. Простейшей причиной изменения импульса частиц является их ускорение в поле сил, которые складываются из внешних сил, обусловленных влиянием внешних полей, и эффективных внутренних сил, порождаемых внутренними полями самой системы.

Последнее слагаемое в правой части КУ (2), $I(x, p)$, описывает интенсивность рождения частиц из вакуума под влиянием сверхсильных полей [2]: гравитационных [4], электромагнитных (например, создаваемых при фокусировке лазерного излучения) либо ядерных, которые могут возникать на короткое время при столкновении тяжелых ионов сверхвысокой энергии.

Очень важным для кинетической теории является второе слагаемое $S(x, p)$, именуемое интегралом столкновений (ИС). Оно описывает изменение функции распределения $f(x, p)$ в зерне фазового пространства, окружающем точку (x^μ, p^μ) , в результате столкновения с другими частицами системы. С одной стороны, эти изменения обусловлены убылью частиц с импульсом p^μ при рассеянии любой другой частицей, обладающей импульсом p_1^μ (необходимо перебрать все эти возможности, то есть проинтегрировать по импульсу p_1^μ). Такие процессы назовем прямыми (рис. 1, а). С другой стороны, возможно пополнение числа частиц с импульсом p^μ , которое произойдет вследствие столкновения двух частиц системы с импульсами p_1^μ и $p_1'^\mu$ (обратный процесс, рис. 1, б). Предполагается, что в каждом акте упругого рассеяния выполняются законы сохранения энергии и импульса

$$p^\mu + p_1'^\mu = p_1^\mu + p_1'^\mu. \quad (3)$$

В результате ИС может быть записан в следующем виде:

$$S(x, p) = - \int dp_1' dp_1 dp_1' W(x, p; p_1, p_1') \times \\ \times \{f(x, p)f(x, p')[1 \mp f(x, p_1)] \cdot [1 \mp f(x, p_1')] - \\ - [1 \mp f(x, p)] \cdot [1 \mp f(x, p')]f(x, p_1)f(x, p_1')\}. \quad (4)$$

Здесь первая группа множителей в фигурной скобке учитывает прямой процесс рассеяния, вторая группа – обратный процесс. Общий знак минус перед интегралом в формуле (4) обеспечивает убыль частиц в зерне фазового пространства за счет прямого процесса. Статистические факторы типа $1 \mp f(x, p)$ определяют вероятность свободного места в конечных состояниях. В случае ферми-частиц (фермионов) справедлив принцип Паули, запрещающий поселение в любом состоянии более одной частицы с определенной проекцией спина; для бозе-частиц (бозонов) подобного запрета нет. Таким образом, факторы $1 \mp f(x, p)$ усиливают (в случае бозонов) либо подавляют (в случае фермионов) процесс рассеяния. Наконец, функция $W(x|p, p', p_1, p_1')$ описывает эффективность прямого и обратного процессов и включает в себя законы сохранения (3).

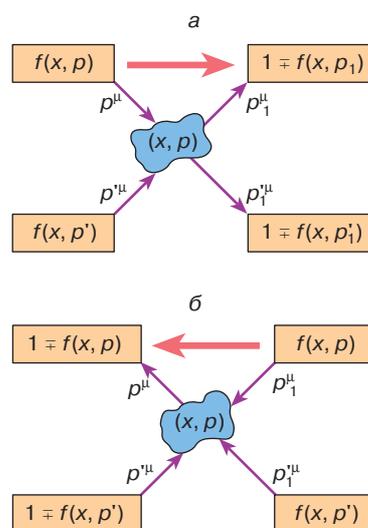


Рис. 1. Прямой (а) и обратный (б) процессы рассеяния, приводящие к убыли (а) и пополнению (б) числа частиц с импульсом p^μ . Каплей в центре каждого рисунка обозначено зерно фазового пространства, в котором происходят эти процессы. В конечных состояниях вероятность свободного места определяется факторами типа $1 \mp f(x, p)$ (верхний (нижний) знак соответствует фермионам (бозонам))

Для систем с малой плотностью ($f(x, p) \ll 1$) интеграл столкновений (4) можно преобразовать к виду, удобному для практических вычислений:

$$S(x, p) = - \int dp_1 d\sigma(\Delta v, \theta, \varphi) \Delta v \{f(x, p)f(x, p') - \\ - f(x, p_1)f(x, p_1')\}. \quad (5)$$

Здесь $\Delta v = |\vec{v} - \vec{v}'|$ – величина вектора относительной скорости сталкивающихся частиц, $d\sigma(\Delta v, \theta, \varphi)$ – дифференциальное эффективное сечение рассеяния, определяемое как отношение числа частиц, рассеянных в единицу времени в телесный угол $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$, к плотности потока падающих частиц. Углы θ и φ фиксируют направление движения рассеянных частиц в системе центра масс.

Интеграл столкновений в форме (5) был впервые получен Л. Больцманом (1872) для газа классических бесструктурных частиц. Предположение о малой плотности, в частности, позволило не учитывать в ИС тройных столкновений, когда в сферу эффективного взаимодействия одновременно попадают три частицы. Интеграл столкновений (4) является квантово-механическим обобщением ИС (5).

Следствием КУ Больцмана является знаменитая Н-теорема Л. Больцмана. По существу Н-теорема вводит стрелу времени, утверждая, что с увеличением

времени плотность энтропии системы $s(x, \tau) = -\int dp f(x, p) \ln f(x, p)$ может либо оставаться постоянной (в случае равновесного состояния), либо расти в неравновесных ситуациях, то есть

$$\frac{ds(x, \tau)}{d\tau} \geq 0.$$

Это неравенство является математической формулировкой второго начала термодинамики для изолированных систем.

Из способа доказательства H-теоремы следует, что появление стрелы времени является прямым следствием столкновения частиц, то есть определяется особенностями ИС. Однако признаки необратимости можно обнаружить и непосредственно, анализируя поведение различных слагаемых КУ (2) при отражении времени $\tau \rightarrow -\tau$. Легко видеть, что левая часть КУ при этом меняет знак на противоположный, тогда как правая часть КУ подобным свойством, вообще говоря, не обладает. Например, в ИС обращение траекторий вспять по времени не приводит к изменению характеристик рассеяния (см. рис. 1).

Очевидный признак необратимости присутствует, и в источнике $I(x, p)$, описывающем вакуумное рождение частиц в сильных полях, функция $I(x, p)$ не обладает определенной четностью при отражении времени и, следовательно, также нарушает инвариантность КУ (1) относительно этой операции.

Указанные симптомы необратимости в кинетическом описании эволюции не вскрывают ее истинных причин, которые оказываются значительно более глубокими. Некоторые из них были поняты лишь в последнее время [1]. Другие, возможно, обусловлены самим механизмом рассеяния в квантовой механике, в каждом акте которого происходит потеря информации (увеличение энтропии) при переходе из начального (до рассеяния) в конечное состояние. (Об альтернативном понимании причин необратимости см. работу [5].)

Способ, который был выбран для иллюстрации вывода ИС (4), восходит к Л. Больцману и может быть назван полуфеноменологическим, то есть основанным на интуитивном моделировании процессов в неравновесных газах. Этот подход весьма экономичен и эффективен в некоторых модификациях метода, он незаменим при апробации физических моделей малоизученных физических систем. Однако им нельзя подменить динамический подход, основанный на первых принципах, то есть на системе микроскопических уравнений динамики, дополненных методами неравновесной статистической физики. Именно на этом пути удастся проверять фундаментальные физические теории, сопоставляя их

предсказания с наблюдаемыми проявлениями неравновесных систем.

Исторически первой работой по динамическому обоснованию кинетической теории явилась книга Н.Н. Боголюбова “Проблемы динамической теории в статистической физике”, вышедшая в 1946 году и определившая все дальнейшее развитие этого направления. Большую известность получили работы Л.В. Келдыша, Д.Н. Зубарева, И. Пригожина, Р. Балеску, В.П. Силина, Ю.Л. Климонтовича, Л.Каданова, Г. Бейма, С. де Гроота и др. Особенно бурно сейчас развивается релятивистская кинетическая теория, где по существу сделаны лишь первые шаги, необходимые для понимания всей сложности проблемы. Это обусловлено спецификой систем, находящихся в экстремальных условиях. Перечислим некоторые из них.

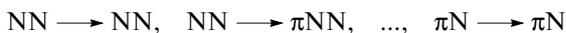
В первую очередь, как правило, это высокая плотность вещества и напрямую связанная с ней недостаточность парного механизма рассеяния частиц. К тому же в таких сверхплотных средах частицы испытывают глубокие трансформации из-за взаимодействия с окружающей средой и уже мало напоминают частицы в свободном состоянии. Часто вещество в экстремальных условиях отделено от доступной наблюдению в обычных условиях материи одним или несколькими фазовыми переходами, которые сильно усложняют динамическое описание неравновесных систем. Далее вещество может находиться под действием сильных полей, а его конститuentы испытывать сильные взаимодействия, что делает невозможным использование хорошо разработанных методов теории возмущений. Число частиц различной природы может оказаться очень большим, что саму теорию делает необозримо громоздкой. В свою очередь, сами конститuenty могут обладать внутренними степенями свободы (например, спином), причем не все они могут быть физическими (для описания подобных систем предназначены теории поля со связями). Происходящие в системах изменения могут оказаться очень быстрыми (это приводит к необходимости учета эффектов памяти или немарковости, обусловленных инерционностью систем, не успевающих мгновенно подстраиваться под быстро изменяющиеся воздействия [2]) либо сопровождаются сильными отклонениями от равновесного состояния. Наконец, сами системы являются, как правило, открытыми, что вносит в описание дополнительную специфику.

Закончив на этом беглый перечень особенностей релятивистской кинетической теории, расскажем кратко в качестве иллюстрации о приложении ее методов к двум важным направлениям в современной физике.

3. РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

В релятивистской ядерной физике изучаются реакции, происходящие с участием ядер при релятивистских энергиях. За короткое время соударения может образоваться сильно нагретая и сжатая ядерная материя. Здесь можно выделить характерную температуру $T_c \approx 200$ МэВ и плотность $\rho_c \approx (4-5)\rho_0$, где $\rho_0 \approx 10^{14}$ г/см³ – плотность ядерной материи в нормальных условиях. При $T \leq T_c$ и $\rho \leq \rho_c$ ядерная материя состоит из адронов, то есть сильно взаимодействующих частиц, таких, как нуклоны, мезоны и т.д. Ожидается, что при достижении более высоких температур $T \geq T_c$ и плотностей $\rho \geq \rho_c$ ядерная материя переходит в новое фазовое состояние, именуемое кварк-глюонной плазмой, которая возникает в результате коллективизации кварков и глюонов, являющихся составными элементами адронов. Это дает основание выделить в релятивистской ядерной физике область промежуточных энергий ($T \leq T_c$, $\rho \leq \rho_c$) и область высоких энергий ($T \geq T_c$, $\rho \geq \rho_c$). Обе области заметно различаются по используемым моделям, методам и целям. Ядерная физика промежуточных энергий все больше приобретает утилитарный характер, тогда как область высоких энергий в настоящее время имеет преимущественно фундаментальную направленность. В той и другой областях используются разнообразные приемы. Сущность и результаты некоторых из них будут рассмотрены ниже.

Каскадно-экситонная модель является одной из наиболее эффективных в ядерной физике промежуточных энергий [6]. Она основана на представлении, что частица-снаряд ядерной (нуклон, мезон или легкое ядро) или электромагнитной (электрон, мюон или γ -квант) природы сталкивается с ядром в основном состоянии и генерирует в нем внутриядерный каскад последующих столкновений и коллективных возбуждений (квазичастиц). На первой (каскадной) стадии велика роль индивидуальных процессов с участием внутриядерных нуклонов (N) и π -мезонов:



и т.д. В последующем возбуждение охватывает все большую область ядра, быстрые потоки сглаживаются, перемешиваются и число параметров, необходимых для описания неравновесной системы, уменьшается. Это приводит к термализации ядерного вещества на заключительных предравновесной и равновесной стадиях. Здесь пространственная и временная зависимость функций распределения целиком определяется термодинамическими параметрами, такими, как температура, химический потенциал и т.д., то есть устанавливается локальное равновесие [1], которое релаксирует к равновесному состоянию. Вторичные частицы (продукты реакции) могут генерироваться на всех трех ста-

диях. Процесс завершается испарением мягких нуклонов с энергиями в несколько мегаэлектровольт и излучением фотонов, остающаяся часть ядра остывает и переходит в основное состояние. Весь процесс может продолжаться довольно долго, превышая в 10^2-10^3 раз время пролета ядра частицей с околосветовой скоростью в случае, если бы она не испытывала в нем торможения.

По существу каскадно-экситонная модель является полуфеноменологической: она основана на КУ типа (5), в которых сечения различных процессов заимствуются из соответствующих экспериментов со свободными частицами. Поскольку в ядерной материи эти сечения совсем другие, равно как и эффективные массы частиц, приходится вводить дополнительные параметры, которые можно подбирать для достижения лучшего согласия с опытными данными.

Тем не менее очень важно, что модель обеспечивает удовлетворительное предсказание результатов экспериментов (с точностью не ниже 25%). Это позволяет проводить компьютерные эксперименты вместо очень сложных и дорогих реальных. Эти особенности модели сделали ее весьма эффективной в самых разнообразных приложениях ядерной физики: в различных технологических аспектах, медицине, биологии, астронавтике (защита от космического излучения) и т.д. Большие перспективы открываются в грандиозной экологической проблеме переработки отходов ядерных технологий. Здесь планируется создание фабрик по трансмутации долгоживущих изотопов в стабильные либо короткоживущие.

Физика тяжелых ионов в настоящее время имеет главной целью исследование ядерной материи при высоких плотностях и температурах, и в первую очередь поиски уравнения состояния, включая область высоких энергий. Помимо самостоятельного научного значения эти результаты важны для астрофизики и космологии. Например, без знания уравнения состояния нельзя понять строение и эволюцию нейтронных звезд. Для достижения этих целей исследуются столкновения релятивистских тяжелых ионов, в результате чего и достигаются экстремальные состояния ядерной материи. Изучать эти состояния можно лишь анализируя продукты столкновений по составу и распределениям по углам и энергиям (битье тарелок по-научному).

Простейший подход здесь основан на идее, что при слиянии двух ядер сравнительно легкие мезонные поля подстраиваются к движениям нуклонной компоненты и образуют некоторое среднее мезонное поле, в котором движутся нуклоны. Такая картина приводит к предположению, что ролью столкновений и вакуумным рождением частиц можно пренебречь, то есть положить $S(x, p) = I(x, p) = 0$. КУ (2) в этом случае называется КУ

Власова. В его правую часть входит сила, которая определяется средними мезонными полями. Уравнения для их определения образуют вместе с КУ Власова сложную самосогласованную систему. Такой подход был достаточно хорошо разработан и с успехом применяется для грубого описания процессов ядро-ядерных столкновений. В качестве следующего шага можно учесть столкновения частиц с сечениями, взятыми из сравнения с опытными данными. Это делает теорию более реалистичной, оставляя в ней элементы феноменологии. На рис. 2 изображены типичные результаты компьютерных расчетов эволюции плотности нуклонов при центральном столкновении двух ядер ^{40}Ca с энергией 400 МэВ/нуклон. Развертка во времени представлена последовательностью мгновенных снимков в плоскости (x, y) с момента начала слияния двух ядер и заканчивая разлетом ядерной материи. Более детальную информацию можно получить изучая различные инклюзивные процессы, то есть реакции, в которых анализируются вторичные частицы только одного сорта, $a + b \rightarrow c + X$, где X – система недетектируемых частиц. Особенности фильмов типа рис. 2 зависят от сценариев, то есть от изучаемых моделей ядерного вещества. Это позволяет проводить отбор моделей, выбирая из них те, которые больше соответствуют природе.

При повышении энергии и приближении к области релятивистского фазового перехода в состояние кварк-глюонной плазмы возрастает роль тяжелых барионов (Δ -изобарных состояний) и мезонов. По причинам, описанным в разделе 2, это сильно осложняет кинетическое описание. Тем не менее в настоящее время достигнут значительный прогресс в попытках сов-

мещения динамического и полуфеноменологического подходов.

Есть много оснований предполагать, что в области высоких энергий при столкновении релятивистских ядер образуется сгусток кварк-глюонной плазмы, который в последующем расширяется и охлаждается, переходя в области критических значений температуры T_c и плотности ρ_c в адронное состояние. Основные усилия здесь направлены на поиски специфических сигналов, подтверждающих эту картину. Самым сложным для теоретического описания является процесс адронизации, сопровождающий фазовый переход, при котором из кварков и глюонов собираются доступные наблюдению адроны. В первую очередь это связано с особенностями хромодинамики – теории взаимодействия кварков и глюонов. Последние, в частности, обеспечивают взаимное притяжение, склеивание кварков. Интенсивность склеивания ослабевает с ростом энергии. Напротив, при понижении температуры $T \rightarrow T_c$ взаимодействие возрастает и стандартные приемы квантовой теории поля, основанные на теории возмущений, перестают работать [2]. Это приводит к необходимости искать методы, выводящие за рамки теории возмущений. В этом направлении разрабатывается несколько конкурирующих модельных подходов (решеточные вычисления на компьютерах, струнные теории и т.д.). Один из них основан на механизме Швингера вакуумного рождения частиц под действием сильных полей (в данном случае глюонных полей) [2]. По этому сценарию возникающее при разлете кварк-глюонной плазмы сильное глюонное поле приводит к пробое запрещенной зоны, отделяющей область с

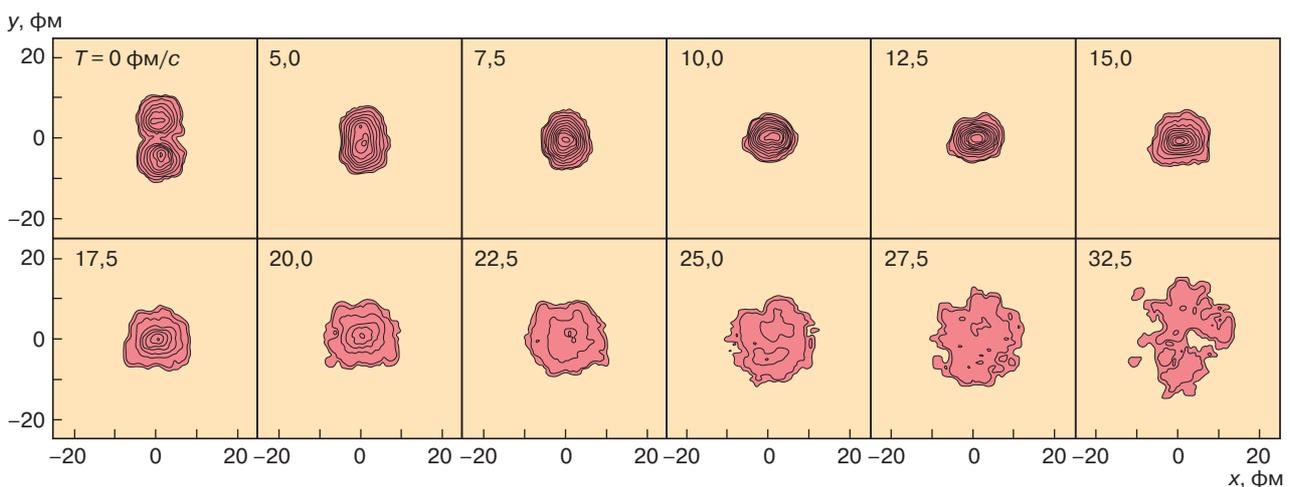


Рис. 2. Решение кинетического уравнения для центрального столкновения $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ при энергии 400 МэВ/нуклон. Уровни плотности проведены при значениях $\rho = 0,005; 0,01; 0,03 \text{ фм}^{-3}$ и далее с шагом $0,03 \text{ фм}^{-3}$. Время “моментального снимка” указано на кадрах; фм – ферми (равен 10^{-13} см), c – скорость света

положительной энергией (область наблюдаемых частиц) от “моря Дирака” сплошь заполненных состояний с отрицательной энергией, и к интенсивному рождению частиц. Если их плотность невелика, то столкновениями можно пренебречь и доминирующим оказывается источник $I(x, p)$ в правой части КУ (1).

В целом кинетическое описание разлета кварк-глюонной плазмы и ее последующей адронизации оказывается чрезвычайно сложным и неоднозначным из-за вводимых различных упрощений. Достаточно сказать, что в наиболее распространенном варианте теории с тремя кварками u , d и s имеются 52 степени свободы, сложным образом связанные между собой.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

“Нельзя же так подробно жить!” — ответил Л.Н. Толстой на ироничное замечание его личного секретаря Н.Н. Гусева по поводу убийства комара.

Приведенный краткий очерк релятивистской кинетической теории показал, что приложение ее методов к реалистичным физическим системам встречается с большим количеством деталей, которые весьма опосредованно связаны с поддающимися наблюдению параметрами. Это возбуждает мысль о возможности некоторого более грубого описания сложных неравновесных систем. На первый взгляд такую возможность представляет гидродинамика, которая обладает своими специфическими методами. Однако связь ее с кинетической теорией и ее многообразные приложения к описанию эволюции релятивистских систем требуют специального обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маневич Л.И. Обратимость и стрела времени: Между порядком и хаосом. Ч. II // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 12. С. 78–83.
2. Смолянский С.А. Вакуумное рождение частиц в сильных электромагнитных полях // Там же. 2001. Т. 7, № 2. С. 69–75.
3. Smolyansky S.A., Prozorkevich A.V., Maino G., Mashnik S.G. A Covariant Generalization of the Real-Time Green's Functions Method in the Theory of Kinetic Equations // Ann. Phys. 1999. Vol. 277. P. 193.
4. Киржниц Д.А. Горячие “черные дыры”: Новое в понимании природы теплоты // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 6. С. 84–90.
5. Брайловский А.Б., Вакс В.Л., Мутюгов В.В. Квантовые модели релаксации // Успехи физ. наук. 1997. Т. 166, № 7. С. 795–800.
6. Mashnik S.G., Smolyansky S.A. The Cascade-Exciton Approach to Nuclear Reactions // Proc. Europ. Sci. Foundation Study Centre “Dynamics of Transport in Plasmas and Charged Beams” / Ed. by G. Maino, M. Ottaviani. Singapore: World Sci., 1996. P. 137–159.

Рецензент статьи В.Ч. Жуковский

* * *

Станислав Александрович Смолянский, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой теоретической и математической физики Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского. Область научных интересов – релятивистская кинетика и гидродинамика и их применение в релятивистской ядерной физике промежуточных и высоких энергий. Автор и соавтор более 100 научных работ и монографий.