Письма в ЖТФ, том 17, вып. 23 12 декабря 1991 г.

01

РЕЛАКСАЦИЯ ЭНЕРГОИЗОЛИРОВАННОЙ КУЛОНОВСКОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ СТОХАСТИЗИРУЮЩЕМ ВОЗДЕЙСТВИИ

С.А. Майоров, А.Н. Ткачев, С.И. Яковленко

Исследование фундаментальных свойств кулоновской плазмы путем численного моделирования динамики многих частиц привело к неожиданным результатам [1–3]. Было показано, что система кулоновских частиц, помещенных в хэнергоизолирующую оболочку, не является вполне эргодической системой. Такая система оказалась устойчивой по отношению к рекомбинации. Точнее говоря, в этих условиях устанавливается равный (или близкий) нулю поток электронов по энергетической оси. При этом функция распределения по полной энергии качественно отличается от больцмановской, хотя функция распределения по кинетической энергии является максвелловской [1, 2].

Эти численные результаты удается описать аналитически [4, 5] если отказаться от эргодической гипотезы, а вместе с тем и от принципа детального баланса для энергоизолированной кулоновской плазмы. Численное моделирование показало, что кулоновская плазма, помещенная не в энергоизолирующую, а в термостатирующую оболочку, объемно рекомбинирует с характерными временами, соответствующими имеющимся теоретическим представлениям [3]. На основании этих данных был сделан вывод, что термостат играет роль внешнего „стохастизатора", без которого для кулоновской плазмы невозможно выполнение эргодической гипотезы. В настоящей работе рассмотрено влияние различных стохастизирующих воздействий, оставляющих в то же время неизменной полную энергию системы.

Как и в работах [1–3], решались уравнения Ньютона для n электронов и n протонов, помещенных в куб с длиной ребра a, такой, что $N_e = N_i = n/a^3$ – плотность электрона и ионов. Основное отличие от расчетов [1, 2] состояло в том, что система подвергалась стохастическому воздействию; это воздействие в отличие от работы [3] было таким, что полная энергия системы не менялась.

Сначала были предприняты численые эксперименты со стохастизацией напрввлений скоростей. В одной серии расчетов отражение частиц от стенки полагалось диффузным: модуль скорости сохранялся, но направление внутрь куба выбиралось случайным. В другой серии расчетов частицы, пролетев некоторое расстояние, мгновенно меняли направление скорости на произвольное, сохраняя модуль скорости. Длина пролета частицы до изменения направления скорости определялась законом Пуассона. Такие расчеты в какой-то мере моделируют упругие столкновения с бесконечно тяжелыми жесткими нейтральными частицами.

Результаты этих обеих серий расчетов совпали с аналогичными результатами, полученными в [1, 2]: формировались такие же, как в [1, 2], экспоненциально спадающие в отрицательной области функции распределения электронов по полной энергии; рекомбинация не имела места. Этот результат не является неожиданным, поскольку хаотизация направлений скоростей может облегчить лишь формирование максвелловского распределения, которое хорошо устанавливается и без дополнительной стохастизации. По-видимому, для того, чтобы имела место релаксация электронов по энергетической оси, необходимо воздействие стохастизатора, перемешивающего энергии подсистем микроканонического ансамбля.

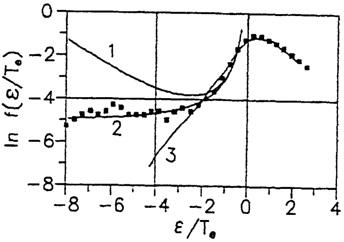
В связи с этим был поставлен следующий численный эксперимент. Через временные интервалы величиной $1.5\cdot\tau_{ei}$ (τ_{ei} – среднее время пролета электроном межионного расстояния) скорости различных частиц перераспределялись, а именно, скорость одной частицы присваивалась другой частице, скорость этой другой частицы – третьей частице и т.д. При этом координаты частиц не изменялись. Очевидно, что при такой перестановке скоростей при неизменном положении частиц полная энергия системы не меняется, в то же время, меняется полная энергия отдельных частиц. Мы не вкладывали какой либо глубокий физический смысл в этот способ стохастизации. Он был выбран в основном для прямой демонстрации роли стохастического воздействия.

Как и следовало ожидать, если исходить из результатов работ [1–5], „перестановочная стохастизация", стимулировала тройную рекомбинацию. Установившаяся при наличии стохастизирующего воздействия функция распределения электронов по полной энергии сильно отличается от функции, получаемой в отсутствие стохастизации (см. рисунок). В отрицательной области энергий она близка к рекомбинационному распределению [6]:

$$f(\varepsilon)=f_Б(\varepsilon)\left[1-\xi(|\varepsilon|/T_e)\right], \qquad (1)$$

полученному из решения уравнения Фоккера–Планка с коэффициентами, удовлетворяющими принципу детального баланса. Здесь T_e – температура электронов (в численных расчетах она определялась как параметр максвелловского распределения);

$$f_Б(\varepsilon)=exp(-\varepsilon/T_e)\cdot\begin{cases}\frac{2}{\pi^{1/2}}\sqrt{\varepsilon/T_e}, & \varepsilon\gg e^2N_e^{1/3}\\ (\pi^{3/2}/4)\cdot\delta_e\cdot|\varepsilon/T_e|^{-5/2}, & \varepsilon<0,\ |\varepsilon|\gg e^2N_z^{1/3}\end{cases} \qquad (2)$$



Функция распределения электронов плазмы водорода по полной энергии при наличии „перестановочной стохастизации электронов (маркеры). Параметры плазмы и расчета: $N_e=10^{17}$ см$^{-3}$, $T_0=0.2$ эВ, $T_e=0.35$ эВ, $n=512$, время наблюдения за системой $t \cong 50\cdot\tau_{ei}$. Сплошные кривые: 1 – распределение Больцмана, 2 – рекомбинационное распределение (1)–(3), 3 – распределение электронов по полной энергии в ДМЧ – расчете без наличия стохастизирующего воздействия.

больцмановское распределение, нормированное так, чтобы при $\mathcal{E}\to\infty$ оно переходило в распределение Максвелла; $\delta_e=2e^6 N_e/T_e^3$ – параметр идеальности плазмы;

$$\xi(x)=\int_0^x z^{3/2}\cdot exp(-z)/\beta(z)\,dz\cdot\left[\int_0^\infty z^{3/2}\cdot exp(-z)/\beta(z)\,dz\right]^{-1}=$$

$$=\begin{cases}0.06013\,x^{5/2}\left[1+10x/7\right], & x\ll 1\\ 1-0.06661\cdot x^3\cdot exp(-x), & x\gg 1\end{cases}\qquad(3)$$

$$\beta(z)=\int_0^\infty t^{1/2}\cdot(1+t)^{-3}\cdot exp(-z\cdot t)\cdot dt.$$

Величина $\xi(|\mathcal{E}|/T_e)$ определяет вероятность того, что электрон, имеющий энергию $\mathcal{E}$, совершит затем переход в область сильно связанных состояний $\mathcal{E}\to-\infty$ (она введена в [7], см. также [8]; выражение (3) получено в [6]).

Из представленных выше и предшествовавших им [1–5] результатов можно сделать следующие выводы.

1. Модель классически двигающихся частиц, не обменивающихся энергией с оболочкой и не подвергающихся внешнему стохастическому воздействию, в общем случае не описывает релаксацию к микроканоническому распределению. Точное следование движения частиц законам классической механики может приводить (как показывают расчеты) к запрету на рекомбинационные процессы, сопровождающиеся, как известно, изменением энтропии системы.

2. Для того, чтобы классическая механическая система релаксировала к термодинамически равновесному состоянию, необходимо внешнее стохастизирующее воздействие.

3. Не всякий механизм стохастизирующего воздействия может обеспечить достаточный поток энтропии в систему, требуемый для реализации рекомбинационных процессов.

Отметим еще одно важное обстоятельство. Изложенное выше (как и результаты работ [1-5]) противоречит не только эргодической гипотезе, но и кинетической теории, базирующейся на боголюбовской (Боголюбова – Борна – Грина – Кирквуда – Ивона, ББГКИ) цепочке уравнений. Однако этот факт не может служить основанием для сомнений в надежности полученных нами результатов. Дело в том, что известная из кинетической теории совокупность зацепляющихся уравнений ББГКИ [9, 10], вообще говоря, не эквивалентна исходным уравнениям Лиувилля для классических систем [10]. При выводе ББГКИ-цепочки используется дополнительное предположение о симметрии многочастичных функций распределения относительно перестановок частиц. Это предположение удается в какой-то мере оправдать, если существует иерархия характерных времен релаксации функций распределения: время релаксации двухчастичной функции распределения много меньше времени ралаксации трехчастичной и т.д. Тогда симметрия многочастичных функций является следствием крупноструктурных усреднений по промежуточным временам (много большим одного времени релаксации, но много меньшим другого) [10]. В то же время известно, что для кулоновских систем упомянутую иерархию характерных времен в общем случае ввести нельзя. „Особенность динамики ионизованных газов состоит в том, что не существует стандартной системы макроскопических уравнений, полностью описывающих эту динамику во всех режимах" [10]. Иными словами, несмотря на то, что боголюбовский подход широко используется для обоснования кинетики плазмы [11, 12], результаты непосредственного решения уравнений Ньютона (эквивалентных уравнению Лиувилля) вполне могут противоречить результатам рассмотрения задачи на основе ББГКИ-цепочки. Есть основания считать, что примененная в наших расчетах „перестановочная стохастизация" как раз и приводит к формированию симметричных многочастичных функций (если, конечно, описывать задачу в этих терминах).

Список литературы

[1] Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. Краткие сообщения по физике ФИАН, 1990. № 2, с. 6; Препринт ИОФАН № 36, М., 1990.

[2] Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. В сб.: Методы исследования спектральных и релаксационных характеристик атомов и ионов. Труды НПО ВНИИФТРИ, М., 1990. С. 35-54.

[3] Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Краткие сообщения по физике, ФИАН. 1990. № 5. С. 20.
[4] Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Краткие сообщения по физике, ФИАН. 1990. № 10. С. 3.
[5] Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Краткие сообщения по физике, ФИАН. 1990. № 10. С. 18.
[6] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Краткие сообщения по физике, ФИАН. 1990. № 7. С. 10.
[7] Яковленко С.И. // Физика плазмы. 1975. Т. 1. С. 901.
[8] Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры, М.: Атомиздат, 1978. 256 с.
[9] Боголюбов Н.Н. Избранные труды по статической физике. М.: МГУ, 1979. 343 с.
[10] Кога Т. Введение в кинетическую теорию стохастических процессов в газах. М.: Наука, 1983. 242 с.
[11] Силин В.П. Введение в кинетическую теорию газов. М.: Наука, 1971. 332 с.
[12] Кинетические процессы в газах и плазме./Под редакцией А. Хохштима. М.: Атомиздат, 1972. 368 с.

Поступило в Редакцию
11 ноября 1991 г.