Краткие сообщения по физике № 3, 4 — 1992 г.

УДК 533.9

ВОЗДЕЙСТВИЕ ДВУХУРОВНЕВОГО СТОХАСТИЗАТОРА НА СОСТОЯНИЕ КЛАССИЧЕСКОЙ КУЛОНОВСКОЙ ПЛАЗМЫ

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

Показано, что стохастическое воздействие гипотетического газа двухуровневых атомов (двухуровневого стохастизатора) на электроны классической кулоновской плазмы стимулирует рекомбинацию. В идеальной плазме рекомбинация возникает при более слабом стохастическом воздействии, чем в неидеальной плазме.

В работах /1, 2/ методами компьютерного моделирования из первопринципов и путем аналитического рассмотрения /3/ выявлено принципиально новое свойство классической кулоновской плазмы. Показано /1/, что энергоизолированная кулоновская плазма имеет устойчивое по отношению к рекомбинации состояние с экспоненциально спадающей функцией распределения электронов в области отрицательных энергий. В то же время, плазма, помещенная в оболочку с термостатирующими стенками, объемно рекомбинирует с характерным временем, соответствующим имеющимся теоретическим представлениям /2/. Исходя из этого, была выдвинута гипотеза о неэргодичности классической кулоновской плазмы /1, 2/; отказ от эргодической гипотезы и следующего из нее принципа детального баланса позволил описать результаты моделирования аналитически /3/.

Было высказано предположение, что по крайней мере для классической кулоновской плазмы релаксация к микроканоническому распределению предполагает наличие внешнего "стохастизатора", достаточно эффективно перемешивающего энергетические состояния отдельных частиц. Прямое численное моделирование показало, что не всякая, даже интенсивная стохастизация, стимулирует в полной мере рекомбинационный процесс. В данной работе предложена модель стохастического воздействия, которая, на наш взгляд, позволяет исследовать достаточно тонкие свойства классической кулоновской плазмы. Проведены предварительные расчеты.

Двухуровневый стохастизатор. Считаем, что пространство заполнено гипотетическим газом двухуровневых атомов с плотностью N, заселенностями уровней N_1 и N_2 ($N = N_1 + N_2$) и энергией перехода ϵ_{12}. Газ двухуровневых атомов рассматриваем как термостат с температурой $T_{12} = \epsilon_{12}/\ln(N_1/N_2)$.

Пролетая расстояние l, электрон имеет вероятность $p = 1 - \exp(-l/l_e)$ испытать упругое столкновение. Здесь $l_e = 1/\sigma_e N$ — длина свободного пробега, σ_e — сечение упругого столкновения.

После того как определено, что электрон упруго столкнулся с двухуровневым атомом, разыгрывается вероятность реализации одного из атомных состояний $w_1 = N_1/N$, $w_2 = N_2/N$ и вероятность соответствующего неупругого перехода $w_{12} = w_1\sigma_{12}(v)/\sigma_e$, $w_{21} = w_2\sigma_{21}(v)/\sigma_e$, где v — скорость электрона. При этом для перехода $1 \to 2$ имеется энергетический порог, равный ϵ_{12}, а для сечений переходов $1 \to 2$ и $2 \to 1$ имеет место соотношение детального баланса

$$\sigma_{12}(v)/(mv^2/2) = \sigma_{21}((v^2 - 2\epsilon_{12}/m)^{1/2})/(mv^2/2 - \epsilon_{12}).$$

В данных расчетах реализована простейшая зависимость сечения возбуждения от скорости — "ступенька": $\sigma(v) = 0$ при $v < v_{12} = (2\epsilon_{12}/m_e)^{1/2}$; $\sigma(v) = \sigma_0 = \mathrm{const}$ при $v \geqslant v_{12}$. В этом случае

$$w_{12} = \begin{cases} w_0, & v \geqslant v_{12} \\ 0, & v < v_{12} \end{cases}; \quad w_{21} = w_0(v^2 + v_{12}^2)/v^2,$$

где $w_0 = \sigma_0/\sigma_e \leqslant 1$.

Во всех случаях испытавший упругое столкновение электрон хаотически меняет направление скорости. Если неупругое столкновение имело место, модуль скорости соответственно уменьшается или увеличивается на величину v_{12}.

Итак, свойства "двухуровневого стохастизатора", т.е. гипотетического газа двухуровневых атомов в случае, когда этот газ можно считать термостатом, задаются набором из четырех параметров l_e, $l_{ne} = l_e w_0$, T_{12}, ϵ_{12}. Можно, конечно, использовать и любой другой набор из независимых величин, например, σ_e, σ_0, N, N_1, ϵ_{12}.

Некоторые результаты расчетов иллюстрируют данные, представленные в табл. 1. Моделирование проводилось так же, как и в предыдущих работах: решались уравнения Ньютона для n электронов и n протонов, помещенных в куб с размером ребра a, выбираемым так, чтобы обеспечить нужную плотность электронов и ионов $N_e = N_i = n/a^3$. Считалось, что стенки куба зеркально отражают частицы. Начальное распределение частиц полагалось максвелловским с температурой T_0.

Через довольно малое время t порядка времени пролета электроном среднего межионного расстояния $\tau_{ei}^{(0)} = N_i^{-1/3}(m_e/2T_0)^{1/2}$ устанавливается максвелловское распределение электронов по скоростям с новой температурой $T_e > T_0$

В отсутствие взаимодействия с термостатом (варианты 1 и 7 в табл. 1) устанавливается иссследовавшееся в работах /1, 3/ состояние плазмы. При наличии взаимодействия с термостатом имеет место рекомбинация. Увеличивается число электронов, имеющих отрицательную энергию; уменьшается среднее расстояние между электроном и ближайшим к нему ионом.

Таблица 1

*Параметры плазмы и двухуровневого стохастизатора**

	1	2	3	4	5	6	7
N_e, см$^{-3}$	10^{17}	10^{17}	10^{17}	10^{17}	10^{17}	10^{20}	10^{20}
T_0, эВ	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2	0,5	0,5
T_e, эВ	0,288	0,271	0,281	0,292	0,299	1,80	1,74
δ	0,0408	0,0451	0,0413	0,0482	0,0367	0,388	0,362
T_{12}, эВ	—	0,2	0,2	—	0,2	—	0,5
ϵ_{12}, эВ	—	0,1	0,05	—	0,05	—	0,2
l_e/r_{ii}	∞	2	2	2	2	∞	2
l_{ne}/r_{ii}	∞	6	3	∞	3	∞	6
n	512	512	512	512	512	512	512
$t/\tau_{ei}^{(0)}$	50	50	100	50	50	50	50
n_ϵ	23	30	45	54	60	153	177
$2u/3T_0$	0,237	0,257	0,362	0,417	0,450	0,715	0,762
r_{ie}/r_{ii}	0,78	0,771	0,747	0,731	0,732	0,685	0,680

* Варианты расчетов 3, 4, 5 являются продолжением соответственно расчетов 2, 3, 4; $\delta = 2e^6 N_e/T_e^3$ — параметр, характеризующий неидеальность плазмы; n_ϵ — число электронов, имеющих отрицательную энергию $\epsilon < -2T_0$ в конце расчета; u — средняя по времени и по частицам потенциальная энергия, приходящаяся на частицу; r_{ie} — среднее по времени и по частицам расстояние между ионом и ближайшим к нему электроном; $r_{ii} = (3/4\pi N_i)^{1/3}$ — среднее межчастичное расстояние при однородном распределении.

Данные расчетов дают основание считать, что неидеальная плазма как бы оказывает сопротивление рекомбинации с участием двухуровневого атома в качестве третьего тела. Действительно, на начальной стадии рекомбинации число прорекомбинировавших атомов пропорционально величине N_e^2Nt. Если исходить из такого рода оценок, то плазма, соответствующая варианту 7 в табл. 1 ($N_e = 10^{20}$ см$^{-3}$), должна рекомбинировать на несколько порядков быстрее, чем плазма, соответствующая варианту 5 ($N_e = 10^{17}$ $см^{-3}$). Однако расчеты показывают обратное — в разреженной плазме (вариант 5) началась рекомбинация (число частиц в отрицательной области энергий увеличилось в 2,5 раза) в то время как в плотной плазме (вариант 7) рекомбинация практически не заметна.

Этот факт можно объяснить тем, что, согласно /3/, флуктуации микрополей в неодночастичной области энергий $|\epsilon| \sim e^2 N_e^{1/3}$ обуславливают мощный дрейф электронов вверх по энергетической оси. Скорость дрейфа при этом больше в более плотной плазме.

ЛИТЕРАТУРА

1. Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 2, 6 (1990); Препринт ИОФАН № 36, М., 1990.
2. Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 20 (1990).
3. Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, 3 (1990); № 10, 18 (1990).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 2 сентября 1991 г.
После переработки 11 марта 1992 г.