*Краткие сообщения по физике № 10 — 1991 г.*

УДК 533.9

# СКОРОСТЬ РЕКОМБИНАЦИИ В КЛАССИЧЕСКОЙ КУЛОНОВСКОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ НАРУШЕНИИ ЭРГОДИЧЕСКОЙ ГИПОТЕЗЫ

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

*Вычислен коэффициент рекомбинации для плазмы, не находящейся под внешним стохастическим воздействием, в предположении, что все частицы, сближающиеся на некоторое малое расстояние, мгновенно рекомбинируют.*

В работах /1—3/ показано, что классическая кулоновская плазма, не подвергающаяся внешнему стохастическому воздействию, устойчива по отношению к рекомбинации. В такой плазме формируются стационарные распределения частиц по скоростям и полной энергии. При этом установившееся распределение по скоростям является максвелловским, а распределение по полной энергии совпадает с больцмановским лишь для положительной энергии. Для отрицательной полной энергии частиц ($\epsilon < 0$) имеет место резкий экспоненциальный спад распределения /2, 3/:

$$f_0(\epsilon) = C\exp(-0{,}32|\epsilon|/e^2N_i^{1/3}), \quad \epsilon < 0, \quad |\epsilon| \gg e^2N_i^{1/3}, \tag{1}$$

где $f_0(\epsilon)$ — функция распределения заряженных частиц (электронов или ионов) по полной энергии, $N_i$ — плотность ионов, C — нормировочная константа. Резкий спад распределения (1) в области отрицательных энергий обуславливает отсутствие рекомбинационного потока по энергетической оси /3/.

В работах /4, 5/ показано, что рекомбинация возникает в результате внешнего стохастического воздействия, частично нарушающего динамическую память системы. В частности, при термостатирующих стенках имеет место тройная рекомбинация и ее скорость вполне соответствует имеющимся теоретическим представлениям /4/. Однако не всякий механизм стохастизации стимулирует рекомбинацию /5/. Например, недостаточно упругих столкновений с бесконечно тяжелыми частицами.

Перечисленные результаты трактуются как нарушение эргодической гипотезы для классической кулоновской плазмы, не подвергающейся внешнему стохастическому воздействию.

При малых расстояниях между взаимодействующими частицами становятся существенными квантово-механические эффекты. Например, при столкновении положительно и отрицательно заряженных ионов возможна перезарядка, определяемая, в частности, де-бройлевской длиной порождаемой в классической кулоновской плазме квантово-механическими эффектами при близких расстояниях между частицами.

Будем считать, что частицы, обладающие энергией связи большей некоторой ($|\epsilon| > \epsilon_0$), мгновенно рекомбинируют. Положим также величину $\epsilon_0$ достаточно большой: $\epsilon_0 \gg e^2 N_i^{1/3}$. Это означает, что рекомбинация имеет место в той области энергий, где функция распределения мала. Соответственно, скорость рекомбинации также будет мала, и это дает возможность использовать квазистационарную модель диффузии по энергетической оси:

$$\partial f/\partial t = 0 = -\,\partial j/\partial \epsilon, \quad j = \tilde{A}f - B\partial f/\partial \epsilon. \tag{2}$$

Здесь f — функция распределения кулоновских частиц (например, электронов) по полной энергии $\epsilon$; $\tilde{A}$ и B — коэффициенты подвижности и диффузии по энергетической оси; $j = \mathrm{const}$ — рекомбинационный поток по энергетической оси. Одно граничное условие выберем в соответствии с требованием мгновенности рекомбинации при $\epsilon < -\epsilon_0$: $f(\epsilon < -\epsilon_0) = 0$. Второе граничное условие оказывается не очень существенным. Можно, например, положить, что при $\epsilon = 0$ распределение совпадает с тем, которое имело бы место при $j = 0$. Это распределение $f_0(\epsilon)$ найдено в работе /3/.

Решая уравнение (2), для характерного времени рекомбинации $\tau_p$, задаваемого соотношениями $dN_i/dt = N_i/\tau_p$, $N_i = \int_{-\infty}^{\infty} f(\epsilon)d\epsilon$, получаем

$$\tau_p = N_i/j = \int_{-\infty}^{\infty} f_0(\epsilon)d\epsilon \int_{-\epsilon_0}^{0} d\epsilon/Bf_0(\epsilon).$$

Используя тот факт, что $1/f_0(\epsilon)$ при $\epsilon = -\epsilon_0$ является экспоненциально большой величиной, получаем

$$\tau_p = (T^2\delta^{1/3}/0{,}4BC)\exp(0{,}4\epsilon_0/T\delta^{1/3}) = (Te^2N_i^{1/3}/0{,}32BC)\exp(0{,}32/r_0N_i^{1/3}). \tag{3}$$

Здесь $\delta = 2e^6N_i/T^3$ — параметр идеальности плазмы; $r_0 = e^2/\epsilon_0$ — расстояние между частицами, соответствующее энергии связи $\epsilon_0$. Нормировочная константа C, следующая из результатов работы /3/, определяется выражением

$$C = D_4[\pi^{1/2}/2 - \gamma(3/2, \alpha\delta^{1/3}) + D_3\int_{-\alpha\delta^{1/3}}^{\alpha\delta^{1/3}} \exp(D_1y + D_2y^2/2)dy + (D_4\delta^{1/3}/\beta)\exp(-\alpha\beta)]^{-1},$$

где $D_1 = (-1 + 1/2\alpha\delta^{1/3} + \beta/\delta^{1/3})/2$, $D_2 = (-1 + 1/2\alpha\delta^{1/3} - \beta/\delta^{1/3})/(2\alpha\delta^{1/3})$, $D_3 = \alpha^{1/2}\delta^{1/6}\exp[-\alpha\delta^{1/3}(1 + D_1 + D_2\alpha\delta^{1/3}/2)]$, $D_4 = \alpha^{1/2}\delta^{1/6}\exp(-1/2)$, $\alpha = 1{,}5$, $\beta = 0{,}4$, $\gamma(a, x)$ — неполная гамма-функция. Для коэффициента диффузии в дальнейшем примем оценку $B \sim e^4\nu_T N_i$, где $\nu_T$ — характерная тепловая скорость (подробнее см. /3/).

Отметим, что согласно представлениям, сформулированным в работах /1—5/, выражение (3) справедливо как для идеальной, так и для неидеальной плазмы. Важно только, чтобы плазма не находилась под воздействием внешнего стохастизатора.

Сравним полученное время рекомбинации (3) с известными выражениями для времени тройной рекомбинации $\tau_3$ /6/. Согласно уточненным данным /7/: $\tau_3 = 45{,}0\, m^{1/2}T^{9/2}/16\cdot 2^{1/2}\pi^{3/2}e^{10}N_i^2\tilde{\Lambda}$, где m — масса частицы, $\tilde{\Lambda}$ — кулоновский логарифм для связанных частиц. Таким образом $\tau_p = \tau_3 D\exp(-0{,}32/r_0N_i^{1/3})$, где $D = 2{,}46\delta^{4/3}\tilde{\Lambda}/C$.

При любых параметрах плазмы полученное здесь выражение для $\tau_p$ не совпадает с известным выражением для времени тройной рекомбинации $\tau_3$. Это естественно, поскольку соответствующие результаты относятся к плазме, находящейся в качественно разных состояниях: в одном случае плазма обладает динамической памятью, в другом (обычно реализующемся в природе случае) — находится под внешним стохастическим воздействием.

Изложенные выше результаты представляют интерес в связи с возможностью объяснения аномальной задержки рекомбинации в плазме шаровой молнии. Действительно, например, при $N_i \sim 10^{17}$ см$^{-3}$, $T \sim 0{,}1$ эВ, $r_0 \sim 5$ Å имеем $\tau_p \sim 100$ с, что соответствует характерному времени существования шаровой молнии.

## 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, № 10, 3 (1990).
3. Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, 18 (1990).
4. Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 20 (1990).
5. Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 26 (1991).
6. Гуревич А. В., Питаевский Л. П. ЖЭТФ, **46**, 1281 (1964).
7. Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 7, 10 (1990).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 16 сентября 1991 г.