

02:04:07:12

Лазерное управление состоянием плазмы в селективной оптической ловушке

© А.П. Гаврилюк, И.В. Краснов, Н.Я. Шапарев

Вычислительный центр СО РАН, Красноярск

Поступило в Редакцию 6 ноября 1996 г.

Показана возможность применения лазерного охлаждения резонансных ионов для эффективного управления температурой заряженных частиц низкотемпературной электрон-ионной плазмы, удерживаемой в магнитооптической ловушке.

В работе [1] предложена магнитооптическая ловушка для ультрахолодной (с температурами электронов и ионов $T_e, T_i < 0.01$ эВ) сильноионизованной разреженной плазмы. Одно из главных достоинств рассмотренного оптического удержания плазмы — селективность: в ловушке накапливается изолированная от стенок, сверхчистая плазма с ионной компонентой, резонансной лазерному излучению. Естественным следствием данного обстоятельства является возможность эффективного лазерного охлаждения плазмы. Заметим, что, несмотря на выдающиеся успехи использования методов лазерного охлаждения в фундаментальных физических экспериментах с атомными и ионными ловушками [2,3], электрон-ионная плазма ранее не рассматривалась как подходящий объект реализации этих методов. Мы покажем, что сочетание лазерного охлаждения ионов и (сверхвысокочастотного СВЧ) нагрева электронов в условиях магнитооптического конфаймента плазмы позволяет управлять ее состоянием, т. е. целенаправленно устанавливать и поддерживать величины электронной и ионной температур в весьма широком диапазоне их возможных значений. Данный вывод совместно с самой идеей магнито-оптического удержания плазмы [1] открывает, на наш взгляд, перспективу создания плазменных установок нового типа, в которых достаточно слабое электромагнитное излучение осуществляет весьма тонкую настройку основных плазменных параметров. Сфера их адекватного применения —

исследование фундаментальных свойств и возможных приложений ультрахолодной газовой плазмы.

Пусть однородная полностью ионизованная плазма, удерживаемая в магнитооптической ловушке [1], подвергается воздействию СВЧ-поля и одновременно облучается монохроматическим светом (в виде стоячей вдоль направления \mathbf{n} волны с амплитудой $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(k\mathbf{n}\mathbf{r})$), квазирезонансным квантовому переходу плазменных ионов и имеющим частоту ω , смещенную в красную область относительно частоты оптического резонанса ω_{21} : $\omega - \omega_{21} = \Delta < 0$. Тогда на ионы действует сила трения, которую в случае слабого поля ($|V| \ll \gamma$) и больших отстроек от резонанса ($|\Delta| \gg \gamma, k\sqrt{T_i/m}$) можно записать в виде [4]:

$$\mathbf{F} = m\chi(\mathbf{v}\mathbf{n})\mathbf{n}, \quad (1)$$

где $\chi \simeq (\hbar k^2 \gamma g / m \Delta)$ — коэффициент трения ($\chi < 0$), $g = |V/\Delta|^2$, V — частота Раби $V = dE_0/\hbar$, d — матричный элемент дипольного момента, γ — скорость спонтанного распада возбужденного иона, m — масса иона, \mathbf{v} — скорость иона. При этом мы полагаем ионную плазменную частоту $\omega_i \ll \gamma$. Из (1) следует выражение для скорости изменения средней кинетической энергии ε_i ионов, обусловленного лазерным охлаждением в случае малости длины свободного пробега заряженных частиц в сравнении с размерами ловушки, и темпа охлаждения в сравнении с частотой ион-ионных столкновений

$$\left. \frac{\delta \varepsilon_i}{\delta t} \right|_c = \langle \mathbf{F}\mathbf{v} \rangle = \chi T_i, \quad (2)$$

где угловые скобки означают усреднение по равновесному скоростному распределению ионов.

Из-за большой частоты и относительно малой интенсивности оптического поля в рассматриваемых условиях его непосредственным воздействием на электроны можно пренебречь. Напротив, тормозное поглощение СВЧ излучения с частотой ω_h и интенсивностью I в процессах электрон-ионных столкновений приводит к увеличению кинетической энергии электронов ε_e . Скорость СВЧ

нагрева электронов при $\omega_h \gg \nu_{ei}$ есть [5,6]:

$$\left. \frac{\delta \varepsilon_e}{\delta t} \right|_h = \frac{\mu I}{n} = (4\pi e^2 / m_e c \omega_h^2) I \nu_{ei}, \quad (3)$$

где μ — коэффициент тормозного поглощения, n — концентрация заряженных частиц, m_e — масса электрона, ν_{ei} — эффективная частота электрон-ионных столкновений [6], $\nu_{ei} = (4\sqrt{2}\pi/3)(e^4 n \ln \Lambda / m_e^{1/2} T_e^{3/2})$, $\ln(\Lambda)$ — кулоновский логарифм.

Учитывая соотношения (2) и (3) и энергообмен между электронной и ионной подсистемами, предполагая, что времена жизни плазмы в ловушке τ [1] и рекомбинации τ_r значительно больше характерных времен столкновений $\sim \nu_{ei}^{-1}$ и оптического охлаждения ионов $|\chi^{-1}|$ (условие квазистационарности концентрации плазмы), запишем уравнения энергетического баланса заряженных частиц:

$$\frac{dT_e}{dt} = W_h(T_e, I) - \frac{4}{3} \nu_{ei} (T_e - T_i) \frac{m_e}{m}, \quad W_h = \frac{2}{3} \cdot \left. \frac{\delta \varepsilon_i}{\delta t} \right|_h, \quad (4)$$

$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{4}{3} \left\{ \nu_{ei} (T_e - T_i) \frac{m_e}{m} + \frac{\chi}{2} T_i \right\}.$$

От стандартных уравнений, описывающих нерезонансный СВЧ нагрев, они отличаются вторым членом в правой части уравнения для ионной температуры, обязанным эффектом лазерного охлаждения.

Качественный анализ нелинейной автономной системы (4) в фазовой плоскости показывает, что при $\chi(\Delta, V) < 0$ она обладает единственным устойчивым стационарным состоянием (T_i, T_e) . При этом стационарные значения температур удовлетворяют следующим соотношениям:

$$T_e - T_i = C_1 \cdot \frac{m}{m_e} \cdot \frac{I}{\omega_h^2}, \quad T_e^{3/2} T_i = C_1 \cdot C_2 \frac{\ln \Lambda n I}{\omega_h^2 |\chi|}, \quad (5)$$

где C_1, C_2 — комбинации физических констант: $C_1 = 3\pi e^2 / m_e c$, $C_2 = 8\sqrt{2}\pi e^4 / 3m_e^{1/2}$. Из (5) легко видеть, что, варьируя интенсивность СВЧ-поля I , интенсивность I_0 и расстройку оптического поля (которые определяют коэффициент трения $\chi \propto |V|^2 / \Delta^3 \propto I_0 / \Delta^3$),

Характеристики ультрахолодной плазмы в зависимости от интенсивности СВЧ поля при фиксированных параметрах оптического поля

$I, \text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}$	10^{-2}	$4 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	$4 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}
$T_e, \text{эВ}$	$5.7 \cdot 10^{-2}$	$2.3 \cdot 10^{-2}$	$5.7 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$6.0 \cdot 10^{-4}$
$T_i, \text{эВ}$	$6.5 \cdot 10^{-5}$	10^{-4}	$2 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$6.0 \cdot 10^{-4}$
$\tau_r, \text{с}$	$2.1 \cdot 10^8$	$3.5 \cdot 10^6$	$6.6 \cdot 10^3$	16.0	0.26
$\tau_1, \text{с}$	63	16.0	2.0	0.27	0.07

можно достаточно произвольно управлять значениями электронной и ионной температур.¹ При $I \ll I_c = (C_2^{2/3}/C_1)(n/|\chi|)^{2/3}(m_e/m)^{5/3}$ плазма изотермична $\theta = (T_e - T_i)/T_i \ll 1$:

$$T_i \simeq T_e \simeq (C_1 \cdot C_2 \cdot \ln \Lambda n I / \omega_h^2 |\chi|)^{2/5}. \quad (6)$$

В случае $I > I_c$ плазма неизотермична $\theta \sim 1$, а в случае $I \gg I_c$ сильно неизотермична $\theta \gg 1$. При этом электронная температура определяется только СВЧ полем, а ионную температуру (при фиксированном значении T_e) можно установить выбором параметров оптического излучения (Δ, I_0)

$$T_e \simeq C_1 \frac{m}{m_e} \frac{I}{\omega_h^2}, \quad T_i \simeq \frac{\ln \Lambda \cdot n \omega_h}{|\chi| I^{1/2}} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{2/3} \cdot \frac{C_2}{C_1^{1/2}}. \quad (7)$$

Замечательное обстоятельство заключается в том, что для установления и поддержания заданных значений температур рассматриваемой ультрахолодной плазмы требуются достаточно малые величины интенсивности оптического I_0 и СВЧ поля I . В таблице приведены значения температуры T_i, T_e , а также для сравнения характерные времена рекомбинации τ_r и установления квазистационарного состояния τ_1 в случае $m = 100$ а.е.м., $\gamma = 10^8 \text{ с}^{-1}$, $k = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, $I_0 = 0.1 \text{ Вт/см}^2$, $\Delta = 2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ ($|\chi| = 21 \text{ с}^{-1}$), $\omega_h = 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $n = 10^6 \text{ см}^{-3}$.

¹ Формально для любой наперед заданной пары значений (T_e, T_i) при $T_e > T_i$ можно найти комбинации параметров внешних полей ($I/\omega_h^2, I_0/\Delta^3$), удовлетворяющих (5).

В заключение отметим, что изолированная от стенок, квазистационарная, ультрахолодная, резонансная по отношению к оптическому излучению плазма с *полностью контролируемым* параметрами может быть весьма удобным объектом для изучения столкновений "холодных" заряженных частиц, сильно неизотермических $\theta \gg 1$ плазменных состояний, особенностей перехода из идеального в неидеальное состояние с понижением температуры T_e , закономерностей рекомбинации заряженных частиц переохлажденной плазмы [7], фотоиндуцированных коллективных явлений в плазме с резонансными ионами и их спектроскопических проявлений [8]. Практическим применением такой плазмы может быть создание плазменного источника сверхчистых пучков "холодных" ионов.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 95-02-04788).

Список литературы

- [1] Гаврилюк А.П., Краснов И.В., Шапарев Н.Я. // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63. В. 5. С. 316–321.
- [2] Тошек П.Э. // УФН. 1989. Т. 158. В. 3. С. 451–497.
- [3] Anderson M.H., Enser J.R., Mattnews M.R. et al. // Science. 1995. V. 269. P. 198.
- [4] Казанцев А.П., Сурдатович Г.И., Яковлев В.П. Механическое действие света на атомы. М.: Наука, 1991. 188 с.
- [5] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.
- [6] Голант В.Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968. 327 с.
- [7] Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // УФН. 1994. Т. 164. В. 3. С. 297–307.
- [8] Краснов И.В., Шапарев Н.Я. // Опт. и спект. 1996. Т. 80. В. 4. С. 577–580.