

## ОПТИЧЕСКОЕ УДЕРЖАНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ С РЕЗОНАНСНЫМИ ИОНАМИ

А.П.Гаврилюк, И.В.Краснов<sup>1)</sup>, Н.Я.Шапарев

Вычислительный центр Сибирского отделения РАН  
660036 Красноярск, Академгородок, Россия

Поступила в редакцию 18 января 1996 г.

Рассмотрены применения эффекта выпрямления градиентной силы в интерферирующих бихроматических полях, образованных пересекающимися лазерными пучками, для селективного оптического конфаймента (удержания) низкотемпературной электрон-ионной плазмы с резонансными ионами.

PACS: 52.55.-s

За последнее время, благодаря использованию методов резонансного светового давления, были достигнуты выдающиеся успехи в совершенствовании ловушек для атомов и ионов [1]. Это способствовало решению целого ряда фундаментальных задач из различных областей физики [1,2]. Эффективность механического действия света на резонансные частицы может быть существенно увеличена за счет интерференционных явлений в резонансном световом давлении, порождающих выпрямленные радиационные силы (ВС) с управляемой пространственной структурой [3,4]. В настоящей работе показано, что применение ВС в пересекающихся лазерных пучках позволяет распространить идею оптического удержания на качественно новый объект – электрон-ионную плазму, содержащую ионы, резонансные внешнему излучению.

Опишем прежде всего главный элемент предлагаемой схемы оптического конфаймента плазмы – отражатель резонансных частиц (ионов), индуцированный бихроматическими лазерными пучками. С этой целью рассмотрим двухуровневую частицу в резонансном бихроматическом поле с комплексной амплитудой

$$E(\mathbf{r}, t) = (E_0(\mathbf{r}) + E_1(\mathbf{r})e^{-i\Delta_1 t})e^{-i\Delta_0 t}, \quad (1)$$

образованном суперпозицией пересекающихся эллиптических гауссовских лучей, слегка отклоненных в плоскости  $yz$  как от оси  $z$ , так и друг от друга на малые углы  $\sim \beta_\alpha \ll 1$ ,  $\alpha = 0, 1$  (см. вставку *a* на рисунке):

$$E_\alpha(\mathbf{r}) = \frac{E_\alpha}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma=1}^2 \exp i(\mathbf{k}_\alpha^\sigma \mathbf{r} + \varphi_\alpha^\sigma) G_\alpha^\sigma(\mathbf{r}), \quad (2)$$

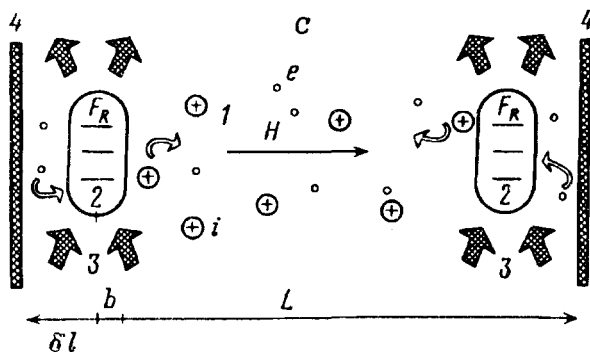
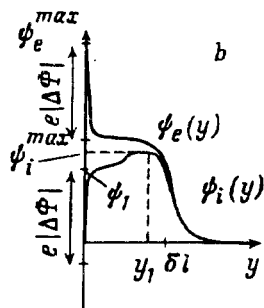
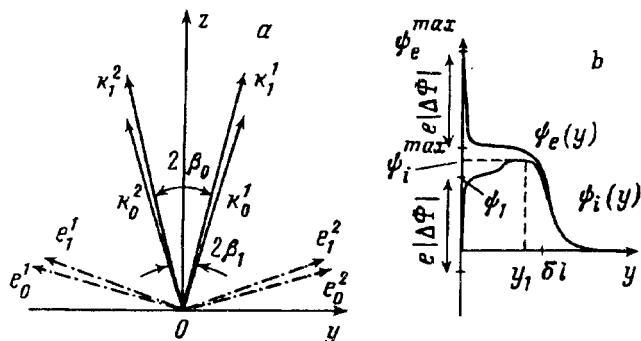
где  $\Delta_0$ ,  $\Delta_0 + \Delta_1$ ,  $\mathbf{k}_\alpha^\sigma$ ,  $\varphi_\alpha^\sigma$  и  $G_\alpha^\sigma(\mathbf{r})$  – отстройки от резонансной частоты атома, волновые векторы, фазы и относительные амплитуды полей (в области шейки пучков), определяемые посредством соотношений

$$\mathbf{k}_\alpha^\sigma = k_\alpha (\mathbf{e}_x \cos \beta_\alpha - (-1)^\sigma \mathbf{e}_y \sin \beta_\alpha), \quad \sigma = 1, 2, \quad \alpha = 0, 1,$$

$$G_\alpha^\sigma(\mathbf{r}) = \exp \left\{ -\frac{(\mathbf{r} \mathbf{e}_x)^2}{2a_\alpha^2} - \frac{(\mathbf{r} \mathbf{e}_\alpha^\sigma)^2}{2b_\alpha^2} \right\}, \quad \mathbf{e}_\alpha^\sigma = [\mathbf{e}_x \times \mathbf{k}_\alpha^\sigma] / k_\alpha,$$

<sup>1)</sup> e-mail: krasnov@cckr.krasnoyarsk.su, yakubail@cckr.krasnoyarsk.su

$e_x, e_y, e_z$  – орты декартовой системы координат,  $a_\alpha, b_\alpha$  – перетяжки световых пучков по двум взаимно перпендикулярным направлениям;  $k_\alpha = \omega_\alpha/c$ ,  $\omega_\alpha$  – частоты полей.



Принципиальная схема оптического конфайнмента плазмы: 1 – плазма с резонансными ионами  $i$ ;  $e$  – электроны;  $\mathbf{H}$  – однородное магнитное поле; 2 – область суперпозиции бихроматических световых пучков 3, индуцирующего силовое поле  $\mathbf{F}_R$ , играющее роль эффективного оптического отражателя резонансных ионов. Вставки: а – пространственная ориентация гауссовских пучков в суперпозиции (2): каждая частотная компонента поля  $\propto E_\alpha$   $\alpha = 0,1$  образована парой пересекающихся под малыми углами  $2\beta_\alpha \ll 1$  световых пучков с волновыми векторами  $\mathbf{k}_\alpha^1, \mathbf{k}_\alpha^2$ ; б – качественный вид эффективных потенциалов  $\psi_i(y), \psi_e(y)$ , в которых движутся ионы и электроны вблизи левой стенки; при  $T_e \sim T_i$  скачок АП  $|e\Delta\varphi| \sim T_e \ln(s_e/s_i)$ ,  $\psi_i \approx \psi_i^{\max} - T_i T_e^2 / \pi(T_i + T_e)^2$

Конкретизируем значения угловых расстройек  $\beta_\alpha$  посредством соотношений

$$k_\alpha \beta_\alpha = \Delta k \gg b^{-1}, \quad (3)$$

где  $b \sim b_\alpha$  и  $\alpha = 0.1$ . Поле (1) неоднородно и характеризуется в данном случае двумя сильно отличающимися пространственными масштабами: "микроскопическим" – порядка периода  $\pi/\Delta k$  быстрых осцилляций интенсивности вдоль оси  $y$  и "макроскопическим" – порядка размеров вдоль  $y$  области суперпозиции пучков  $b$ . В центральной части этой области поля  $E_\alpha(\mathbf{r})$  есть стоячие вдоль оси  $y$  волны с плавно промодулированной по гауссовскому закону интенсивностью. Уточняя структуру поля, примем следующую иерархию характерных

частот:

$$|\Delta_1| \gg |V_1| \gg |\Delta_0|, |V_0|, \frac{|V_1|^2}{|\Delta_1|} \gg \gamma, \quad (4)$$

$$(\Delta kv)^2 \ll \gamma^2/4, \quad (5)$$

где  $V_\alpha = dE_\alpha/\hbar$  – частоты Раби,  $d$  – матричный элемент дипольного момента,  $\gamma$  и  $v$  – соответственно константы спонтанного распада возбужденного состояния и скорость атома в направлении оси  $y$ ,  $v = (e_y v)$ . Неравенство (5) выделяет область максимальных значений выпрямленной градиентной силы, в которой она определяется выражением [3]

$$F_R \simeq 2\hbar \langle |\frac{V_0(\mathbf{r})}{\Delta_0}|^2 \nabla |V_1(\mathbf{r})|^2 / \Delta_1 \rangle, \quad (6)$$

где  $V_\alpha(\mathbf{r}) = dE_\alpha/\hbar$  – локальные частоты Раби, угловые скобки означают усреднение по "микроскопическим" пространственным осцилляциям и предполагается случай не очень сильного насыщения ( $|V_0/\Delta_0|^2$  и  $|V_1^2/\Delta_1\Delta_0| < 1$ ).

Подставляя (2) в (6), имеем<sup>2)</sup> в области  $|z| \leq z_0$ ;  $|y| \leq y_0$ ;  $|x| < a_\alpha$ ;  $b \lesssim z_0 \ll y_0 < b^2/\beta z_0 \ll k_\alpha b^2$

$$F_R = -e_y \frac{\partial U(y)}{\partial y}, \quad U(y) = U_0 \Theta(y/b), \quad (7)$$

$$U_0 = -\hbar \sqrt{\pi} \sin \psi g_0^2 \frac{|V_1|^2}{\Delta_1} \Delta kb, \quad \Theta = -\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{+\infty}^t e^{-\tau^2} d\tau,$$

где  $g_0 = 2|V_0/\Delta_0|^2$ ,  $\psi = (\hat{\varphi}_1^{(1)} - \hat{\varphi}_1^{(2)}) - (\hat{\varphi}_0^{(1)} - \hat{\varphi}_0^{(2)})$ ,  $b$  находится из формулы  $1/b^2 = 2/b_0^2 + 1/b_1^2$ . Отличие этого результата от случая пересекающихся плоских волн [5] заключается в пространственной локализации ВС, обусловленной конечными размерами области наложения световых пучков. При этом оптический потенциальный барьер (ОПБ)  $U(y)$  имеет вид сглаженной ступеньки. Взаимодействие резонансной частицы с ОПБ можно рассматривать как квазиупругое даже при учете силы трения  $F_{1R}$  [3,5], так как при выполнении (5)  $|F_{1R}/F_R| \sim (\Delta kv/\gamma) = \eta$  – малый параметр задачи, и относительное изменение  $\Delta\epsilon/\epsilon$  энергии частицы в каждом акте такого взаимодействия  $\Delta\epsilon/\epsilon$  оказывается малым:  $|\Delta\epsilon/\epsilon| \sim \eta \ll 1$ . ОПБ отражает частицы (с массой  $m$ ), движущиеся из области  $y > 0$  в область  $y < 0$ , если  $\text{sgn}(\Delta_1 \sin \psi) = -1$  и  $mv^2/2 < U_0$ . Частицы же, налетающие на ОПБ из области  $y < 0$ , напротив, беспрепятственно его проходят.

Существенно, что высота ОПБ превышает характерную величину энергии взаимодействия частицы с полем  $\sim \hbar V_1$  по большому параметру  $\Delta kb \gg 1$ . Условие (5) ограничивает отношение "макроскопического" и "микроскопического" пространственных масштабов,  $\Delta kb$ . При  $\Delta k \lesssim \Delta k^* = (\gamma/4)(2U_0/m)^{-1/2}$  (5) выполняется вплоть до энергии частиц, соответствующих вершине ОПБ.

<sup>2)</sup> В конфигурации полей вида (2) на частицы действует также сила спонтанного светового давления вдоль оси  $z$ ,  $F_z \sim \hbar k_0 \gamma |V_0/\Delta_0|^2$ . Дополнив систему световых пучков пучками, получаемыми из рассмотренной конфигурации преобразованием отражения относительно плоскости  $yz$  (см. вставку  $a$  на рисунке), можно обратить  $F_z$  в нуль и обеспечить появление ВС, которая создает глубокую потенциальную яму, для поперечного (вдоль  $z$ ) движения частиц как в случае бихроматической стоячей волны [3].

Отсюда следует выражение для максимальной высоты ОПБ при заданных интенсивностях полей:

$$U_0 = \zeta(\epsilon_1^2 \epsilon_0)^{1/3}, \quad (8)$$

$$\epsilon_1 = \hbar|V_1|, \quad \epsilon_0 = mb^2\gamma^2/2, \quad \zeta = (\pi \sin^2 \psi/8)^{1/3}(g_1 g_0^2)^{2/3}, \quad g_1 = |V_1/\Delta_1|.$$

Комбинация двух ОПБ (в виде ступенек, ориентированных внутрь плазмы) с однородным (!) магнитным полем, как показано на рисунке, представляет собой ловушку для сильноионизованной разреженной плазмы с температурами электронов и ионов  $T_e, T_i \ll U_0$  и плазменными частотами  $\omega_i, \omega_e$ , значительно меньшими оптической частоты  $\omega_0$ :  $\omega_i, \omega_e \ll \omega_0$ . Поперечное (в направлении осей  $x$  и  $z$ ) удержание плазмы осуществляется магнитным полем, а продольные потери ионов и электронов на торцевых, идеально поглощающих заряженные частицы стенках подавляются совместным действием ОПБ и самосогласованного амбиполярного поля, обеспечивающего общую тенденцию плазмы к сохранению квазинейтральности,  $\vec{E} = -e_y \partial \varphi / \partial y$  (здесь  $\varphi$  – амбиполярный потенциал (АП) [6]).

Найдем время жизни плазмы в ловушке  $\tau$  по отношению к уходу частиц на торцевые стенки. Пусть изменение поступательного состояния ионов в поле является адиабатическим по отношению к внутренним движениям в оптическом поле  $e \mathcal{E} s_i / \gamma \ll T_i$ ,  $\omega_i \ll \gamma$  (здесь и далее  $s_a = \sqrt{2T_a/m_a}$  – тепловая скорость ионов  $a = i$  и электронов  $a = e$ ,  $m_a$  – их массы), влияние "микроскопических" потенциальных ям [3,5] на движение ионов незначительно в сравнении с действием ВС, то есть

$$\hbar|V_1| \ll T_e, \quad T_i \ll U_0,$$

а характерные длины системы связаны соотношениями

$$r_a, \hat{\lambda}_a \ll b_\perp, b \ll \delta l \ll \hat{l}_{aa}; \quad l_{aa} \ll L, \quad (9)$$

где  $r_a$  – циклотронный радиус электронов ( $a = e$ ) и ионов ( $a = i$ ),  $\hat{\lambda}_a = (T_a/4\pi\hat{n}_a e^2)^{1/2}$ ,  $\hat{l}_{aa}$  – локальные (вблизи стенок  $y \sim (\delta l - b)$ ;  $y \sim (L + b - \delta l)$ ) радиусы Дебая и длины свободного пробега частиц относительно электрон-электронных ( $a = e$ ) и ион-ионных ( $a = i$ ) столкновений,  $\hat{n}_a = \hat{n}_a(y)$  – их концентрации,  $l_{aa}$  – длины свободного пробега в основном объеме плазмы;  $b_\perp, L$  – поперечные и продольные размеры плазменного столба,  $\delta l$  – расстояние между торцевой стенкой и центром ближайшей к ней области суперпозиции световых пучков. Тогда вблизи стенки  $0 < y < \delta l - b$  (для определенности здесь и далее имеем в виду левую стенку на рисунке) электроны движутся в потенциале  $\psi_e(y) = -e\varphi$ , а ионы – в потенциале  $\psi_i(y) = e\varphi + U$  (где  $U$  находится из (8) при  $y \rightarrow y - \delta l$ ) таким образом, что сохраняются полные энергии  $m_a v_a^2/2 + \psi_a(y) = \epsilon_a$ ,  $a = i, e$ . При этом их квазистационарные функции распределения в фазовом пространстве  $(y, v)$  зависят только от полных энергий  $\epsilon_a$ :  $f_a^{(\pm)} = f_a^{(\pm)}(\epsilon_a)$ , где знаки  $\pm$  помечают частицы, движущиеся соответственно от и к ОПБ. В основном объеме плазмы функции распределения частиц по скоростям являются максвелловскими (так как  $l_{aa} \ll L$ ), поэтому  $f^{(-)}(\epsilon_a) \propto \exp(-\epsilon_a/T_a)$ , а действие сил, связанных с потенциалами  $\psi_a(y)$ , сводится к обращению направления движения налетающих на стенку частиц с  $\epsilon_a < \psi_a^{max} = \max \psi_a(y)$  и обрезанию "хвостов" их функций распределения:  $f_a^{(+)}(\epsilon_a) = f_a^{(-)}(\epsilon_a)$ , если  $\epsilon_a < \psi_a^{max}$ ;  $f_a^{(+)}(\epsilon_a) = 0$ , если  $\epsilon_a > \psi_a^{max}$ , так как пролетные электроны и

ионы ( $\epsilon_a > \psi_a^{max}$ ) поглощаются стенкой. Качественный вид профиля потенциалов  $\psi_a(y)$  приведен на вставке *b* рисунка. Потоки частиц на торцевую стенку есть функционалы потенциалов  $\psi_a(y)$ :  $J_a = -(n_i s_a / 2\sqrt{\pi}) \exp(-\psi_a^{max} / T_a)$ , где  $a = i, e, n_i$  – концентрация ионов в основном объеме плазмы. В амбиполярном режиме взаимодействия плазмы с изолированной поверхностью (который устанавливается за время  $\sim \omega_e^{-1}$ ) потоки  $J_a$  уравниваются,  $J_e = J_i$ , поэтому параметры  $\psi_a^{max}$  не являются независимыми и связаны соотношением  $\psi_e^{max} / T_e = \psi_i^{max} / T_i + \ln(s_e / s_i)$ . Из-за сильного отличия тепловых скоростей  $s_e \gg s_i$  это возможно только при наличии скачка АП  $\Delta\varphi$  в узком слое Дебая [7,8] вблизи стенки (см. рисунок). АП подчинен уравнению Пуассона, которое с учетом приведенных соотношений для функций распределения может быть записано в виде

$$\lambda_i^2 \frac{d^2 \varphi}{dy^2} = (\rho_e - \rho_i) = -q(\varphi, U(y)), \quad (10)$$

$$\rho_a = (1 + \eta_a \operatorname{erf}(\sqrt{\psi_a^{max} - \psi_a})) \exp(-\psi_a / T_a),$$

где  $\eta_a = +1$ ;  $\eta_e = +1$  при  $y > y_1$ ,  $\eta_i = -1$  при  $y \leq y_1$ ,  $y_1$  – точка максимума  $\psi_i(y)$ :  $\psi_i(y_1) = \psi_i^{max}$ ;  $\lambda_i = \sqrt{T_i / 4\pi e^2 n_i}$ ,  $\rho_a = \hat{n}_a(y) / n_i$  – относительные концентрации частиц. Отличие уравнения (10) от традиционных теорий плазменного пристеночного слоя [7,8] – в явной зависимости его правой части от пространственной переменной, связанной с наличием ОПБ для резонансных ионов. При условиях (9) ( $\lambda_a \ll b, \delta l$ ) в области  $y \gg \lambda_i$   $|d^2 \varphi / dy^2| \lambda_i^2 \ll |\rho_a|$  и АП есть непрерывный (при прохождении точки  $y_1$ ) корень  $\varphi = \bar{\varphi}(U(y), \psi_i^{max})$  уравнения квазинейтральности  $q(\varphi, U(y)) = 0$ , вытекающего из (10). У подножья ОПБ ( $U(y), |\varphi| \ll \psi_a^{max}$ ) имеем отсюда  $e\varphi \simeq -T_e U(y) / (T_e + T_i)$  и бoльцмановское распределение концентраций  $\rho_e = \rho_i \simeq \exp(-U(y) / (T_e + T_i))$ . Вне области суперпозиции оптических полей при приближении к стенке (то есть при  $\lambda_i \ll y \lesssim (\delta l - \{2b \div 3b\}) < y_1$   $U(y) \rightarrow U_0$  и  $\varphi \rightarrow \varphi_1 = \bar{\varphi}(U_0, \psi_i^{max})$ ). При этом из анализа правой части (10) следует условие монотонного поведения  $\varphi(y)$  в пограничном слое Дебая (аналог условия Бома [7,8]), обеспечивающего необходимый скачок АП:  $\partial q(\varphi, U_0) / \partial \varphi|_{\varphi=\varphi_1} = 0^3$ ). Для случая не слишком сильной неизотермичности ( $T_e \sim T_i$ ) получаем из него:  $\psi_i^{max} / T_i \simeq U_0 / (T_e + T_i) - \delta \ln 2$ ,  $\delta = T_e / (T_e + T_i)$ , что полностью определяет потоки  $J_a$ . Интегрируя уравнение непрерывности по плазменному объему и учитывая выражения для потоков, имеем оценку для искомого времени<sup>4</sup>):

$$\tau = \left( \frac{\partial n_i}{\partial t n_i} \right)^{-1} \simeq \tau_0 \exp\left( \frac{U_0}{T_e + T_i} \right), \quad \tau_0 = \frac{\sqrt{\pi} L}{s_i} 2^{-\delta}. \quad (11)$$

Например, для холодной плазмы с  $T_e \simeq T_i = 10^{-3}$  эВ,  $n_i = 5 \cdot 10^5$  см<sup>-3</sup>,  $m_i \simeq 100$  а.е.м.,  $\gamma = 10^8$  с<sup>-1</sup>,  $b_{\perp} \simeq 1.5$  см, при мощности оптических полей  $W_a \simeq \pi a_{\alpha} b_{\alpha} I_{\alpha}$ :  $W_1 \simeq 800$  Вт,  $W_0 = 110$  Вт, частоте  $\omega_0 \simeq 3 \cdot 10^{15}$  Гц и расстройках  $-|\Delta_1| = 4 \cdot 10^{10}$  Гц,  $|\Delta_0| \sim 2 \cdot 10^9$  Гц, углах пересечения лазерных пучков и их поперечных размерах  $2\beta_a \sim 2.4^\circ$  ( $\Delta k^* \simeq 2.2 \cdot 10^3$  см<sup>-1</sup>),  $a_{\alpha} \simeq b \simeq b_{\perp}$ ; напряженности магнитного поля  $H = 300$  Э, имеем:  $U_0 \simeq 124$  К,  $\tau \simeq 21$  с,

<sup>3</sup>) В этом случае кривые  $\rho_a(\varphi, U_0) a = i, e$  касаются друг друга в точке  $\varphi = \varphi_1$  таким образом, что  $q(\varphi, U_0) > 0$  при  $\varphi < \varphi_1$ .

<sup>4</sup>) Магнитное поле считаем достаточно сильным,  $u_d < \hbar k \gamma r_i g_0 / m_i s_i \ll s_i$ , чтобы можно было пренебречь потерями частиц из-за дрейфа вдоль  $x$ , связанного с  $F_x$  (см. сноску <sup>2</sup>).

$\tau_{\perp} = 10$  с, где  $\tau_{\perp} \sim b_{\perp}^2/D_{\perp} \sim b_{\perp}^2 l^{ee}/r_e^2 s_e$  – время диффузии плазмы поперек магнитного поля. Сравним полученный результат с временами ион-ионной и электрон-электронной релаксации, энергообмена между электронами, ионами и временем трехчастичной рекомбинации (которая в данном примере доминирует над фоторекомбинацией) –  $\tau_{ii} = 5 \cdot 10^{-4}$  с,  $\tau_{ee} \simeq 10^{-6}$  с,  $\tau_{ei}^e \simeq 0.1$  с,  $\tau_r \simeq 5$  с.

Одно из главных достоинств рассмотренного оптического конфайнмента плазмы – селективность. В случае плазмы без отрицательных ионов в ней удерживаются только резонансные положительные ионы. Такая избирательность позволяет накапливать в ловушке сверхчистую плазму весьма экзотического состава. Например, электрон-ионную плазму с возбужденными метастабильными ионами при отсутствии других тяжелых заряженных частиц. В качестве конкретного физического объекта можно указать плазму с ионами  $\text{Li}^+$  в возбужденном метастабильном состоянии  $2^3S_1$  с временем жизни  $\sim 50$  с, которые имеют квантовый переход  $2^3S_1 - 2^3P_2$ , резонансный оптическому излучению с длиной волны  $\lambda = 548$  нм, и которые уже успешно использовались в экспериментах по резонансному световому давлению [9]. Второй тип селективности – избирательность по массе отрицательных заряженных частиц. Действительно, если в объеме ловушки в момент времени  $t = 0$  генерируется плазма, содержащая помимо резонансных положительных ионов и электронов с концентрациями  $n_i, n_e$  также и тяжелые отрицательные ионы с массой  $m_- \gg m_e$  и концентрацией  $n_-$ , то из-за сильного различия скоростей потеря отрицательных частиц на торцевых стенках,  $|\partial n_-/\partial t| \simeq \sqrt{m_-/m_e} |\partial n_-/\partial t| \gg |\partial n_-/\partial t|$ , за характерное время  $\sim t^* = \tau \ln n_i(0)/n_-(0)$  в ловушке сформируется ион-ионная ( $i, -$ ) плазма:  $n_- \simeq n_i$ . В случае присутствия в плазме отрицательных ионов с различающимися массами оптическая ловушка способна, очевидно, отсементировать самые тяжелые отрицательные ионы. Заметим, что резонансность плазмы, удерживаемой в предлагаемой ловушке, оптическому излучению позволяет использовать методы лазерного охлаждения [1] для эффективного управления ее температурой.

Селективный оптический конфайнмент плазмы с управляемыми характеристиками можно использовать для экспериментального изучения фундаментальных элементарных процессов с участием заряженных частиц в малоисследованной области плазменных параметров, закономерностей перехода из идеального в неидеальное плазменное состояние при понижении температуры, создания экзотических плазменных объектов и плазменных генераторов сверхчистых пучков положительных и отрицательных ионов, а также в спектроскопии плазмы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 95-02-04788.

1. П.Е.Тошек, УФН **158**, 451 (1982).
2. К.Н.Драбович, УФН **158**, 499 (1989).
3. А.Н.Казанцев, И.В.Краснов, Письма в ЖЭТФ **46**, 332 (1987); J. Opt. Soc. Amer. **В6**, 2140 (1989).
4. R.Grimm, J.Soding, and Yu.B.Ovchinnikov, Письма в ЖЭТФ **61**, 362 (1995).
5. I.V.Krasnov, Laser PHYS **4**, 906 (1994).
6. Д.Д.Рютов, УФН **154**, 565 (1988).
7. P.N.Hu and S.Ziering, Phys. Fluids **9**, 2168 (1966).
8. В.И.Кирсанов, Труды Инст. Общей физики **16**, 90 (1988).
9. S.Schroeder, R.Klein, N.Boos et al., Phys. Rev. Lett. **64**, 2901 (1990).