

сировка и сепарация не внешних «прострельных» частиц, а частиц самого плазменного объёма. К ним относятся магнитоплазменные компрессоры, плазменные центрифуги и др., но они уже не являются П. с.

Электростатические поля в плазме. Условие (2), обеспечивающее эквипотенциализацию магн. силовых линий, наглядно выводится из ур-ния движения электронной компоненты плазмы (в гидродинамич. приближении, см. *Двухжидкостная гидродинамика плазмы*):

$$m_e n_e \frac{dv_e}{dt} = -\nabla p_e - en_e \left(E + \frac{1}{c} [v_e H] \right) + \frac{en_e n_i \mu}{\tau_{ie}} (v_i - v_e), \quad (3)$$

$$E = -\nabla \Phi.$$

Здесь τ_{ie} — время упругих электрон-ионных столкновений, $\mu = m_i m_e / (m_i + m_e) \approx m_e$ — приведённая масса, m_i , m_e — массы ионов и электронов.

Если электроны плазмы достаточно хорошо удерживаются в П. с., то их скорости, как правило, малы и в (3) можно пренебречь инерциальным членом (слева). Если к тому же невелика плотность тока ($j \lesssim 10$ А/см²), то мал и диссипативный член в (3). В результате при $T_e = \text{const}$ получаем фундаментальное для собственно П. с. ур-ние

$$-\nabla \left(\Phi - kT_e \ln \frac{n_e}{n_0} \right) = \frac{1}{c} [v_e H]. \quad (4)$$

Здесь n_0 — произвольная постоянная. Отсюда, в частности, следует, что вдоль магн. силовых линий ($\gamma = \text{const}$) сохраняется т. н. термализованный потенциал

$$\Phi_T(\gamma) = \Phi(x) - \frac{kT_e}{e} \ln \frac{n(x)}{n_0}, \quad (5)$$

к-рый представляет собой прологарифмиров. распределение Больцмана с учётом того, что каждая магн. трубка имеет свой характерный потенциал.

Из (5) при $T_e \rightarrow 0$ следует $\Phi_T(\gamma) \rightarrow \Phi(x)$, т. е. условие эквипотенциальности магн. силовых линий (2). Системы, в к-рых роль члена $kT_e e^{-1} \ln(n_e/n_0)$ в ур-нии (4) мала, иногда наз. лоренцевыми системами. Системы, в к-рых $\nabla \Phi \sim \nabla [kT_e e^{-1} \ln(n_e/n_0)]$, наз. неизотермическими. Система Д. Габора относится к лоренцевым системам. Неизотермич. П. с. пока практически не разработаны и т. о. «собственно П. с.» — это лоренцевы системы. Фиксация потенциала магн. силовых линий [точнее $\Phi_T(\gamma)$] может осуществляться либо «внешним» образом с помощью системы достаточно большого числа внеш. электродов, способных к электронной эмиссии, к-рые пересекают магн. силовые линии, либо «внутренним» — за счёт объёмной и пристеночной проводимости. В большинстве «собственно П. с.» магн. поле можно считать заданным. Если к тому же задан термализов. потенциал $\Phi_T(\gamma)$, а T_e бесконечно мало, то расчёт П. с. сводится к расчёту траектории ионов:

$$M_i \frac{dv_i}{dt} = e \left(E + \frac{1}{c} [v_i H] \right)$$

в заданных внеш. полях. Если T_e конечна, расчёт «собственно П. с.» сводится к решению системы двух ур-ний: ур-ния Пуассона

$$\Delta \Phi = 4\pi e \{ n_e \exp[e(\Phi - \Phi_T(\gamma))/kT_e] - n_i \}$$

и ур-ния Власова для ψ -ции распределения ионов f_i , т. к. $n_i = \int f_i dv$. В реальных условиях эта задача, как правило, решается методом последоват. приближений.

Из ур-ния (4) следует постоянство термализов. потенциала не только вдоль магн. силовых линий, но и вдоль линий дрейфа электронов. Отсюда вытекает условие «автономности» плазменной конфигурации: чтобы при фиксации потенциалов магн. трубок с помощью электродов не происходил явный обмен электронами между электродами и плазменным объёмом П. с., необходимо в изотермич. случае ($T_e = \text{const}$) постоянств-

во $\Phi_T(\gamma)$ на магн. поверхностях с постоянной «нагруженностью» w :

$$\Phi_T(\gamma) = f(w),$$

где

$$w = \int ndl/H.$$

Здесь dl — элемент дуги магн. силовой линии, вдоль к-рой ведётся интегрирование. Простейший способ реализации «автономных» П. с. — использование осесимметричных конфигураций с полоидальными электр. и магн. полями.

В ряде случаев, напр. при создании плазменных ускорителей и рекуператоров («тормозителей») ионных лучков, удобно использовать магнитоэлектрич. слои толщиной порядка электронного ларморовского радиуса. Такие слои хорошо известны и как основа «магнитной изоляции». Очевидно, они войдут в изложенную выше схему, если сохранить в (3) инерциальный член.

П. с. с эквипотенциальными магнитными силовыми линиями. Используя явление эквипотенциализации магн. силовых линий с теми или иными способами фиксации $\Phi_T(\gamma)$, можно создать самые разл. плазменные конфигурации, применяемые при решении не только задач плазмооптики, но и др. задач, в т. ч. проблемы УТС. На рис. 2 приведены схемы основных типов таких устройств. Здесь штриховыми линиями изображены магн. силовые линии, а примыкающими к ним сплошными — линии равных потенциалов. Схемы даны для случая $T_e = 0$, когда $\Phi = \Phi(\gamma)$. На рис. 2 (а) представлена

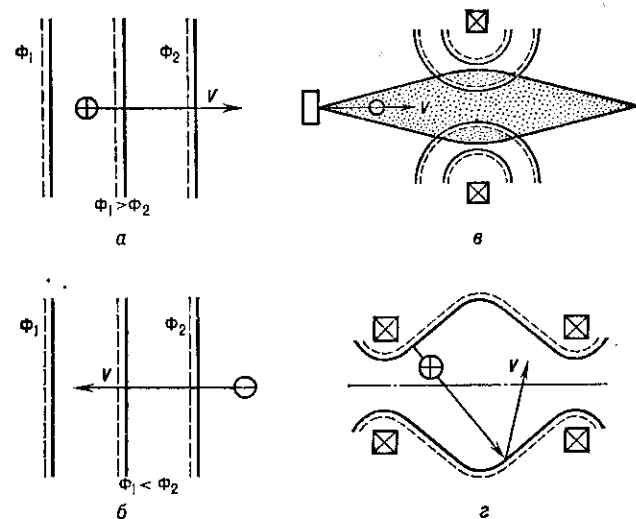


Рис. 2. Магнитоэлектрические плазменные устройства: а — ускорители компенсированных ионных потоков (КИП); б — рекуператоры энергии КИП; в — плазменная линза для фокусировки КИП; г — магнитоэлектрические плазменные ловушки; штриховые линии — магнитные силовые линии; сплошные линии — эквипотенциалы.

схема полей в ускорителе ионов; последние в облаке электронов, формирующих электр. поле и компенсирующих в той или иной степени объёмный заряд ускоряемых ионов, движутся от более высокого потенциала Φ_1 в область меньшего потенциала Φ_2 . При этом магн. поле слабое и служит в основном для замедления электронов и слабо влияет на динамику ионов. Эта схема реализована в ряде плазменных ускорителей, в т. ч. в стационарных плазменных реактивных двигателях. На рис. 2 (б) представлена схема полей в рекуператоре, в к-ром поток первоначально энергичных ионов тормозится, отдавая энергию в электр. цепь. Собственно фокусирующие системы — в виде схемы «плазменной линзы» — представлены на рис. 2 (в). Эта схема