

01;04
©1992 г.

ОСАЖДЕНИЕ ВЕЩЕСТВА НА КОЛЛЕКТОР ИЗ ДВИЖУЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ С НЕОДИНАКОВО НАГРЕТЫМИ ИОННЫМИ КОМПОНЕНТАМИ

Е. П. Потанин

Изложены общие принципы осуществления отбора ионов изотопной смеси на плоскую пластину и углубленный коллектор над прямоугольной щелью. Показано, что имеет место явление перераспределения концентрации продукта по поверхности отборника в направлении распространения плазмы. Как следует из результатов расчета, непосредственно над щелью коэффициент разделения в $\sqrt{T_{\perp 1}/T_{\perp 2}}$ раз больше, чем в среднем по пластине ($T_{\perp 1}$ и $T_{\perp 2}$ — температуры нагретых и ненагретых ионов). Обнаружено смещение максимума коэффициента разделения в продольном направлении.

При реализации принципа разделения изотопов в плазме методом ионного циклотронного резонанса (ИЦР) важнейшим этапом является процесс селективного выделения нагретого компонента. В случае разделения изотопов металлов наиболее доступным способом осуществления отбора является осаждение вещества на холодном коллекторе, который может представлять собой систему параллельных пластин. Будем рассматривать в качестве отборника отдельную пластину, расположенную достаточно далеко от соседних. Естественно, что на пластине собираются все составляющие смеси, в том числе и ненагретые. Различие температур компонентов, однако, приводит к тому, что средняя частота соударений нагретых и холодных ионов с поверхностью пластины различна. Поскольку частота соударений приблизительно пропорциональна \sqrt{T} (T — абсолютная температура), то должно иметь место преимущественное накопление на подложке нагреваемого изотопа.

Как нетрудно показать [1], в случае максвелловского распределения ионов по скоростям поток частиц i -го сорта на коллектор равен

$$j_i = n_i S \sqrt{kT_i/2\pi m_i}, \quad (1)$$

где n_i — числовая плотность ионов i -го сорта, T_i — их температура, k — постоянная Больцмана, S — площадь коллектора.

Формула (1) в применении к режиму стационарного осаждения предполагает постоянное восстановление максвелловской функции распределения по скоростям в области, непосредственно прилегающей к поверхности пластины. Практически это достигается за счет стационарного

движения плазмы над отборником в направлении, параллельном поверхности пластины. Будем в дальнейшем полагать нарушение равновесия незначительным, что накладывает ограничение на размер коллектора в продольном направлении при заданной скорости потока. В случае разреженной плазмы, когда влияние столкновений заряженных частиц пренебрежимо мало, напыление вещества будет происходить лишь на переднем крае отборной пластины длиной, приблизительно равной произведению средней продольной скорости ионов \bar{v}_z и половины гиропериода ионов T_c .

Используя соотношение (1) для плазмы с двумя сортами ионов, имеющих различные температуры T_1 и T_2 , получим для равновесного коэффициента разделения по отношению к исходному составу

$$\alpha = \left(\frac{c}{1-c} \right)_1 / \left(\frac{c}{1-c} \right)_0 = \sqrt{\frac{T_1 m_2}{T_2 m_1}}, \quad (2)$$

где $c = n_1/(n_1 + n_2)$, индекс 1 относится к составу на коллекторе, 0 — в исходной смеси.

Таким образом, величина α представляет собой максимальный коэффициент разделения, который может реализоваться в данной простейшей идеализированной системе отбора в отсутствие задерживающего потенциала.

Если на ионы действует отталкивающее электрическое поле, связанное с тем, что коллектор находится под положительным потенциалом U относительно плазмы, то коэффициент разделения описывается формулой

$$\alpha = \sqrt{\frac{T_1 m_2}{T_2 m_1}} \exp \left(\frac{eU}{k} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \right), \quad (3)$$

где e — заряд иона.

Как следует из (3), при заметном различии температур отталкивающее поле способствует существенному увеличению коэффициента разделения. Нетрудно видеть, однако, что при этом падает поток ценного компонента на коллектор

$$J_1 = n_1 S \sqrt{\frac{kT_1}{2\pi m_1}} \exp \left(-\frac{eU}{kT_1} \right). \quad (4)$$

Выполненный выше простейший анализ затрагивает лишь общие принципы осуществления отбора на отдельную пластину при разделении методом ИПР. На практике конструкция отборника может быть достаточно сложной. В [2] предложена система “углубленного” отборника, представляющего собой пластинку, расположенную на некотором расстоянии a от отверстия (рис. 1). Будем предполагать, что продольные размеры коллектора не превышают величину $\bar{v}_z(T_0/2)$. Оценим распределение концентрации на поверхности отборной пластины в случае узкой прямоугольной щели, бесконечно протяженной в направлении оси Y . Будем рассматривать, как и ранее, бинарную смесь. Индексом 1 “позначим” нагреваемый ион, 2 — ненагреваемый. Предположим, что каждая компонента описывается квазиравновесной функцией распределения по скоростям с двумя температурами: продольной ($T_{||}$) и поперечной (T_{\perp}). Такая функция распределения в двумерном газе определяется соотношением [3]

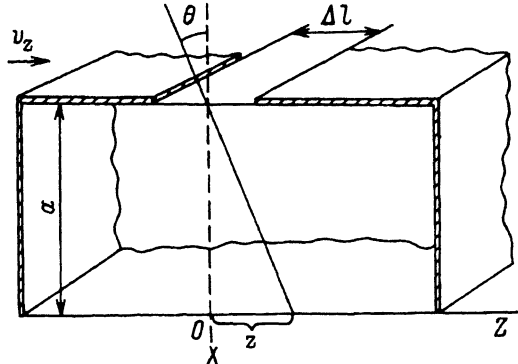


Рис. 1. Схема конструкции углубленного коллектора (сечение плоскостью Y, Z ; стрелкой показано направление потока плазмы).

$$\varphi(v_x, v_z) = \frac{nm}{2\pi k\sqrt{T_{\parallel}T_{\perp}}} \exp\left(-m\left(\frac{v_x^2}{2kT_{\perp}} + \frac{v_z^2}{2kT_{\parallel}}\right)\right). \quad (5)$$

Определим число молекул $dN(v_{\perp}, \theta)$, падающих на площадку единичной длины и ширины воображаемой поверхности щели в единицу времени под углом θ к оси X в интервале углов от θ до $\theta + d\theta$ и имеющих скорости в интервале от v_{\perp} до $v_{\perp} + dv_{\perp}$,

$$dN(v_{\perp}, \theta) = \frac{nm}{2\pi k\sqrt{T_{\parallel}T_{\perp}}} \exp\left(-m\left(\frac{v_x^2}{2kT_{\perp}} + \frac{v_z^2}{2kT_{\parallel}}\right)\right) v_{\perp}^2 dv_{\perp} \cos\theta d\theta. \quad (6)$$

При этом мы учли, что в двумерном случае элемент телесного угла равен $v_{\perp} dv_{\perp} d\theta$. Принимая во внимание, что $v_x = v_{\perp} \cos\theta$, а $v_z = v_{\perp} \sin\theta$, и интегрируя по скоростям от 0 до ∞ , получим для потока в интервалах углов от θ до $\theta + d\theta$

$$dJ(\theta) = n\sqrt{\frac{kT_{\perp}}{8\pi m}} \sqrt{\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}} \frac{\cos\theta d\theta}{\left(\cos^2\theta + \sin^2\theta \cdot \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}\right)^{3/2}}. \quad (7)$$

Определим поток частиц, падающих на поверхность щели под углами от $\theta=0$ до $\theta = \text{arctg}(z/\sqrt{a^2 + z^2})$ через площадку всей щели шириной Δl и единичной длины. Если принять, что траектории ионов близки к прямым (средний ларморовский радиус ионов \bar{r}_1 значительно превышает a), то процедура интегрирования по углам равносильна определению потока частиц на отборную поверхность, ограниченную координатами $z=0$ и z ,

$$J = n\sqrt{\frac{kT_{\perp}}{8\pi m}} \sqrt{\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}} \Delta l \int_0^{\theta} \frac{d\sin\theta}{\left[1 + \sin^2\theta \left(\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} - 1\right)\right]^{3/2}} = \sqrt{\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}} \sqrt{\frac{kT_{\perp}}{8\pi m}} \frac{z\Delta l \ln}{a^2 + z^2 \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}}. \quad (8)$$

Величина дифференциального потока равна

$$\frac{dJ}{dz} = f(z) = n\sqrt{\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}} \sqrt{\frac{kT_{\perp}}{8\pi m}} \frac{a^2 \Delta l}{\left(a^2 + z^2 \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}\right)^{3/2}}. \quad (9)$$

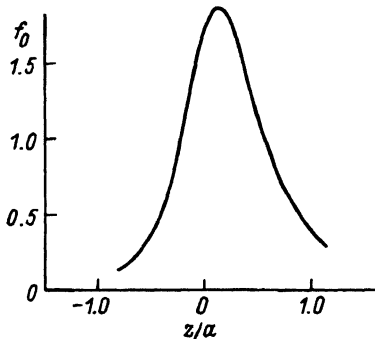


Рис. 2. Зависимость плотности потока $f_0(z) = \frac{8a}{n} \sqrt{\frac{\pi m}{8kT_{\perp}}} f(z)$ от безразмерной координаты z/a в случае $T_{\perp}/T_{\parallel} = 3$ и $u_0 = U \cdot \sqrt{\frac{\pi m}{8kT_{\parallel}}} = 0.3$.

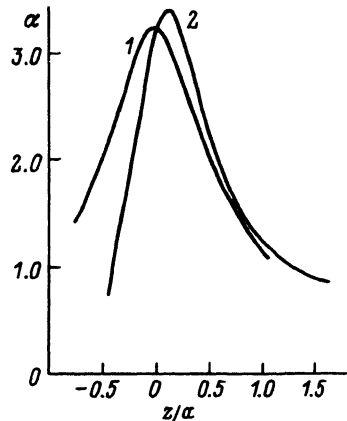


Рис. 3. Зависимость локального коэффициента разделения смеси α от безразмерной координаты z/a для $T_{\perp 11}/T_{\perp 12} = 3$, $T_{\perp}/T_{\parallel} = 1$, $T_{\perp 11}/T_{\parallel} = 3$ для $u_0 = 0$ (1) и 0.6 (2).

Предполагая, что продольные температуры обоих компонентов одинаковы, получим

$$\alpha(z) = \frac{f_1(z)}{f_2(z)} = \frac{T_{\perp 11}}{T_{\perp 12}} \sqrt{\frac{m_2}{m_1}} \left(\frac{a^2 + z^2 \frac{T_{\perp 12}}{T_{\parallel}}}{a^2 + z^2 \frac{T_{\perp 11}}{T_{\parallel}}} \right)^{3/2}. \quad (10)$$

Из (10) следует, что

$$\alpha(0) = \frac{T_{\perp 11}}{T_{\perp 12}} \sqrt{\frac{m_2}{m_1}} > 1, \quad (11)$$

если нагревается 1-й компонент. Таким образом, прямо напротив центра щели коэффициент разделения в $\sqrt{T_{\perp 11}/T_{\perp 12}}$ раз больше, чем в среднем по пластине. При больших z имеем

$$\alpha \simeq \sqrt{\frac{m_2}{m_1}} \sqrt{\frac{T_{\perp 12}}{T_{\perp 11}}} < 1 \quad (12)$$

Учтем среднемассовое движение плазмы в направлении оси Z . Функция распределения ионов по скоростям является в этом случае смещенной максвелловской

$$\varphi(v_x, v_z) = \frac{nm}{2\pi k \sqrt{T_{\parallel} T_{\perp}}} \exp \left(-m \left(\frac{v_x^2}{2kT_{\perp}} + \frac{(v_z - u)^2}{2kT_{\parallel}} \right) \right), \quad (13)$$

где u — среднемассовая скорость плазмы.

Предполагая, что выполняется условие

$$u < \sqrt{\frac{8kT_{\parallel}}{\pi m}}, \quad (14)$$

представим функцию распределения в виде

$$\varphi(v_x, v_z) \simeq \frac{nm}{2\pi k \sqrt{T_{\parallel} T_{\perp}}} \exp\left(-m\left(\frac{v_x^2}{2kT_{\perp}} + \frac{v_z^2}{2kT_{\parallel}}\right)\right) \left(1 + \frac{mv_z u}{kT_{\parallel}}\right). \quad (15)$$

В рассматриваемом случае после громоздких преобразований имеем

$$f(z) = n \sqrt{\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}} \sqrt{\frac{kT_{\perp}}{8\pi m}} \frac{a^2 \Delta l}{\left(a^2 + z^2 \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}\right)^{3/2}} + \frac{nu}{\pi} \left(\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}\right)^{3/2} \frac{za^2 \Delta l}{\left(a^2 + z^2 \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}\right)^2}. \quad (16)$$

На рис. 2 приведена зависимость безразмерной плотности потока $f_0(z)$ в случае $T_{\perp}/T_{\parallel} = 3$ для величины параметра.

$$u_0 = \frac{v\sqrt{\pi m}}{\sqrt{8kT_{\parallel}}}.$$

Определив потоки на коллектор ионов двух различных сортов, можно оценить локальный коэффициент разделения смеси, осаждаемой на пластине,

$$\alpha = \left(\frac{T_{\perp 1} m_2}{T_{\perp 2} m_1}\right)^{1/2} \left(\frac{a^2 + z^2 T_{\perp 2}/T_{\parallel}}{a^2 + z^2 T_{\perp 1}/T_{\parallel}}\right)^{3/2} \frac{B_1}{B_2},$$

где

$$B_1 = 1 + u \sqrt{\frac{8m_1 T_{\perp 1}}{\pi k T_{\parallel}^2}} \frac{z}{\sqrt{a^2 + z^2 T_{\perp 1}/T_{\parallel}}},$$

$$B_2 = 1 + u \sqrt{\frac{8m_2 T_{\perp 2}}{\pi k T_{\parallel}^2}} \frac{z}{\sqrt{a^2 + z^2 T_{\perp 2}/T_{\parallel}}}.$$

На рис. 3 представлены зависимости локального коэффициента разделения смеси α от безразмерной координаты z/a для следующих величин параметров: $T_{\perp 1}/T_{\parallel} = 3$, $T_{\perp 1}/T_{\perp 2} = 3$, $T_{\perp 2}/T_{\parallel} = 1$ и различных значений u_0 . Как видно из результатов расчета, имеет место смещение максимума α в направлении распространения потока. При этом наблюдается некоторое увеличение эффекта с ростом величины u_0 .

Автор благодарен А.И.Карчевскому, В.Г.Пашковскому и А.Л.Устинову за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Саттон Дж., Шерман А. Основы технической магнитной газодинамики. М.: Мир, 1968. 492 с.
- [2] Карчевский А.И. и др. Препринт ИАЭ. №5239/7. М., 1990. 16 с.
- [3] Левич В.Г. Введение в статистическую физику. М.: ГИТТЛ, 1954.

Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
31 января 1992 г.