

УДК 537.582

К ТЕОРИИ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ ИОНОВ (ЖМИИ)

В. П. Коваленко

Известная модель стационарного режима ЖМИИ модифицирована так, чтобы учесть механические напряжения, возникающие в движущемся жидком металле перед полевым испарением ионов. Найдена величина соответствующей внутренней энергии, при которой этот фактор существенно влияет на основные параметры ЖМИИ. Конкретные расчеты проведены для меди. Самосоогласованным образом определены размеры эмиссионной зоны, плотность тока эмиссии, рассчитаны вольт-амперные характеристики.

Экспериментальные данные об эмиссии ионов с поверхности расплавленного металла, заостренной электрическим полем, говорят о существовании различных режимов этого явления. Так, наряду с ионной эмиссией часто наблюдается испускание микрокапель. В ряде работ отмечался высокий уровень шумов в образующемся пучке вплоть до 100 %-ной модуляции тока.

Особый интерес представляют условия, в которых наблюдалась эмиссия ионов с высокой стабильностью.¹ Первоначальные теоретические представления о таком стационарном режиме затрагивали лишь какую-либо одну сторону явления. В работе [2] величина эмиссионного тока однозначно связывалась с условиями транспортировки жидкости в зону эмиссии о поверхности иглы, в работах [3, 4] на первое место выдвигалось ограничение тока объемным зарядом. По существу в этих и некоторых других работах ставилась и решалась не самосоогласованная задача. Более плодотворным оказался подход, который был намечен соображениями о динамическом равновесии эмиттирующей поверхности [5, 6].

Последовательный теоретический анализ ЖМИИ в состоянии динамического равновесия проведен в работах [7, 8]. Авторами замкнутым самосоогласованным образом определены все основные характеристики системы. Вместе с тем рассчитанный размер эмиттирующей зоны оказался чрезвычайно малым (порядка 10^{-7} см), а при этом, как известно [9], применимость использованных обычных характеристик жидкости сомнительна. Поэтому не кажется удивительным негативное отношение к этим результатам (см., например, [10]).

В настоящей работе показано, что параметры ЖМИИ в стационарном режиме могут оказаться совершенно иными, если учесть изменения внутренней энергии текущей жидкости из-за механических напряжений в ее поверхностном эмиттирующем слое. Заметим сразу, что силовые результаты будут приведены для источников ионов меди.

Рассматриваем следующую модель ЖМИИ. Из массива расплавленного металла под действием приложенной разности потенциалов вытягивается струйка (рис. 1). Стационарная конфигурация струи возможна, во-первых, лишь при определенных условиях на боковой поверхности, которые обсужда-

¹ В работе [1] высказано мнение, что и в экспериментах с высокостабильными источниками ток эмиссии на самом деле был не постоянным, а осциллировал с высокой частотой. Не вступая в полемику по этому вопросу, заметим, что в таком случае анализ возможного бесколебательного режима представляется актуальным в не меньшей степени.

ются в [8]. Будем считать их выполненными. Во-вторых, должна быть неподвижна эмиттирующая поверхность на торцевой части выступа (рис. 1). Поскольку в этой поверхности изнутри металла под действием разности давлений течет поток жидкости, то возможно только динамическое равновесие. Предположим, что приток жидкого металла к поверхности компенсируется полевым испарением с нее положительных ионов. Обозначив поток атомов жидкости N_l , а поток испаряющихся ионов N_i , потребуем

$$N_i = N_l. \quad (1)$$

Величина N_l полностью определяется скоростью жидкости, которая может быть найдена из уравнения Бернулли. Считая, что давление у основания струи пренебрежимо мало по сравнению с давлением на рассматриваемой поверхности, запишем уравнение Бернулли, приведенное к одному атому потока

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{\epsilon_0 E^2 m}{2\rho} - \frac{2\sigma m}{r_0 \rho} - U, \quad (2)$$

где m — масса атома, v — скорость потока на эмиттирующей поверхности (v перпендикулярна поверхности), r_0 — радиус кривизны эмиттирующей поверхности, E — напряженность электрического поля у поверхности, ρ — плотность жидкости, σ — коэффициент поверхностного натяжения, U — изменение потенциальной энергии атома. Ясно, что мы не рассматриваем детальную структуру потока, а используем усредненные по рассматриваемой поверхности величины v , E , r_0 , U . Первые два члена в правой части уравнения (2) отражают конкуренцию электростатического (тянущего) и Лапласовского (тормозящего) давлений и учитывались в предшествующих работах. Третьим же членом ранее пренебрегали, рассматривая расплав как идеальную жидкость. Между тем в поверхностном слое жидкости при эмиссионных полях действуют огромные растягивающие напряжения, приводящие к соответствующей деформации слоя с затратой энергии.

Выражая из (2) v , найдем

$$N_l = \frac{\rho}{m} \left(\frac{\epsilon_0 E^2}{2\rho} - \frac{4\sigma}{r_0 \rho} - \frac{2U}{m} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Для нахождения N_i можно воспользоваться той или иной моделью полевого испарения. Остановимся на простейшей из принятых модели сил изображения [11], однако, чтобы быть последовательными, в показателе экспоненты добавим U как фактор, облегчающий испарение

$$N_i = \frac{p}{\sqrt{2\pi m k T}} \exp \left(- \frac{U_i - W - e \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}} - U(E)}{kT} \right), \quad (4)$$

где p — давление насыщенного пара, kT — температура жидкости, U_i — энергия ионизации, W — работа выхода. Выражение (4) выписано для случая испарения однозарядных атомов (с поверхности меди наиболее легко испаряются именно однозарядные ионы) в предположении, что частота колебаний поверхностных атомов не изменяется в электрическом поле. Как будет видно в дальнейшем, роль U в (4) в отличие от уравнения (3) относительно невелика.

Если известна явная зависимость U от E , то уравнения (3) и (4) содержат три неизвестные величины: N (поскольку имеет место (1)), r_0 и E . Третьим урав-

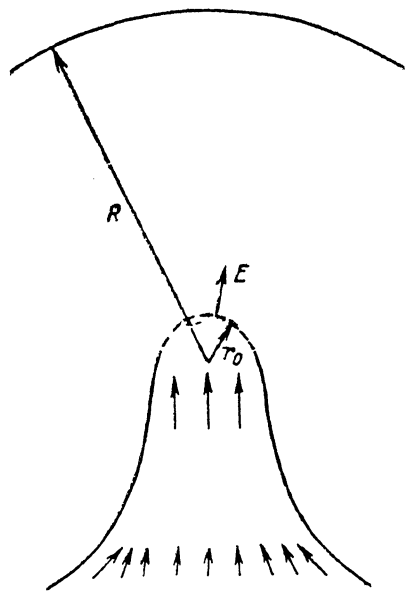


Рис. 1. Предполагаемая конфигурация ЖМИИ.

нением для этих величин является уравнение Пуассона. Для упрощения расчета потенциала φ заменим реальную геометрию электродов сферически сим-

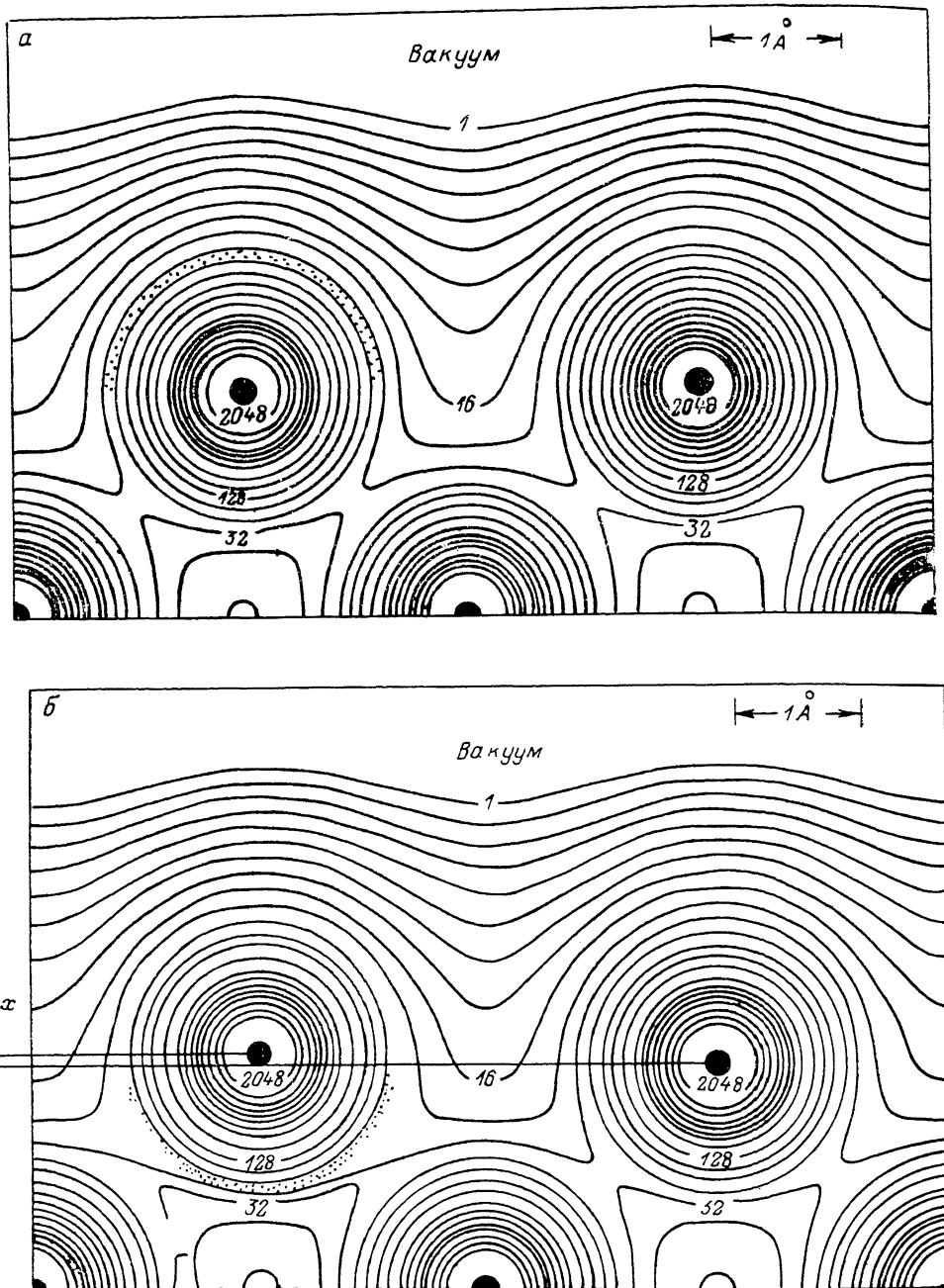


Рис. 2. Распределение плотности электронного заряда в окрестности поверхности (100), рассчитанное в [18] в отсутствие возмущений (а) и предполагаемое в случае малого смещения иона (б).

метричной системой. Используем интегральную форму уравнения Пуассона.

$$\eta = \frac{1 - \xi}{\xi} - a \int_1^{\xi} \frac{d\xi'}{(\xi')^2} \int_1^{\xi'} \frac{d\xi''}{\sqrt{\eta(\xi'')}} , \quad (5)$$

где

$$\eta = \frac{\varphi}{Er_0}, \quad \xi = \frac{r}{r_0}, \quad a = \frac{j\sqrt{r_0}}{\epsilon_0 E \sqrt{2 \frac{e}{m} E}}, \quad j = eN.$$

Замкнутая система уравнений (3)—(5) определяет все искомые величины.

К сожалению, каких-либо данных о зависимости $U(E)$, по-видимому, нет. Определение этой зависимости — самостоятельная проблема. Можно, однако, попытаться использовать для соответствующей оценки результаты самосогласованного численного расчета электронной структуры приповерхностного слоя меди [12, 13], хотя этот расчет и выполнен лишь для одной грани (100) кристалла.

На рис. 2, а, взятот из работы [13], приведено взаимное расположение ионов и распределение плотности электронного заряда в кристалле в отсутствие внешнего поля. Изображенная плоскость перпендикулярна поверхности и проходит через линию, соединяющую поверхностный атом с одним из его ближайших со-

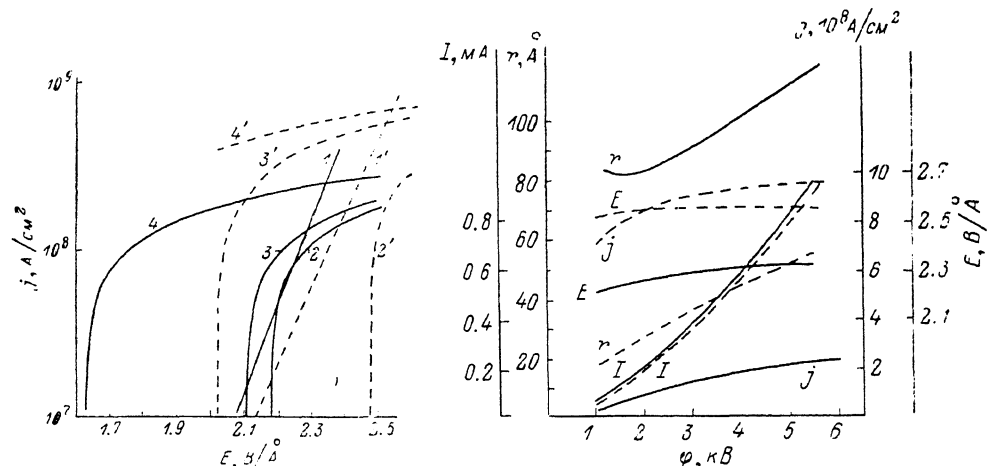


Рис. 3. Зависимости плотности тока от напряженности поля у поверхности при полевом испарении (1, 1') и рассчитанной по (3).

$r_0, \text{ \AA}: 2 - 84, 3 - 90, 4 - 150, 2' - 10, 3' - 15, 4' - 20.$

Рис. 4. Рассчитанные параметры ЖМИИ в зависимости от приложенного напряжения. Пунктир — $U=0$, сплошные линии — $U=3 \cdot 10^{-2} E^2$ (эВ). $I = \pi r_0^2 j$.

седей во второй атомной плоскости. Значения плотности заряда даны в 1.15×10^{-3} а. е. Отношение плотностей заряда на соседних кривых равно $\sqrt{2}$.

Рассмотрим равновесное положение какого-либо поверхностного иона. Результирующая сила, действующая на него со стороны других ионов и электронов, очевидно, равна нулю. Если же сместить ион на малое расстояние Δx по направлению от кристалла, то появляется возвращающая сила, для определения которой следует учесть возникающую при смещении иона перестройку электронов. Последнее, если иметь в виду строгое решение задачи, требует проведения новых квантово-механических расчетов. Вместо этого ограничимся предположением, что наиболее существенное изменение в распределении электронов будет заключаться в следующем. Электроны, заключенные в полусферическом слое толщины Δx , который охватывал не смещенный ион сверху (точки на рис. 2, а), при указанном смещении перейдут в такой же слой, но расположенный теперь под рассматриваемым ионом (рис. 2, б). Если дополнительно учесть ослабление электростатической связи иона с ближайшими соседями снизу (ионами и группами свободных электронов), то можно приближенно найти коэффициент пропорциональности между возникающим внутренним полем и Δx .

В нашем случае причиной, вызывающей смещение иона, является внешнее приложенное поле. Ион будет смещаться до тех пор, пока внешнее поле не уравновесится внутренним. Следовательно, можно найти зависимость Δx от E и

соответственно энергию, затраченную на это перемещение: $U \approx 3 \cdot 10^{-2} E^2$ (эВ), где E выражено в В/Å.

Насколько существенным является вклад величины U , иллюстрирует, в частности, рис. 3, на котором приведены зависимости $J_i = eN_i$, рассчитанные по формуле (4), и $J_i = eN_i$, определенные по (3) для некоторых r_0 . Пунктирные линии соответствуют $U=0$, сплошные — найденному выше значению U . Можно видеть, что необходимое для стационарности равенство обоих токов в последнем случае достигается при намного больших радиусах.

На рис. 4 приведены результаты решения уравнений (3)–(5). Определены основные параметры ЖМИИ меди в зависимости от приложенного напряжения для $U=0$ (пунктир) и $U=3 \cdot 10^{-2} E^2$ (эВ) (сплошные линии). По-видимому, не следует придавать большого значения тому, что все зависимости по сравнению с типичными экспериментальными сильно сдвинуты влево. Это легко объяснить тем, что в использованной при расчетах сферической геометрии эмиссионные поля достигаются при меньших напряжениях. Наиболее важный вывод заключается в том, что учет растягиваемости металла сильно увеличивает размер эмиссионной зоны и почти на порядок уменьшает плотность тока эмиссии. Любопытно, что при этом полный ток меняется незначительно, т. е. вольт-амперные характеристики ЖМИИ практически не содержат информации о микроструктуре эмиттера.

Автор благодарен И. М. Парнете за помощь в численных расчетах потенциала.

Литература

- [1] Дудников В. Г., Шабалин А. Л. ЖТФ, 1985, т. 55, с. 776–778.
- [2] Wagner A. Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, p. 440–442.
- [3] Gomer R. Appl. Phys., 1979, v. 19, p. 365–375.
- [4] Mair G. L. R. J. Phys. D: Appl. Phys., 1982, v. 15, p. 2523–2530.
- [5] Krohn V. E., Ringo G. R. Appl. Phys. Lett., 1975, v. 27, p. 479–481.
- [6] Габович М. Д. УФН, 1983, т. 140, с. 137–151.
- [7] Kingham D. R., Swanson L. W. Vacuum, 1984, v. 34, p. 941–945.
- [8] Kingham D. R., Swanson L. W. Appl. Phys. A, 1984, v. 34, p. 123–132.
- [9] Джейкоб М., Парфит Дж. Химия поверхностей раздела фаз. М.: Мир, 1984, с. 39.
- [10] Григорьев А. И., Ширяева С. О. ЖТФ, 1987, т. 57, с. 196–198.
- [11] Мюллер Э., Цонь Т. Автоионная микроскопия. М.: Металлургия, 1972, с. 72.
- [12] Gay J. G., Smith J. R., Arlinghaus F. J. Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 561–564.
- [13] Арлингхаус Ф., Гей Дж., Смит Дж. В кн.: Теория хемосорбции. М.: Мир, 1983, с. 102–166.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
3 июля 1987 г.