

01;03;10;11
©1995

МОДУЛЯЦИЯ ТОКА В ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКАХ ИОНОВ ПЕРЕМЕННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

В.В.Владимиров, Ю.Н.Козырев

1. Проведены измерения коэффициента модуляции (M) тока при подаче на игольчатый ЖМИ олова переменного напряжения (с амплитудой $\tilde{U} = 50$ В) в диапазоне частот $10 \text{ Гц} \leq f \leq 4 \text{ МГц}$. В области низких частот ($f < 16 \text{ кГц}$) величина $M = \tilde{I}/I_s$, где I_s — статическое значение тока, имела большие значения (рис. 1), не зависящие от частоты. При $f > 16 \text{ кГц}$ значение M заметно уменьшается с ростом f и на частотах $f > 1 \text{ МГц}$ величина M очень мала ($< 1\%$). Наблюдаемый характер зависимости $M(f)$ обусловлен особенностями вязкого течения жидкости на поверхности иглы под действием переменного электрического давления. На высоких частотах инерционные эффекты ослабляют переменную составляющую вязкого потока (\tilde{Q}). Полученные результаты подтверждают идею Вагнера [1], согласно которой значение тока в ЖМИ определяется величиной вязкого потока жидкости на поверхности иглы. Этот вывод [1] относился к определению величины I_s .

2. В опытах использовалась вольфрамовая игла с длиной 0.15 см и радиусом скругления вершины $R_0 \approx 10$ мкм. Эта игла подвергалась механической обработке, при которой на ее поверхности создавались бороздки, вытянутые вдоль оси иглы. Характерный радиус бороздок $R \approx 1$ мкм. Эти бороздки усиливают поток жидкого олова из резервуара на вершину иглы.

Пороговое значение постоянного напряжения, при котором возникала ионная эмиссия $U_s = U_0 = 3.44$ кВ. При последующем снижении напряжения эмиссия исчезала при $U_s = U_x = 3.35$ кВ. Различие значений U_0 и U_x (гистерезис [2]) связано с формированием конуса Тейлора [3] на вершине иглы.

Статическая вольт-амперная характеристика тока на коллектор в исследованном диапазоне напряжений ($U_s \leq \leq 3.6$ кВ) имела линейный характер: $I_s = I_0(U_s/U_x - 1)$, где $I_0 = 1.2 \cdot 10^2$ мкА. Переменное напряжение не влияло на вид $I_s(U_s)$.

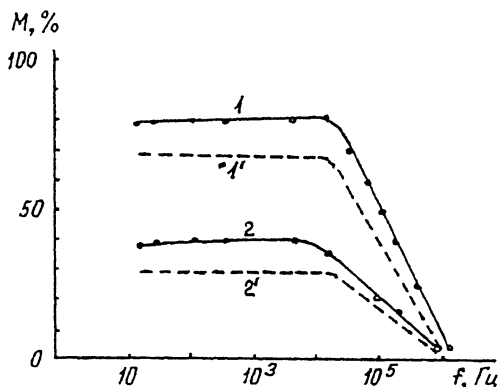


Рис. 1. Зависимости коэффициента модуляции тока от частоты: 1, 2 — эксперимент; 1', 2' — расчет. $U_s = 3.42$ кВ — 1, 1', 3.54 кВ — 2, 2'.

На рис. 1 приведены измеренные значения величины $M(f)$. На низких частотах величина M постоянна и соответствует квазистатическому пределу, когда инерционные эффекты не влияют на вязкий поток:

$$M = M_s = \tilde{U} \frac{dI_s}{dU_s} / I_s = \frac{\tilde{U}}{U_s - U_x}. \quad (1)$$

В соответствии с (1) при увеличении U_s значение M_s уменьшается (рис. 1). В области высоких частот значение M заметно снижается. Ниже приведен расчет зависимости $M(f)$.

3. Вязкий поток жидкости на боковой поверхности иглы возникает под действием разности давлений (Δp) у основания конуса Тейлора и в резервуаре. Полагая давление жидкости в резервуаре равным нулю, можно показать [2], что при $U_s \gtrsim U_x$

$$\Delta p = -\frac{2\sigma}{a \operatorname{tg} \theta} (U/U_x - 1), \quad (2)$$

где $a = R_0 \cos \theta / \sin^2 \theta$ — длина образующей конуса Тейлора; $\theta = 49.3^\circ$ — половина угла при вершине этого конуса; σ — коэффициент поверхностного натяжения; $U = U_s + U_\sim$; $U_\sim = \tilde{U} e^{-i\omega t}$ — переменная составляющая напряжения, $\omega = 2\pi f$.

Будем считать, что основная часть потока протекает по бороздкам, которые имеют полуцилиндрическую форму. Дальнейшие расчеты проводятся для вязкого течения по трубке радиуса R и предполагается, что поток по бороздке равен половине потока по трубке. Исходное уравне-

ние Навье-Стокса в случае цилиндрической геометрии имеет вид [4]

$$\frac{\nu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) - \frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{|\Delta p|}{\rho L}, \quad (3)$$

где V — скорость течения вдоль бороздки, ν — коэффициент кинематической вязкости, ρ — плотность жидкости, L — длина бороздки (полагается равной длине иглы). Решения этого уравнения должны удовлетворять граничному условию $u(r = R) = 0$.

В стационарном случае ($\ddot{U}, \dot{U} = 0$) решение уравнения (3) имеет вид [4]

$$v_s = \frac{(R^2 - r^2)/\Delta p/s}{4\nu\rho L}, \quad (4)$$

а величина потока по трубке

$$Q_s = 2\pi\rho_0 \int_0^R v_s r dr = \frac{\pi R^4 / \Delta p/s}{8L\nu}, \quad (5)$$

где

$$|\Delta p/s| = \frac{2\sigma}{a \operatorname{tg} \theta} (U_s/U_x - 1).$$

Определим переменную составляющую потока. Полагая в (3) $v \sim \tilde{v} e^{-i\omega t}$, можно получить следующее уравнение для \tilde{v} :

$$\frac{d^2 \tilde{v}}{dr^2} + r^{-1} \frac{d\tilde{v}}{dr} + \frac{i\omega}{\nu} \tilde{v} = -\tilde{p}/\rho\nu L, \quad (6)$$

где $\tilde{p} = 2\sigma\dot{U}/aU_x \operatorname{tg} \theta$. Решение (6) имеет вид

$$\tilde{v} = \frac{i\tilde{p}}{\omega L\rho} \left[1 - \frac{\int_0 \left(r \sqrt{\frac{i\omega}{\nu}} \right)}{\int_0 \left(R \sqrt{\frac{i\omega}{\nu}} \right)} \right], \quad (7)$$

где \int_0 — функция Бесселя первого рода от комплексного аргумента. Учитывая (7), можно показать, что

$$\tilde{\theta} = \pi\tilde{p}R^4\Phi(\kappa)/8L\nu, \quad (8)$$

где

$$\Phi(\kappa) = 16\operatorname{Re} \left[y^{-3} \int_1 (y) / \int_0 (y) \right], \quad y = \kappa e^{i\pi/4}, \quad \kappa = \sqrt{\frac{2\pi f R^2}{\nu}}.$$

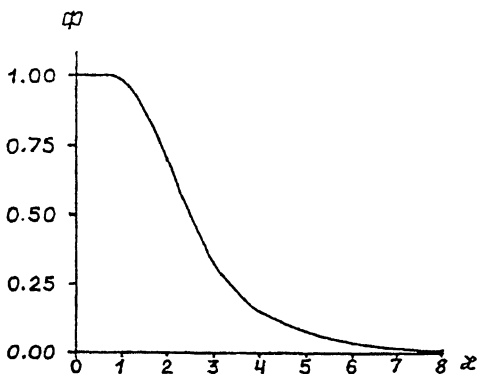


Рис. 2. Рассчитанная зависимость величины $\Phi = \frac{M}{M_s}$ от параметра $\kappa = (2\pi f R^2 / \nu)^{1/2}$.

Учитывая (5), (8), выражение для M имеет вид

$$M = \tilde{I}/I_s = \tilde{Q}/Q_s = M_s \Phi(\kappa). \quad (9)$$

На рис. 2 представлен график функции $\Phi(\kappa)$, построенный с помощью таблиц [5] функций Бесселя \int_0, \int_1 от комплексного аргумента. Как видно из рис. 2, в области низких частот ($\kappa < 1$) величина $\Phi \approx 1$ и значение M (9) определяется квазистатическим пределом (1). При увеличении частоты ($\kappa > 1$) функция Φ уменьшается и при $\kappa = 8$ значение $\Phi = 0.01$. Если считать, что $R = 1$ мкм, $\nu = 10^{-3}$ см²/с, то значение $\kappa = 1$ (или $f = \frac{\nu}{2\pi R^2}$) соответствует $f = 16$ кГц. Величине $\kappa = 8$ (или $f = 10\nu/R^2$) соответствует частота $f = 1$ МГц. Используя данные рис. 2, можно рассчитать зависимость $M(f)$ — кривые 1', 2' (рис. 1). Проведенные расчеты хорошо согласуются с опытными данными.

4. Определим постоянную составляющую тока в ЖМИ, используя соотношение (5). Следует отметить, что лишь часть (α) потока жидкости преобразуется в ионный ток вследствие интенсивного отрыва капель на перешейке иглы при развитии электрокапиллярной неустойчивости [6]. Согласно данным работы [7] в источнике галлия при $I_s < < 30$ мкА в ток преобразуется третья часть потока жидкости ($\alpha = 1/3$). С учетом этого

$$I_s = \frac{e\alpha N Q_s}{2M_i} = I_0 (U_s/U_x - 1), \quad (10)$$

где e — заряд иона (электрона), M_i — масса иона, N — число бороздок, выходящих к основанию конуса Тейлора.

Выражение для I_0 имеет вид

$$I_0 = \pi e \alpha \sigma R^4 N / 8 \nu L a M_i \operatorname{tg} \theta. \quad (11)$$

Оценим величину I_0 для ЖМИ олова ($\sigma = 5 \cdot 10^2$ эрг/см²), считая, что $N = N_m/2$, где $N_m = \frac{a \sin \theta}{2}$ — максимально возможное число бороздок у основания конуса Тейлора. В этом случае $I_0 = \pi/16 \cdot \frac{e \alpha \sigma R^3 \cos \theta}{M_i \nu L} \approx 120$ мкА, если $R = 1$ мкм, $L = 0.15$ см, $\alpha = 1/3$. Это значение I_0 соответствует опытным данным.

Заключение

Показано, что величины постоянного и переменного токов в ЖМИ определяются величиной вязкого потока жидкого металла на поверхности иглы, возникающего под действием отрицательного электрического давления у основания конуса Тейлора. Сильное уменьшение степени модуляции тока на больших частотах обусловлено инерционностью вязкого течения. Полученные результаты позволяют определить интервал частот, в котором возможна заметная модуляция тока при подаче на ЖМИ сравнительно небольшого переменного напряжения.

Работа выполнена при поддержке международного научного фонда (U66000).

Список литературы

- [1] *Wagner A.* // *Appl. Phys. Lett.* 1982. V. 40. P. 440.
- [2] *Tompson S.P., Prewett P.D.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1984. V. 17. P. 2305.
- [3] *Taylor G.I.* // *Proc. Roy. Soc. (London)*. 1964. V. A280. P. 383.
- [4] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: ФМ, 1986. 736 с.
- [5] *Table of the Bessel functions J_0 and J_1 for complex arguments*, N.Y. Columbia University Press. 1943. 404 p.
- [6] *Wagner A., Venkatesan T., Petroff P.M., Barr D.J.* // *J. Vac. Sci. Tech.* 1981. V. 19. P. 1186.
- [7] *Mair G.L.R., von Engel A.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1981. V. 14. P. 1721.

Институт физики НАН Украины
Институт химии поверхности
НАН Украины
Киев

Поступило в Редакцию
6 июня 1995 г.