

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛЕНКИ РАСПЛАВЛЕННОГО МЕТАЛЛА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. А. НЕВРОВСКИЙ

(Москва)

В ряде экспериментов по вакуумному электрическому пробоям, в процессах плавки металлов электронным лучом, при горении слаботочных электрических дуг, при работе мощных ртутных выпрямителей, т. е. там, где встречаются в одном устройстве расплавленный металл и сильное электрическое поле, часто наблюдается образование и разлет капель металла. В устройствах с жидкометаллическим катодом пробой наступает в результате развития неустойчивости его поверхности под действием электрического поля [1-4]. Образование капель электродного металла в слаботочных электрических дугах (с током $I < 5$ а) также объясняется [5] силовым воздействием электрического поля на расплавленный участок поверхности электрода.

Роль отмеченной неустойчивости в процессе вакуумного пробоя между твердыми электродами пока еще остается неясной. Согласно одной из гипотез [6, 7] на поверхности анода под действием предпробойных электронных токов, текущих с катода, образуются участки расплавленного металла. Из этих участков электрическим полем вырываются капли металла, инициирующие электрический пробой. Условие отрыва капли от пленки жидкого металла оценивается [8, 9] на основании простейших размерных соображений либо по критерию Рэлея устойчивости сферической заряженной капли. Обычно оно выполняется. Ясно, однако, что проверка этой гипотезы должна заключаться в сопоставлении времени формирования капли из расплава с наблюдаемым в эксперименте временем запаздывания пробоя, а не в простой проверке выполнения условий отрыва капли. Обычно время развития неустойчивости жидкого металла в электрическом поле определяется по теории Тонкса [1], полученной для неограниченной жидкости при ряде специальных предположений. Такая оценка, однако, нуждается в серьезном пересмотре, связанном с тем, что пленка расплавленного металла не безгранична и имеет малую толщину.

В связи с этим возникла необходимость в решении задачи о неустойчивости круглой ванны расплавленного металла ограниченной глубины в сильном электрическом поле; а также в оценке роли вязкости в этом процессе. В настоящей работе эта задача решена с использованием строгой линейной теории устойчивости проводящей жидкости, развитой для неограниченной жидкости в [10].

1. Постановка задачи. Рассмотрим гидродинамическую устойчивость цилиндрической ванны проводящей жидкости глубины h . Над первоначально плоской поверхностью металла задано однородное электрическое поле E_0 (см. фиг. 1), создающее направленную вверх силу электростатического давления $p_0 = E_0^2/8\pi$. Предположим, что в результате каких-либо случайных возмущений поверхность жидкого металла оказалась слегка искривленной и ее уравнение $z = \xi(r, \theta)$. Это приводит к дополнительному усилению электрического поля E на вершине искривленной поверхности и увеличению электростатического давления $p = E^2/8\pi > p_0$. На искривленную поверхность действует направленная вниз сила поверхностного натяжения $p_s = \sigma(1/R_1 + 1/R_2)$, где σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкого металла, R_1, R_2 — главные радиусы кривизны возмущенной поверхности.

Устойчивость зависит от соотношения этих сил и силы гидростатического давления в жидкости.

В [10] показано, что малые возмущения поверхности проводника вызывают возмущение однородного электрического поля $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cdot (1 + k\xi)$, где k — волновое число, определяющее пространственный масштаб возмущений.

В общем случае сила p является возрастающей и нелинейной функцией от возмущения ξ , и это накладывает отпечаток на характер рассматриваемой неустойчивости. Анализ [1], проведенный для уединенного сферического возмущения на поверхности неограниченной жидкости, показал, что неустойчивость имеет две стадии: линейную и нелинейную.

Вначале на линейной стадии возмущение растет экспоненциально во времени, а затем при переходе к нелинейной стадии рост ξ еще убыстряется и завершается отрывом капли от поверхности жидкости. Линейная стадия длится значительно дольше, чем нелинейная. Эксперимент [4] показал, что в случае многих мод возмущений каждая мода развивается независимо от других до отрыва капли. Согласно [1, 4] рассматриваемая неустойчивость не приводит к возникновению вторичных течений жидкости. Таким образом, длительность линейной стадии неустойчивости дает хорошее представление и о длительности всего процесса в целом независимо от количества одновременно возникших возмущений поверхности жидкости.

При исследовании неустойчивости пленки металла исходим из линеаризованного уравнения Навье — Стокса, записанного в цилиндрической системе координат

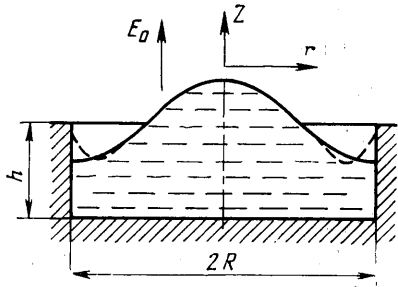
$$(1.1) \quad \frac{\partial v_r}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} - \frac{v_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_r}{\partial \theta^2} \right)$$

$$(1.2) \quad \frac{\partial v_\theta}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial z^2} - \frac{v_\theta}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \theta^2} \right)$$

$$(1.3) \quad \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_z}{\partial \theta^2} \right)$$

$$(1.4) \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_r) + \frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} = 0$$

Здесь v_z , v_r , v_θ — составляющие возмущения скорости жидкости, p — давление в жидкости, ρ — плотность жидкости, ν — кинематическая вязкость, g — ускорение земного тяготения. Уравнения линеаризованы относительно состояния покоя жидкости $v_\theta = 0$.



Фиг. 1

В результате неустойчивости поверхность жидкости принимает форму $z = \xi(r, \theta, t)$. На поверхности выполняется граничное условие

$$(1.5) \quad p_{zz}|_{z=\xi} = p_1 + p_0$$

Возмущение давления электрического поля $p_1 = E^2/8\pi - E_0^2/8\pi = (E_0^2/4\pi)k\xi$. Давление p_0 при малых возмущениях $k\xi \ll 1$ имеет вид

$$p_0 = \sigma \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \xi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial \theta^2} \right)$$

На дне выполняются условия

$$(1.6) \quad v_z|_{z=-h} = 0, \quad v_r|_{z=-h} = 0$$

На стенке ванны

$$(1.7) \quad v_r|_{r=R} = 0, \quad v_z|_{r=R} = 0$$

Будем искать решения, которые зависят от времени экспоненциально: $v = v^0 \exp \alpha t$, $p = p^0 \exp \alpha t$ и т. д. Дальнейшее решение состоит в получении выражений для α и их анализе.

2. Неустойчивость невязкой жидкости. Положим в (1.1)–(1.3) $v=0$. Пренебрегать вязкостью обычно можно в случае глубоких пленок ($kh \gg 1$). Условия пренебрежения вязкостью будут в дальнейшем уточнены.

Движение невязкой жидкости потенциально: $v = \nabla \phi$. Согласно (1.4) потенциал скорости ϕ представляется в виде суперпозиции простых мод возмущений вида

$$(2.1) \quad \phi_{mk} = e^{\alpha t + im\theta} (A_1 e^{kz} + B_1 e^{-kz}) I_m(kr)$$

где $I_m(kr)$ – функция Бесселя порядка m .

Первое условие из (1.7) дает допустимые значения волнового числа

$$\left. \frac{dI_m(kr)}{dr} \right|_{r=R} = 0, \quad m=0, 1, 2, \dots$$

Несколько первых значений волновых чисел

m	0	1	2	3	4
$R \cdot k_1$	3.83	1.84	3.04	4.2	5.32
$R \cdot k_2$	7.02	5.34	6.71

Уравнения (1.1)–(1.3) при $v=0$ дают интеграл Коши – Лагранжа

$$(2.2) \quad p = \frac{\partial \phi}{\partial t} - \rho g z$$

Из (1.5), (1.6), (2.1), (2.2) получаем дисперсионное уравнение

$$(2.3) \quad \alpha^2 = k \left(\frac{E_0^2}{4\pi\rho} k - \frac{\sigma k^2}{\rho} - g \right) \text{th } kh$$

Для неустойчивости необходимо выполнение условия

$$E_0 > \sqrt{\frac{4\pi g \rho}{k} + 4\pi \sigma k}$$

Это условие изображено на фиг. 2. В области 1 жидкость неустойчива, в 2 устойчива.

В неограниченной жидкости возможны возмущения с непрерывным спектром $0 < k < \infty$. При этом существует $k=k_*$, для которого E_0 мини-

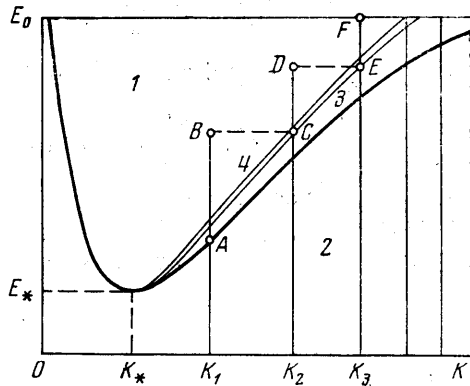
мально: $k_* = (g\rho/\sigma)^{1/2}$, $E_* = (64\pi^2\rho g\sigma)^{1/4}$. При $E_0 = E_*$ появляется неустойчивость ограниченной жидкости с волновым числом k_* .

Расплавленные участки поверхности анода перед пробоем имеют $R \leq 10^{-2}$ см. Поэтому в таких участках возможно развитие возмущений только с волновыми числами $k \gg k_*$. Соответственно требуются значения $E_0 > E_*$.

При достаточно большой величине E_0 в ванне жидкого металла могут развиваться несколько мод возмущений, отвечающих разным значениям k . Среди них будет доминировать мода с наибольшим α . Чтобы определить наибольший инкремент α , отвлекемся от дополнительных условий, накладываемых на k условием ограниченности ванны. В этом случае можно принять, что в (2.3) k меняется непрерывным образом. Из (2.3) следует, что для мелких ($kh \ll 1$) и глубоких ($kh \gg 1$) ванн металла доминирующее возмущение имеет соответственно волновые числа

$$(2.4) \quad k = \frac{3E_0^2}{32\pi\sigma} + \sqrt{\left(\frac{3E_0^2}{32\pi\sigma}\right)^2 - \frac{g\rho}{2\sigma}} \quad (kh \ll 1)$$

$$(2.5) \quad k = \frac{E_0^2}{12\pi\sigma} + \sqrt{\left(\frac{E_0^2}{12\pi\sigma}\right)^2 - \frac{g\rho}{3\sigma}} \quad (kh \gg 1)$$



Фиг. 2

На фиг. 2 нанесены графики этих зависимостей: 3 — по уравнению (2.4), 4 — по (2.5). Они не сильно отличаются друг от друга. Во всех интересных случаях ($E_0 > E_*$, $k \gg k_*$) действием гравитации можно пренебречь. Соответствующие (2.4) и (2.5) значения α определяются так:

$$(2.6) \quad \alpha = \frac{3E_0^4}{256\pi^2\sigma} \sqrt{\frac{3h}{\rho\sigma}} \quad (kh \ll 1), \quad \alpha = \frac{E^3}{6\pi\sigma} \times \sqrt{\frac{\text{th } kh}{12\pi\rho}} \quad (kh \gg 1)$$

Формулы (2.6) дают оценку наибольших значений инкрементов неустойчивости α , достижимых при заданной величине E_0 .

Эти же значения α реализуются в широкой ($kh \gg 1$) ванне проводящей жидкости. В узкой ванне k может принимать только ряд дискретных значений, поэтому по мере повышения E_0 максимальное α растет в соответствии с ломаной линией $ABCDEF$ (фиг. 2), причем вдоль AB , CD , EF и т. д. максимальное значение α меняется непрерывно, а переход с одного из этих отрезков на другой (т. е. возникновение новой моды возмущений) меняет α скачком. Такое скачкообразное изменение α при росте E_0 подтверждается экспериментами с ртутными и галлиевыми катодами [2]. По мере повышения E_0 предположение о непрерывном изменении k выполняется все лучше, так как спектр неустойчивых значений k при этом сгущается и ломаная линия приближается к одной из кривых 3 или 4 на фиг. 2.

3. Влияние вязкости на неустойчивость ванны жидкого металла. Оценим силу трения в движущейся жидкости: $F_{\tau} \approx \rho \nu (k^2 + 1/h^2) v$. Для пренебрежения вязкостью должно выполняться условие $F_{in}/F_{\tau} \gg 1$, $F_{in} \approx \rho \alpha v$. Отсюда получается критерий пренебрежения вязкостью при неустойчивости проводящей жидкости

$$(3.1) \quad \frac{\alpha h^2}{\nu (k^2 h^2 + 1)} \gg 1$$

Константа справа в (3.1) нуждается в уточнении. Для этого получим дисперсионное уравнение возмущений вязкой пленки проводящей жидкости.

Будем рассматривать только возмущения, независящие от азимутального угла θ (т. е. с азимутальным числом $m=0$). В этом случае для решения (1.1) — (1.4) можно применить приближенный метод [11]. Граничные условия на поверхности вязкой жидкости имеют вид

$$(3.2) \quad p_{zz}|_{z=\xi} = p_1 + p_0, \quad p_{zr}|_{z=\xi} = 0$$

$$(3.3) \quad p_{zz} = -p + 2\rho\nu \frac{\partial v_z}{\partial z}, \quad p_{zr} = \rho\nu \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right)$$

Решение ищется в виде суммы двух решений: потенциального, приведенного выше (при $m=0$), и вихревого, интенсивность которого пропорциональна вязкости жидкости ν : $v_r = v_r^{(0)} + U_1$, $v_z = v_z^{(0)} + U_2$, здесь $v_r^{(0)}$, $v_z^{(0)}$ — компоненты скорости потенциального движения, определенные в предыдущем разделе, U_1 и U_2 — компоненты скорости вихревого движения.

Предположим, что давление p в жидкости определяется только потенциальным движением. Тогда из (1.1) и (1.2) получаем

$$(3.4) \quad \frac{\partial U_1}{\partial t} = \nu \left(\frac{\partial^2 U_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 U_1}{\partial z^2} - \frac{U_1}{r^2} \right)$$

$$(3.5) \quad \frac{\partial U_2}{\partial t} = \nu \left(\frac{\partial^2 U_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_2}{\partial r} + \frac{\partial U_2}{\partial z^2} \right)$$

Предположение о давлении, вполне строгое для безграничной жидкости, оказывается только приближенным в случае ограниченной жидкости. Причина этого заключается в различии поведения вязкой и невязкой жидкости вблизи стенки. Движущаяся вязкая жидкость из-за условия прилипания испытывает некоторое искривление поверхности вблизи стенки ($r = R$). Этот чисто динамический эффект приводит к тому, что давление в вязкой жидкости отличается от давления в невязкой жидкости. По этой причине второе условие из (1.7) не может быть удовлетворено строго, а только приближенно в достаточно широкой ванне. Ванна должна быть такой ширины, чтобы выполнялось условие $(v_z|_{r=R}) / (v_z|_{r=0}) \ll 1$. Для осесимметричных возмущений это условие сводится к $I_0(kR) \ll 1$.

Введем функцию тока ψ

$$(3.6) \quad U_1 = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad U_2 = \frac{1}{r} \frac{\partial (r\psi)}{\partial r}$$

Подставляя (3.6) в (3.4) и (3.5), находим

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{\psi}{r^2} \right]$$

Отсюда

$$(3.7) \quad \psi_h = I_1(kr) (Ae^{lz} + Be^{-lz}) e^{\alpha t}$$

Здесь $I_1(kr)$ — функция Бесселя первого порядка, A и B — произвольные постоянные, а l определяется из соотношения $l^2 = \alpha/\nu + k^2$.

Использование первого условия из (1.7) дает значения волнового числа k , полученные выше для $m=0$. Условие (3.2) дает

$$(3.8) \quad -(\alpha + 2\nu k^2)(A_1 + B_1) - \frac{G}{2k\nu}(A + B) + 2\nu kl(A - B) = 0$$

$$G = g + \frac{\sigma k^2}{\rho} - \frac{E_0^2}{4\pi\rho} k$$

$$(3.9) \quad A_1 - B_1 = \frac{k^2 + l^2}{2k^2}(A + B)$$

Из (1.6) следует:

$$(3.10) \quad \begin{aligned} A_1 &= \frac{A}{2} \left(\frac{l}{k} + 1 \right) e^{(k-l)h} - \frac{B}{2} \left(\frac{l}{k} - 1 \right) e^{(k+l)h} \\ B_1 &= \frac{A}{2} \left(\frac{l}{k} - 1 \right) e^{-(l+k)h} - \frac{B}{2} \left(\frac{l}{k} + 1 \right) e^{-(k-l)h} \end{aligned}$$

Из (3.8) — (3.10) получается трансцендентное уравнение, связывающее α и k . Это уравнение здесь не приводится из-за громоздкости.

В предельном случае тонких пленок, для которых $lh < 0.25 + 0.3$, с точностью до 10÷12% α определяется из соотношения

$$(3.11) \quad \frac{\alpha}{\nu k^2} = -\frac{Gh^3}{6\nu^2} + \sqrt{\frac{G^2 h^6}{36\nu^4} - \frac{Gh^3}{3\nu^2}}$$

Для неустойчивости жидкости требуется выполнение условия $G < 0$, т. е. граница неустойчивой области остается той же, что и в случае невязкой жидкости (фиг. 2). Значение k , при котором α достигает максимума согласно (3.11), немного отличается от (2.4).

Расчеты, проведенные с помощью (3.11), показывают, что в тонких пленках ($kh \ll 1$) эффект вязкости сильно уменьшает α . Определенные в этом случае значения критерия (3.1) оказываются сравнимыми с единицей. Поэтому надо рассмотреть еще промежуточный случай небольшого, но заметного влияния вязкости на α . В этом случае $kh \approx 1$, а $lh > 1$ и поэтому формула (3.11) неприменима.

Этот случай был исследован путем численного решения системы (3.8) — (3.10) для ряда значений h . В качестве примера была выбрана медь. При расчете задавались значения α и определялись E_0 , необходимые для реализации этих α при варьируемых k . Такой метод расчета удобен тем, что (3.8) легко разрешимо относительно G . Затем строились зависимости α от k при фиксированном значении E_0 и выбирались наибольший инкремент неустойчивости и волновое число k , при котором он реализуется. Это значение k оказывается практически соответствующим (2.5). На фиг. 3 представлена зависимость α от E_0 для бесконечного слоя расплавленной меди глубиной $h = 15 \mu\text{к}$ (кривая 2) и та же зависимость при $\nu = 0$ (кривая 1).

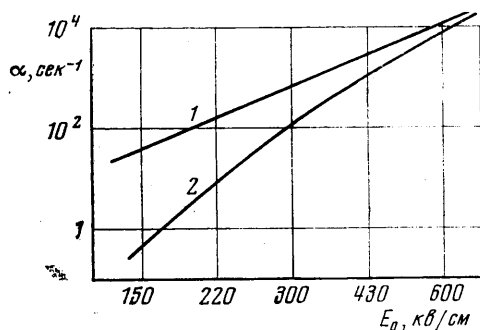
Расчеты, проделанные для разных h , показывают, что критерием преобладания вязкостью вместо (3.1) является

$$(3.12) \quad \frac{\alpha h^2}{\nu(k^2 h^2 + 1)} \geq 40$$

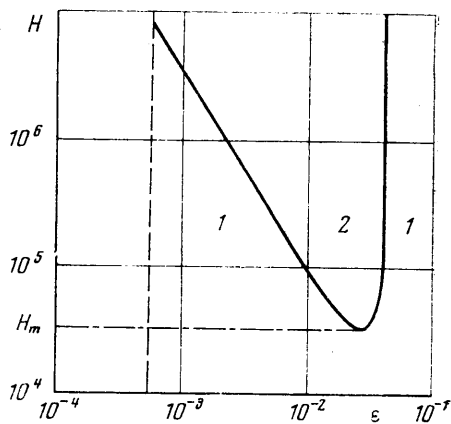
При этом вязкость уменьшает значение α , полученное из второго выражения (2.6), не более чем на 5÷8%.

Условие (3.12) справедливо для любого металла, так как выражено в виде критерия подобия волнового движения жидкости.

Для наглядности представим с помощью (3.12) область параметров h и E_0 , в которой жидкость можно считать невязкой. Для этого подставим в (3.12) значения k и α из (2.5) и (2.6). Можно показать, что если получается $kh \gg 1$, то необходимо считать $\alpha/2\nu k^2 \gg 40$.



Фиг. 3



Фиг. 4

Двойка в знаменателе возникла из-за того, что в глубокой жидкости необходимо учесть градиенты скорости возмущения по двум направлениям (r , z), и в силу уравнения неразрывности эти градиенты сравнимы по величине.

Результаты представлены на фиг. 4. График построен в безразмерных переменных $\epsilon = E_0 \sqrt{\rho\nu}/\sigma$, $H = h\sigma/\rho\nu^2$. В области 1 следует учитывать вязкость. В области 2 вязкостью можно пренебречь. Левая граница области 2 обусловлена тем, что при малых значениях E_0 сила инерции движущейся жидкости недостаточно велика по сравнению с силой трения тонкой пленки о дно ванны. Волновые числа также невелики и $kh \leq 1$. Правая граница области 2 вызвана влиянием вязкости жидкости на ее движение при больших числах k . В этом случае влияние вязкости не зависит от глубины жидкости, за исключением значений h , при которых правая и левая границы смыкаются. Минимальное значение H_m на фиг. 4 составляет $2,22 \cdot 10^4$. Для меди, например, это соответствует $h \approx 32$ мк.

Вертикальная пунктирная линия на фиг. 4 обозначает предельное значение E_* в безразмерном виде: $\epsilon_* = 5(\rho/\sigma)^{3/4} g^{1/4} \nu$.

4. Неустойчивость поверхности жидкого металла и времена запаздывания вакуумного пробоя. Изложенная здесь теория неустойчивости проводящей жидкости была применена к объяснению экспериментальных результатов работы [2]. В [2] были измерены времена запаздывания t вакуумного пробоя в зазоре с одним жидкометаллическим электродом в зависимости от E_0 . Объяснение величин t на основании теории Тонкса [1] требует допустить, что начальные возмущения ξ_0 , из которых электрическое поле образует капли, имеют масштаб от 0,1 до 10 А, т. е. они оказываются меньше размеров атомов металла или сравнимы с ними. На нелепость такого предположения указано в [6]. Причина этого кроется в особенностях модели, рассмотренной в [1]. Эта модель не могла учесть движения жид-

кости вне местного возвышения поверхности жидкости, и поэтому инкремент линейной стадии неустойчивости оказался завышенным.

Обратившись к (2.6) при $kh \gg 1$, видим, что линейная стадия неустойчивости должна длиться

$$(4.1) \quad t = \frac{12\pi\sigma\sqrt{3\rho}}{E_0^3\sqrt{thkh}} \ln \frac{\xi_*}{\xi_0}, \quad \xi_* = \frac{6\pi\sigma}{E_0^2}, \quad k\xi_* = 1$$

Установленная в [2] зависимость времени запаздывания пробоя от E_0 описывается формулой (4.1), если принять, что $\xi_0 \approx 60 \div 100$ А. Такие значения имеют физический смысл и показывают, что случайно возникающие неровности жидкого металла состоят из нескольких десятков атомных слоев.

Величина ξ_* составляет от единиц до десятков микрон и дает значение линейного размера отрывающейся капли с точностью до порядка. Эта оценка подтверждается размерами найденных капелек застывшего металла после горения слаботочной дуги [5].

Обратимся к неустойчивости пленки жидкого металла на поверхности анода при плавлении его предпробойным электронным током. Непосредственно воспользоваться формулой (2.6) нельзя, поскольку h непостоянна: $h \approx (q/L\rho)t$, здесь L — теплота плавления материала электрода, q — плотность потока энергии на поверхности электрода, принятая постоянной во времени.

Если $\xi_0 < h$, то можно предположить, что плавление электрода происходит независимо от развития неустойчивости.

В этом случае рост возмущения происходит по закону

$$(4.2) \quad \xi = \xi_0 \exp \left[\frac{2}{3} \sqrt{q/\rho L} \beta t^{3/2} \right], \quad \beta = \frac{3E_0^4}{256\pi^2\sigma} \sqrt{\frac{3}{\sigma\rho}}$$

Оценим время, необходимое для развития неустойчивости при локальном расплавлении медного электрода. Примем $E_0 = 600$ кВ/см $= 2 \cdot 10^3$ CGSE/см. Это наибольшее значение E_0 , встречающееся в экспериментах по пробоям миллиметровых зазоров. При выборе q будем ориентироваться на критерий пробоя, предложенный в [8].

Пробой в [8] возникал при достижении $q = (30 \div 40)$ кВт/см². В экспериментах [2] значение $\ln \xi_*/\xi_0$ было порядка 5 ÷ 7. По-видимому, это типичное значение. В данных оценках принимаем $\ln \xi_*/\xi_0 = 5$.

В принятых предположениях из (4.2) получаем $t \approx 3.1 \cdot 10^{-4}$ сек. Из данных работы [9] следует, что величина q перед пробоем достигла значения $q \approx 400$ кВт/см². В этом случае t составит $1.42 \cdot 10^{-4}$ сек. Отметим, что t слабо зависит от q : $t \sim q^{-1/2}$.

Данные для расчета t были выбраны так, чтобы получить минимальную величину t . Однако полученные оценки t оказываются значительно больше наблюдаемых времен запаздываний вакуумного пробоя с медными электродами, которые составляют доли микросекунды. Заметим, что здесь не учтена вязкость пленки, которая должна еще больше увеличить оценку t .

Таким образом, неустойчивость расплавленной поверхности электрода не успевает развиться в предпробойной стадии вакуумного пробоя, и, следовательно, не может быть его причиной.

Автор признателен В. И. Раховскому и Ю. А. Кухаренко за полезные обсуждения работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Tonks L.* A theory of liquid surface rupture by a uniform electric field. *Phys. Rev.*, 1935, vol. 48, No. 6.
2. *Warmoltz N.* The time-lag in starting a low-pressure arc on a mercury or gallium cathode in connection with field emission and surface deformation. *Philips Res. Rept.*, 1947, vol. 2, No. 6.
3. *Праневичюс Л. И., Баргашюс И. Ю., Илгунас В. И.* Жидкий металлический катод в исследованиях электрического пробоя в высоком вакууме. *Изв. вузов, Физика*, 1969, № 4.
4. *Pranevichus L., Serzentas S., Bartasius J.* Liquid cathodes to study high voltage breakdown, *Proc. VII Intern. Sympos. on discharges and electrical insulation in vacuum.* Novosibirsk, 1976.
5. *Gray E. W., Pharney J. R.* Electrode erosion by particle ejection in low-current arcs. *J. Appl. Phys.*, 1974, vol. 45, No. 2.
6. *Раховский В. И.* Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М., «Наука», 1970.
7. *Сливков И. Н., Михайлов В. И., Сидоров Н. И., Настюха А. И.* Электрический пробой и разряд в вакууме. М., Атомиздат, 1966.
8. *Charbonnier F. M., Bennette C. J., Swanson L. W.* Electrical Breakdown between metal electrodes in high vacuum. *J. Appl. Phys.*, 1967, vol. 38, No. 2.
9. *Davies D. K., Biondi M. A.* Mechanism of dc electrical breakdown between extended electrodes in vacuum. *J. Appl. Phys.*, 1971, vol. 42, No. 8.
10. *Френкель Я. И.* К теории Тонкса о разрыве поверхности жидкости постоянным электрическим полем в вакууме. *ЖЭТФ*, 1936, т. 6, № 4.
11. *Левич В. Г.* Физико-химическая гидродинамика. М., Изд-во АН СССР, 1952.