

УДК 533.9

Автоэлектронная эмиссия как механизм инициирования микроплазменных разрядов на металле в потоке плазмы

А. С. Сахаров, В. А. Иванов

Численно исследован процесс формирования сильного электрического поля на металле, частично покрытом диэлектрической пленкой, в потоке плазмы с учетом автоэлектронной эмиссии с поверхности металла и вторичной электронной эмиссии с поверхности диэлектрика. Показано, что при отрицательном потенциале на металле порядка нескольких сотен вольт, плотности плазмы $\sim 10^{12}$ см⁻³, температуре электронов плазмы ~ 10 эВ и толщине пленки $d \leq 1$ мкм напряженность электрического поля вблизи края пленки достигает нескольких МВ/см, что на два порядка превышает напряженность поля на открытой металлической поверхности в плазме. При умеренном дополнительном усилении поля на микронеровностях поверхности металла на уровне ~ 10 такая напряженность является достаточной для генерации автоэмиссионного тока с вершин выступов металла с плотностью порядка 10^8 МА/см², необходимой для развития взрывной электронной эмиссии с последующим формированием микроплазменного (микродугового) разряда на краю пленки. Исследовано влияние генерируемого пучка автоэмиссионных электронов на формирование электрического поля вблизи края диэлектрической пленки при различных углах наклона среза пленки. При углах наклона $\alpha < 85^\circ$ эмитированные электроны не попадают на пленку и практически не влияют на величину формируемого поля. При $\alpha \approx 90^\circ$ пучок эмитированных электронов попадает на торец пленки, вызывая вторичную электронную эмиссию с поверхности диэлектрика. В этом случае напряженность электрического поля оказывается недостаточной для развития взрывной электронной эмиссии с поверхности металла, однако под действием пучка ускоренных автоэмиссионных электронов с энергией ~ 50 эВ и плотностью тока $\sim 10^5$ А/см² торец пленки нагревается до температуры ~ 1000 °С, что может приводить к интенсивному газовыделению с поверхности диэлектрика. Развитие микроплазменного разряда в этом случае может быть связано с формированием плотного сгустка плазмы вблизи торца пленки в результате ионизации выделившегося газа автоэмиссионным электронным пучком.

PACS: 52.40.Hf, 52.65.Rr, 52.80.-s, 79.20.Hx, 79.20.Kz

Ключевые слова: плазма, микроплазменный разряд, диэлектрическая пленка, дебаевский слой, сильное электрическое поле, автоэлектронная эмиссия, вторичная электронная эмиссия, численное моделирование.

1. Введение

Явление микроплазменного разряда (МПР) (микродугового разряда, инициируемого внешним

потоком плазмы) на поверхности металла [1—4] представляет большой интерес с точки зрения модификации поверхностных свойств металла. Значительное упрочнение поверхностного слоя металла после его обработки МПР и создание на нем микрорельефа с управляемыми параметрами имеет широкие перспективы для применения данной технологии в машиностроении [5—13], а также в медицине, прежде всего, в ортопедии и стоматологии [14, 15]. Исследования МПР на металле представляют несомненный интерес с точки зрения изучения механизмов возбуждения микродуговых разрядов на катодах вакуумных диодов [16—18] и вакуумно-дуговых источников плазмы [19, 20], а

Сахаров Александр Сергеевич, старший научный сотрудник¹.
 Иванов Вячеслав Алексеевич, заведующий отделом¹,
 доцент².

¹ Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН.
 Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.

² Национальный исследовательский ядерный университет
 «МИФИ».

Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31.
 E-mail: sakharov_as@mail.ru, ivanov@fpl.gpi.ru

Статья поступила в редакцию 11 апреля 2016 г.

© Сахаров А. С., Иванов В. А., 2016

также на стенках вакуумных камер в системах магнитного удержания плазмы [21].

В экспериментах [2—4] МПР на металле, находящемся под отрицательным потенциалом порядка нескольких сотен вольт, возбуждались с помощью импульсного потока редкой плазмы (плотность $\sim 10^{12}$ см⁻³, электронная температура ~ 10 эВ, длительность ~ 10 мкс), после чего продолжали гореть в течение времени, определяемого параметрами импульсного источника питания МПР: $I = 100\text{—}700$ А, $\tau_{\text{имп}} = 1\text{—}20$ мс. В местах локализации МПР образуется плазма с высокой концентрацией заряженных частиц ($\sim 10^{20}$ см⁻³) и электронной температурой ~ 1 эВ [22—24]. Быстрые (со скоростями до 500 м/с [23, 24]) перемещения МПР по поверхности металла приводят к локальному плавлению и сверхбыстрой закалке (скорость остывания более 10^6 К/с) поверхностного слоя металла с образованием на нем прочного микрорельефа с характерными размерами от десятков нанометров до десятков микрометров (в зависимости от параметров эксперимента).

Экспериментальные и теоретические исследования [2—4] показывают, что принципиальную роль в возбуждении МПР на металле играют как естественные (оксидные), так и искусственные диэлектрические пленки, частично покрывающие поверхность металла. В экспериментах с титановыми образцами, покрытыми оксидной пленкой TiO₂ толщиной $d \sim 1$ мкм, возбуждение МПР на краю пленки наблюдалось в каждом импульсе плазмы, в то время как в отсутствие такой пленки МПР практически не возбуждались.

Известно [16], что диэлектрические вкрапления на поверхности металла приводят к существенному снижению порога пробоя на поверхности металла в результате локального усиления поля вблизи этих вкраплений. В отсутствие диэлектрических вкраплений и пленок характерная напряженность электрического поля в дебаевском слое вблизи металлической поверхности, находящейся под плавающим потенциалом относительно плазмы ($\phi_f \sim -T_e/e$), равна $E = T_e/er_D = (4\pi n_e T_e)^{1/2}$, где $r_D = (T_e/4\pi e^2 n_e)^{1/2}$ — электронный дебаевский радиус плазмы, T_e — электронная температура плазмы, n_e — плотность электронов, e — заряд электрона. При $n_e \sim 10^{12}$ см⁻³ и $T_e \sim 10$ эВ (характерные условия экспериментов [2—4]) дебаевский радиус составляет ≈ 25 мкм, и, соответственно, электрическое поле равно $E \approx 4$ кВ/см. Такая напряженность поля явно недостаточна для развития взрывной электронной эмиссии с последующим формированием микродугового разряда даже с учетом многократного усиления поля на микронеровностях поверхности металла, поскольку, со-

гласно [16, 17], для развития взрывной электронной эмиссии необходимы поля с локальной напряженностью на вершинах микровыступов поверхности металла порядка нескольких десятков МВ/см.

Приложение большого (по сравнению с электронной температурой) отрицательного (относительно плазмы) электрического потенциала ϕ_0 к металлической поверхности качественно не меняет ситуацию, поскольку толщина дебаевского слоя быстро возрастает с ростом напряжения между плазмой и металлом [4], и, соответственно, напряженность поля на металле растет очень медленно с ростом напряжения: так при $e|\phi_0|/T_e \rightarrow \infty$ толщина слоя растет как $l \sim |\phi_0|^{3/4}$, т. е., поле нарастает как $E \sim |\phi_0|/l \sim |\phi_0|^{1/4}$ [25]). Расчеты показывают [4], что при напряжении на металле $\phi_0 = -40T_e/e$ (что в условиях экспериментов [2—4] соответствует $\phi_0 = -400$ В) напряженность поля на поверхности металла возрастает по сравнению с $E = T_e/er_D \approx 4$ кВ/см всего лишь примерно в 4 раза, т. е. $E \approx 16$ кВ/см, что также недостаточно для развития взрывной эмиссии. Соответственно, в этом случае МПР не возбуждаются.

Ситуация однако принципиально изменяется при наличии тонкой ($d \ll r_D$) диэлектрической пленки, частично покрывающей поверхность металла [3, 4]. В этом случае поток положительных ионов, поступающих из плазмы, приводит к зарядке внешней поверхности пленки. В результате, потенциал поверхности пленки нарастает от ϕ_0 до плавающего потенциала ϕ_f , при котором поток ионов на поверхность сравнивается с потоком электронов (например, для водородной плазмы $|\phi_f| \approx 3T_e/e \ll |\phi_0|$). Поскольку при этом потенциал открытой поверхности металла не меняется, то на краю пленки разность потенциалов между верхней поверхностью пленки и металлом оказывается порядка $\delta\phi \sim |\phi_0 - \phi_f| \approx |\phi_0|$, и, соответственно, напряженность электрического поля на металле вблизи края пленки составляет $E \sim |\phi_0|/d$. Для $\phi_0 = -400$ В имеем E [МВ/см] $\sim 4/d$ [мкм]. Таким образом, при толщинах пленки $d \sim 1$ мкм напряженность электрического поля на краю пленки может достигать нескольких МВ/см, т. е. поле на металле вблизи края пленки усиливается на два порядка по сравнению с его значением на открытой поверхности металла в плазме. В этих условиях вполне умеренного (десятикратного) дополнительного локального усиления электрического поля на микровыступах поверхности металла может оказаться достаточным для развития взрывной электронной эмиссии с вершин микровыступов с последующим формированием МПР на краю диэлектрической пленки.

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования процесса формирования сильного электрического поля на поверхности металла, частично покрытой диэлектрической пленкой, в потоке плазмы с учетом автоэлектронной эмиссии с поверхности металла, вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) с поверхности диэлектрика и пространственного заряда эмитированных электронов при различных углах наклона среза пленки.

2. Моделирование процесса формирования сильного электрического поля на краю диэлектрической пленки

2.1. Модель

Процесс формирования сильного электрического поля на краю диэлектрической пленки, частично покрывающей поверхность металла, облучаемого потоком плазмы, исследовался с помощью численного моделирования. Задача решалась в той же постановке, что и в [4]. Поверхность металла расположена в плоскости $y = 0$ (рис. 1). В области $x < 0$ металл покрыт диэлектрической пленкой с толщиной d и диэлектрической проницаемостью ϵ . Начиная с момента времени $t = 0$, на металл с верхней границы области интегрирования ($y = L_y$) натекает однородный поток плазмы, приводящий к зарядке поверхности пленки. Плотность квазинейтральной плазмы при $y = L_y$ равна n_0 . Температура электронов равна T_e , ионы считаются холодными. Металл находится под постоянным отрицательным потенциалом ($\phi_0 < 0$, $|e\phi_0| \gg T_e$) относительно квазинейтральной плазмы ($\phi_{pl} = 0$). Ионы в невозмущенном потоке плазмы движутся со скоростью $\mathbf{v}_0 = -v_s \mathbf{e}_y$, где $v_s = (T_e/m_i)^{1/2}$ — ионно-звуковая скорость (условие Бома), m_i — масса иона, а затем ускоряются в направлении металла в формирующемся вблизи него дебаевском слое. Электроны в дебаевском слое с электрическим потенциалом ϕ , изменяющимся в пределах $\phi_0 < \phi < 0$, считаются распределенными по Больцману: $n_e = n_0 \exp(e\phi/T_e)$. Ионы, попадающие на поверхность металла или диэлектрика, поглощаются. Процессы вторичной ион-электронной эмиссии не учитываются, поскольку они начинают играть существенную роль лишь при разностях потенциалов порядка нескольких киловольт, значительно превышающих напряжения, прикладываемые к металлу в экспериментах по возбуждению МПР в потоке плазмы [2—4] ($|\phi_0| \leq 450$ В).

В зарядке поверхности диэлектрической пленки принимают участие также электроны, нормальная компонента плотности тока которых на поверхности диэлектрика описывается выражением $j_{e\perp} = v_{Te} n_0 \exp(e\phi/T_e) / (2\pi)^{1/2}$. В начале процесса

зарядки пленки ток электронов на ее поверхность исчезающе мал ($|e\phi| \gg T_e$), однако его учет становится необходимым на конечной стадии зарядки, когда потенциал поверхности пленки вдали от ее края приближается к плавающему потенциалу.

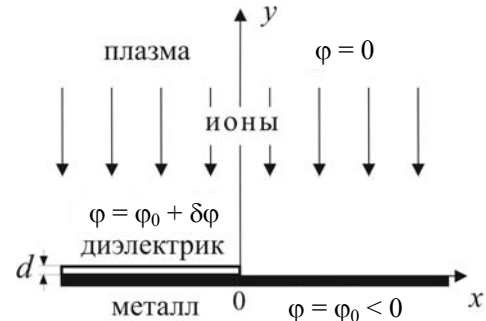


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая постановку задачи о зарядке диэлектрической пленки, частично покрывающей поверхность металла, в потоке плазмы.

Задача решалась в области $-L_x < x < L_x$, $0 < y < L_y$. Размеры области интегрирования по x выбирались такими, чтобы правая и левая границы были достаточно далеко удалены от края пленки ($x = 0$) и распространение потока плазмы вблизи этих границ было близким к одномерному, как в случае падения потока плазмы на неограниченную открытую металлическую поверхность или неограниченную металлическую поверхность, покрытую сплошной диэлектрической пленкой. Соответственно на правой и левой границах области интегрирования ставилось условие равенства нулю горизонтальной компоненты электрического поля, а именно, $E_x = 0$. Вертикальный размер области интегрирования L_y выбирался таким, чтобы в нем умещался дебаевский прикатодный слой с учетом его уширения при $e|\phi_0|/T_e \gg 1$. В проведенных в настоящей работе численных расчетах размеры области интегрирования составляли $L_x \sim L_y \sim 20r_D$.

При решении задачи использовалась неравномерная пространственная сетка с размерами ячейки вблизи края пленки $\Delta x_0 = \Delta y_0 = d/20$. При $|x|, y > d$ размеры ячейки возрастали с увеличением расстояния от края пленки как $\Delta x \sim (x/d)\Delta x_0$, $\Delta y \sim (y/d)\Delta y_0$. Это позволило адекватно описать структуру электрического потенциала во всей расчетной области, как в переходной области от квазинейтральной плазмы к дебаевскому слою, так и непосредственно на срезе пленки, при размере сетки порядка 100×100 ячеек.

Задача решалась с использованием модифицированного метода частиц в ячейке — так называемого метода «струй в ячейке» [4], основанного на том, что время пролета ионов через дебаевский слой $\tau_i \sim r_D/v_s$ на несколько порядков меньше ха-

рактерного времени зарядки пленки $\tau_{ch} \approx C\phi_0/en_0v_s = (\epsilon r_D/d)(|e\phi_0|/T_e)(r_D/v_s) \sim 2000r_D/v_s$, где $C = \epsilon/4\pi d$ — удельная поверхностная электрическая емкость пленки, ϵ — диэлектрическая проницаемость материала пленки. В этом случае в процессе зарядки пленки на каждом шаге по времени движение ионов можно считать установившимся, т. е. поток ионов можно представить в виде совокупности «струй», стартующих с верхней границы, и распространяющихся в «стационарном» электростатическом поле.

При расчете каждой струи, она разбивалась на сегменты так, чтобы количество сегментов в пределах одной ячейки было больше 5, а плотность струй выбиралась таким образом, чтобы каждую ячейку пересекало не менее 5 струй. Каждый сегмент несет электрический заряд, величина которого рассчитывается с учетом растяжения ускоряющейся струи. Заряд сегмента струи присваивается центру сегмента и затем распределяется между узлами четырех соседних ячеек с учетом расстояния между центром сегмента и центром ячейки, после чего рассчитывается электрический потенциал, создаваемый этими зарядами (как и в обычном методе частиц в ячейке). В данных расчетах

количество струй было ~ 5000 . При этом число эквивалентных частиц (сегментов струй) составляло порядка нескольких миллионов.

2.2. Результаты численного моделирования

На рис. 2, а представлены результаты расчетов пространственного распределения электрического потенциала, устанавливающегося в процессе зарядки пленки, частично покрывающей поверхность металла, для $T_e = 10$ эВ, $n_e = 4 \times 10^{12}$ см⁻³, $\phi_0 = -400$ В, $d = 0,5$ мкм, $\epsilon = 2$ и прямоугольного среза пленки. При этом $e\phi_0/T_e = -40$, $r_D \approx 12,5$ мкм, $d/r_D \approx 1/25$, характерное время зарядки пленки для водородной плазмы ($m_i/m_e = 1836$) $\tau_{ch} \approx 0,8$ мкс, плотность ионного тока в невозмущенной плазме $j_0 = en_0v_s \approx 2$ А/см². Расчеты проводились в области $-20r_D < x < 20r_D$, $0 < y < 18r_D$. Размеры ячейки неравномерной численной сетки вблизи края пленки ($|x| < d$, $y < d$) составляли $\Delta x_0 = \Delta y_0 = d/20 = r_D/500$, а вдали от края пленки в области квазинейтральной плазмы возрастали до $\Delta x \sim \Delta y \sim r_D$. На рис. 2, б представлены те же результаты, но в увеличенном масштабе. Жирными линиями в верхней части рис. 2, б показаны траектории ионов.

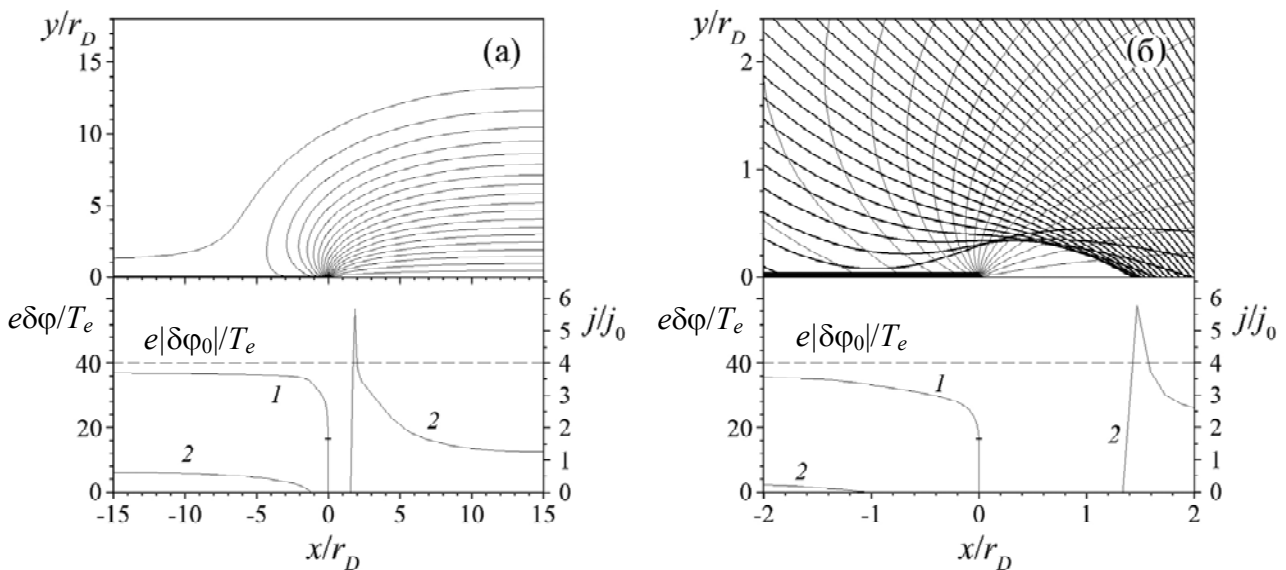


Рис. 2. (а) Структура электрического потенциала вблизи края диэлектрической пленки, частично покрывающей отрицательно заряженную поверхность металла и профили потенциала внешней поверхности пленки относительно металла $\delta\phi = \phi - \phi_0$ (кривые 1) и плотности ионного тока на поверхности пленки и металла (в единицах $j_0 = en_0v_s$) (кривые 2) в установившемся режиме, $t \approx 1,5\tau_{ch}$. Водородная плазма, толщина пленки $d = r_D/25$, $\epsilon = 2$, $\phi_0 = -40T_e/e$, $\tau_{ch} \approx 0,8$ мкс. Разность потенциалов между соседними эквипотенциальными линиями $\Delta\phi = 2T_e/e$. Горизонтальная черточка на профиле $\delta\phi$ соответствует потенциалу на краю внешней поверхности пленки. (б) То же, но в увеличенном масштабе. Жирными линиями в верхней части рисунка показаны траектории ионов.

В верхней части рис. 2 показано распределение электрического потенциала в расчетной области в установившемся режиме ($t \approx 1,5\tau_{ch}$). Из рисунка видно, что вдали от края пленки по-

верхность пленки заряжается до плавающего потенциала. В то же время вблизи края пленки формируется характерная веерообразная структура потенциала. Линии равного потенциала сгущаются

вблизи края пленки, что соответствует значительному усилению электрического поля в этой области.

Обратим внимание на то, что вблизи края пленки электрическое поле имеет не только нормальную (относительно поверхности металла) компоненту, но и тангенциальную, направленную от пленки в сторону открытой поверхности металла. Более того, слева от края пленки вертикальная компонента электрического поля меняет знак и становится положительной. В результате, поток ионов вблизи края пленки отклоняется в сторону открытой металлической поверхности (рис. 2, б), зарядка поверхности пленки вблизи ее края замедляется, а затем и полностью прекращается задолго до достижения плавающего потенциала. По обе стороны от края пленки образуется область, в которую ионы не попадают; при этом на металле формируется характерный пик плотности ионного тока, образующийся в результате фокусировки ионных траекторий. В результате максимальное значение поля на краю пленки оказывается примерно в два раза меньшим, чем $(\varphi_f - \varphi_0)/d$.

В нижней части рис. 2 показаны профили электрического потенциала на поверхности пленки в установившемся режиме (кривая 1) и плотности ионного тока $j_{i\perp}$ на поверхность пленки и открытую область металла в единицах $j_0 = en_0v_s$ (кривая 2). Горизонтальной черточкой на профиле электрического потенциала показано значение потенциала в крайней точке внешней поверхности пленки.

На рис. 3 сплошной линией показана зависимость от времени электрического потенциала в крайней точке внешней поверхности пленки относительно металла $\delta\varphi = \varphi|_{x=0, y=d} - \varphi_0$ для тех же параметров, что и на рис. 2. Пунктирной линией показана зависимость от времени потенциала внешней поверхности пленки относительно металла вдали от ее края. Видно, что потенциал внешней поверхности пленки вдали от ее края линейно растет со временем, достигает плавающего потенциала за время $t \approx \tau_{ch}$ и затем остается постоянным. Потенциал в крайней точке внешней поверхности пленки растет медленнее и насыщается при величине $\delta\varphi_{max}$, составляющей примерно 0,42 от потенциала, приложенного к металлу.

На рис. 4 показаны зависимости максимального значения напряженности электрического поля на металле $E_{max} = |E_y(x=0, y=0)|$, нормированного на $|\varphi_0|/d$, от толщины пленки при $e\varphi_0 = -40T_e$, $\varepsilon = 2$ (рис. 4, а), от потенциала, приложенного к металлу, при $d/r_D = 0.1$, $\varepsilon = 2$ (рис. 4, б), а также от диэлектрической проницаемости пленки ε при $e\varphi_0 = -40T_e$, $d/r_D = 0.04$ (рис. 4, в) для случая прямоугольного угла ($\alpha = 90^\circ$) среза пленки.

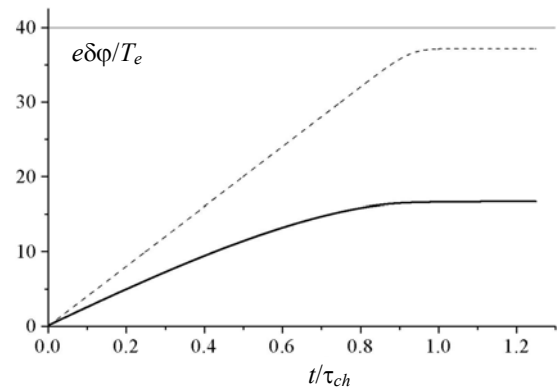


Рис. 3. Зависимость от времени электрического потенциала в крайней точке внешней поверхности пленки относительно металла, $\delta\varphi = \varphi - \varphi_0$, для тех же параметров, что и на рис. 14 (водородная плазма, $d = r_D/25$, $\varepsilon = 2$, $\varphi_0 = -40T_e/e$, $\tau_{ch} = 0,8$ мкс). Пунктирной линией показана зависимость от времени потенциала внешней поверхности пленки относительно металла вдали от края пленки.

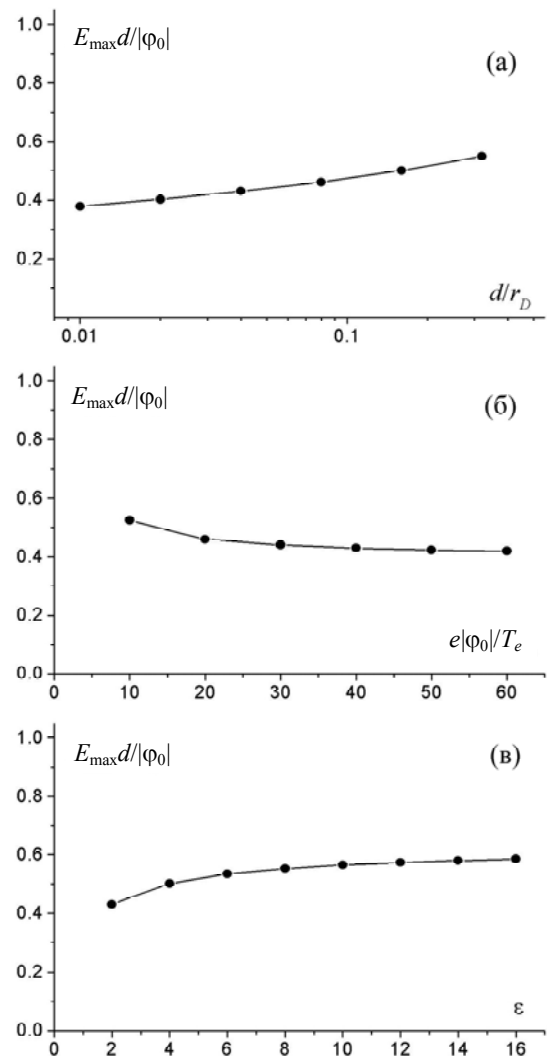


Рис. 4. Зависимости максимального значения напряженности электрического поля на металле E_{max} , нормированного на $|\varphi_0|/d$: а) — от толщины пленки при $\varphi_0 = -40T_e/e$, $\varepsilon = 2$; б) — от потенциала, приложенного к металлу, при $d/r_D = 0,04$, $\varepsilon = 2$; в) — от диэлектрической проницаемости пленки ε при $\varphi_0 = -40T_e/e$, $d/r_D = 0,04$. Водородная плазма, прямоугольный срез пленки.

Из рисунка видно, что в широкой области параметров максимальная напряженность электрического поля на металле вблизи прямоугольного среза пленки изменяется в диапазоне $E_{\max} \approx (0,4—0,6)|\varphi_0|/d$. Для характерных значений экспериментальных параметров $\varphi_0 = -400$ В, $T_e = 10$ эВ, $n_e = 4 \times 10^{12}$ см⁻³ и $d \approx 0,5$ мкм имеем $r_D \approx 25$ мкм, $d/r_D \approx 0,04$. В этом случае максимальная напряженность поля на металле вблизи прямоугольного среза пленки с $\varepsilon = 2$ составляет $E_{\max} \approx 0,44|\varphi_0|/d \approx 3,5$ МВ/см. Отметим, что в данном случае зависимость от диэлектрической проницаемости пленки ε проявляется в основном в линейном росте времени зарядки пленки τ_{ch} с увеличением ε .

Расчеты, проведенные для других углов наклона среза пленки α при $e\varphi_0 = -40T_e$, $d/r_D = 0,04$, $\varepsilon = 2$, показывают, что с уменьшением α максимальная напряженность электрического поля на металле снижается и при $\alpha = 70^\circ$ составляет $E_{\max} \approx 0,3|\varphi_0|/d$, т. е. уменьшается примерно на треть по сравнению с прямоугольным срезом пленки. При дальнейшем уменьшении угла максимальная напряженность электрического поля остается практически постоянной вплоть до $\alpha \approx 30^\circ$ (рис. 5).

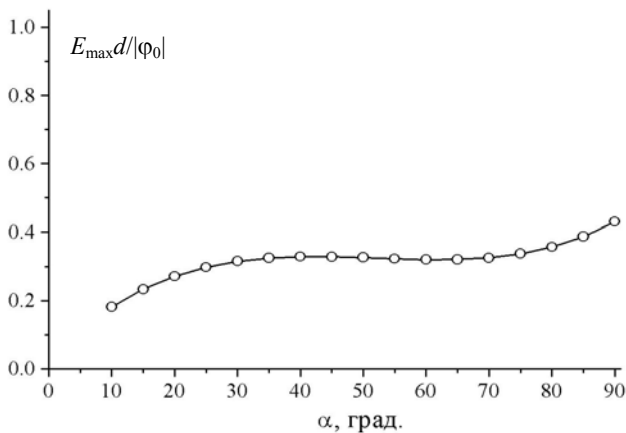


Рис. 5. Зависимость максимального значения напряженности электрического поля на металле E_{\max} нормированного на $|\varphi_0|/d$ от угла среза пленки α при $\varphi_0 = -40T_e/e$, $d/r_D = 0,04$, $\varepsilon = 2$ (водородная плазма).

Таким образом, результаты расчетов показывают, что для диэлектрических пленок микронной и субмикронной толщины, плотностей плазмы $\geq 10^{12}$ см⁻³, температуры электронов плазмы ~ 10 эВ и напряжениях, приложенных к металлу, на уровне нескольких сотен вольт напряженность электрического поля на металле вблизи края пленки достигает нескольких МВ/см практически при любой форме среза пленки. Вместе с тем, напряженность электрического поля на открытой поверхности металла вдали от края пленки при тех же условиях не превышает нескольких десятков

кВ/см, т. е. вблизи края пленки электрическое поле усиливается на два порядка по сравнению с полем на открытой поверхности металла. Такое резкое усиление электрического поля может приводить к интенсивной автоэлектронной эмиссии с поверхности металла, переходящей во взрывную эмиссию, с последующим формированием МПР вблизи края пленки.

3. Режимы автоэлектронной эмиссии с поверхности металла вблизи края диэлектрической пленки

Многokратное усиление напряженности электрического поля вблизи края пленки по сравнению с напряженностью вдали от края пленки приводит к возрастанию тока автоэлектронной эмиссии в этой области. Плотность тока автоэлектронной эмиссии с поверхности металла описывается уравнением Фаулера–Нордгейма, которое в упрощенном виде может быть представлено как [16, 17]:

$$j_e = F(E, W) = 1,4 \times 10^{-6} \left(\frac{E^2}{W} \right) 10^{4,39W^{-1/2}} 10^{-2,82 \times 10^7 (W^{3/2}/E)}, \quad (1)$$

где j_e — плотность тока (А/см²), E — напряженность поля вблизи поверхности (В/см), W — работа выхода электрона из металла (эВ). На рис. 6 приведены зависимости плотности тока автоэлектронной эмиссии с гладкой металлической поверхности от напряженности электрического поля для различных величин работы выхода, рассчитанные по формуле (1).

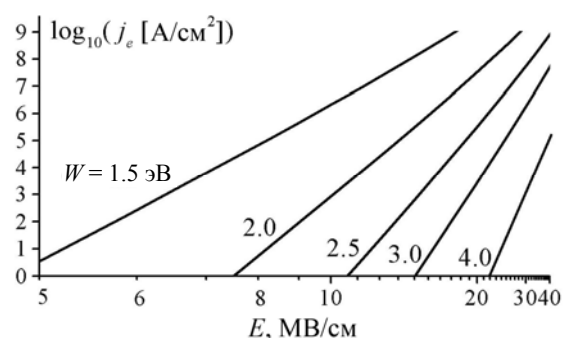


Рис. 6. Зависимости плотности тока автоэлектронной эмиссии с гладкой металлической поверхности от напряженности электрического поля, рассчитанные по формуле (1) для различных величин работы выхода W .

Поскольку реальная металлическая поверхность никогда не бывает идеально гладкой, автоэлектронная эмиссия, как правило, начинается с микровыступов поверхности, на которых напряженность электрического поля может существенно превышать среднюю напряженность поля вблизи

поверхности металла. Поэтому в формуле (1) локальное значение напряженности поля E обычно представляется в виде $E = \beta \bar{E}$, где \bar{E} — средняя (макроскопическая) напряженность электрического поля вблизи поверхности металла, β — коэффициент усиления поля, который может варьироваться в очень широких пределах (от единицы до $\sim 10^3$) в зависимости от качества обработки поверхности и формы микровыступов [16, 17]. В нашей модели в качестве макроскопической напряженности поля выступает поле E_y на металле, т. е. $\bar{E}(x) = E_y(x, y)|_{y=0}$.

При достижении плотностей тока $\sim 10^8$ А/см² на вершинах выступов автоэмиссия переходит во взрывную электронную эмиссию [16, 17], сопровождающуюся локальным разогревом и плавлением металла и формированием облака плотной плазмы с $n_e \sim 10^{20}$ см⁻³ и $T_e \sim 1$ эВ вблизи его поверхности. Поскольку для чистых металлов работа выхода обычно составляет 4—5 эВ (например, для титана $W \approx 4$ эВ [26, 27]), то, как следует из формулы (1), при такой работе выхода для достижения плотностей тока, необходимых для развития взрывной эмиссии ($j_e \geq 10^8$ А/см²), напряженность электрического поля на поверхности металла должна составлять ≥ 70 МВ/см. Вместе с тем, в экспериментах по электрическим разрядам в вакууме в ряде случаев пробой происходит при средних напряженностях поля ≤ 100 кВ/см, т. е. для согласования теории с экспериментом коэффициент усиления поля β на микровыступах металла в ряде работ полагается равным нескольким сотням [16, 17]. Следует отметить, однако, что наличие примесей и загрязнений, всегда имеющих на реальной металлической поверхности, может приводить к понижению работы выхода электронов до 2—3 эВ [16, 17] и, соответственно, увеличению плотности автоэмиссионного тока, поэтому требования к коэффициенту усиления поля несколько смягчаются (см. рис. 6).

Из результатов, полученных в наших расчетах, следует, что при наличии тонкой диэлектрической пленки, частично покрывающей поверхность металла, для развития взрывной электронной эмиссии на краю пленки во внешнем потоке плазмы вполне достаточным оказывается умеренного дополнительного усиления поля на микрорельефе поверхности на уровне $\beta \sim 10$ —20, поскольку среднее электрическое поле вблизи края пленки уже усилено на два порядка. Приведенные ниже результаты численных расчетов были получены при $\beta = 15$, при этом работа выхода электронов с поверхности титана полагалась равной $W = 3$ эВ, т. е. несколько меньшей табличного значения для чистого титана.

При расчете распространения пучка автоэмиссионных электронов и его взаимодействия с поверхностью пленки в нашей модели используется средняя (макроскопическая) плотность эмитируемого тока \bar{j}_e , которая связана с микроскопической плотностью тока j_e , эмитируемого с вершин микровыступов металла, соотношением

$$\bar{j}_e = \bar{s} N j_e \equiv A j_e, \quad (2)$$

где \bar{s} — средняя площадь эмитирующей поверхности на вершине выступа, N — число выступов на единицу поверхности металла, $A = \bar{s} N < 1$. В наших расчетах параметр A полагался равным 0,01, т. е. суммарная площадь эмитирующих зон на вершинах микровыступов составляла в среднем одну сотую от общей площади поверхности металла. В этом случае локальная плотность тока на вершинах выступов $j_e \geq 10^8$ А/см², необходимая для развития взрывной эмиссии, достигается при средних плотностях автоэмиссионного тока $\bar{j}_e \geq 10^6$ А/см².

Заметим, что целью этих расчетов было не определение точных численных значений параметров, при которых происходит возбуждение МПР в том или ином эксперименте, а лишь демонстрация возможности достижения порогов взрывной эмиссии на краю диэлектрической пленки на металле при взаимодействии с плазмой в условиях экспериментов [2—4], а также существования двух различных режимов автоэлектронной эмиссии в зависимости от угла среза пленки. Ввиду неопределенности в значениях параметров W , β и A и сильной зависимости средней плотности автоэмиссионного тока от них, согласование с конкретным экспериментом нетрудно достичь относительно небольшим варьированием этих параметров. Более того, в одном и том же эксперименте свойства металлической поверхности (микрорельеф, наличие примесей) меняются неконтролируемым образом вдоль края пленки, и микроплазменные разряды появляются в тех местах на границе пленки и металла, где, по-видимому, возникают наиболее благоприятные условия для их развития.

При расчете тока и объемного заряда эмитированных электронов использовалась численная схема, аналогичная описанной выше схеме «струй в ячейке», использованной для расчета ионной компоненты плазмы. Эмитированные электроны на каждом шаге по времени представлялись в виде струй, стартующих с поверхности металла и распространяющихся в квазистатическом электрическом поле, формирующемся на границе диэлектрической пленки и открытой поверхности

металла. Интенсивность струй и их число на единицу длины на поверхности металла выбирались в соответствии с распределением плотности автоэмиссионного тока \bar{j}_e на металле, а вклад каждой струи в пространственный заряд численной ячейки определялся с учетом ускорения электронов в электрическом поле. При этом шаг по времени Δt при расчете зарядки пленки был ограничен требованием, чтобы он был много больше времени пролета электронов через область интегрирования, но при этом электрическое поле слабо менялось за один шаг по времени.

Численные расчеты показали, что максимальная величина поля на металле и характер автоэлектронной эмиссии вблизи края диэлектрической пленки на металле существенно зависят от того, взаимодействуют или нет эмитированные электроны с поверхностью диэлектрика. В связи с этим рассмотрим два режима автоэлектронной эмиссии, отличающиеся углом наклона среза диэлектрической пленки.

3.1. Наклонный срез диэлектрической пленки

Расчеты показали, что при углах среза пленки $\alpha \leq 85^\circ$ эмитированные электроны не попадают на диэлектрическую пленку и, ускоряясь в электрическом поле, уходят в сторону плазмы. При характерных размерах эмиссионной зоны порядка 0,1 мкм и плотностях тока автоэлектронной эмиссии \bar{j}_e на уровне 10^6 — 10^7 А/см², достаточных для развития взрывной эмиссии с поверхности металла, объемный заряд эмитированного электронного пучка слабо влияет на распределение электрического потенциала вблизи края пленки. В этом случае электрическое поле на металле растет со временем практически так же, как и в отсутствие автоэлектронной эмиссии.

На рис. 7 показана зависимость от времени максимальной напряженности электрического поля на металле и плотности тока автоэлектронной эмиссии, рассчитанного по формулам (1), (2), для следующих параметров: $\phi_0 = -400$ В, $n_e = 4 \times 10^{12}$ см⁻³, $T_e = 10$ эВ, водородная плазма, $d = 0,5$ мкм, $\varepsilon = 2$, $\alpha = 80^\circ$, $W = 3$ эВ, $\beta = 15$, $A = 0,01$. При этом $r_D \approx 12,5$ мкм, $d/r_D = 0,04$, $e\phi_0/T_e = -40$. Из рисунка видно, что за характерное время зарядки пленки $\tau_{ch} \approx 0,8$ мкс максимальное значение напряженности макроскопического электрического поля на металле вблизи края пленки достигает 2,9 МВ/см, что при $W = 3$ эВ, $A = 0,01$ и коэффициенте дополнительного усиления поля на металлической поверхности $\beta = 15$ оказывается достаточным для генерации автоэмиссионного тока со средней

плотностью $\bar{j}_e \approx 1,1$ МА/см² и, соответственно, для перехода в режим взрывной эмиссии с микровыступов поверхности металла. Пунктиром на рис. 7 показаны результаты расчета без учета пространственного заряда эмитированных электронов. Видно, что учет пространственного заряда приводит лишь к незначительному понижению максимальной напряженности электрического поля на металле, однако при этом, в результате сильной зависимости \bar{j}_e от E_{max} , плотность автоэмиссионного тока вблизи края пленки падает примерно в два раза.

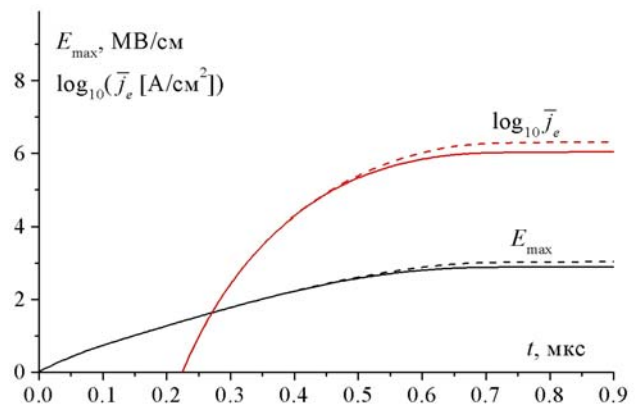


Рис. 7. Зависимости от времени максимальной напряженности электрического поля на металле и плотности тока автоэлектронной эмиссии \bar{j}_e при $\phi_0 = -400$ В, $n_e = 4 \times 10^{12}$ см⁻³, $T_e = 10$ эВ (водородная плазма), $d = 0,5$ мкм, $\varepsilon = 2$, $\alpha = 80^\circ$, $W = 3$ эВ, $\beta = 15$, $A = 0,01$. Сплошными и пунктирными кривыми показаны результаты расчетов с учетом и без учета пространственного заряда эмитированных электронов, соответственно.

На рис. 8 показано распределение электрического потенциала вблизи края пленки при $t = 0,8$ мкс, а также профили напряженности электрического поля на металле и плотности автоэмиссионного тока для тех же параметров, что и на рис. 7. Максимальное значение $|E_y|$ достигается при $x \rightarrow 0$ и составляет 2,9 МВ/см. Вдали от края пленки напряженность электрического поля на металле быстро спадает и при $x \sim 10r_D \sim 100$ мкм составляет ~ 30 кВ/см, т. е. поле вблизи края пленки усиливается примерно в 100 раз. Отметим, что на поверхности металла, покрытой сплошной диэлектрической пленкой, поле также усиливается, достигая ≈ 8 МВ/см при $x \rightarrow -\infty$. Однако, поскольку с поверхности металла, покрытой пленкой ($x < 0$) автоэлектронной эмиссии не происходит, эта область в контексте данного исследования интереса не представляет. Поэтому на рис. 8 профиль модуля электрического поля на металле приведен только для положительных значений x .

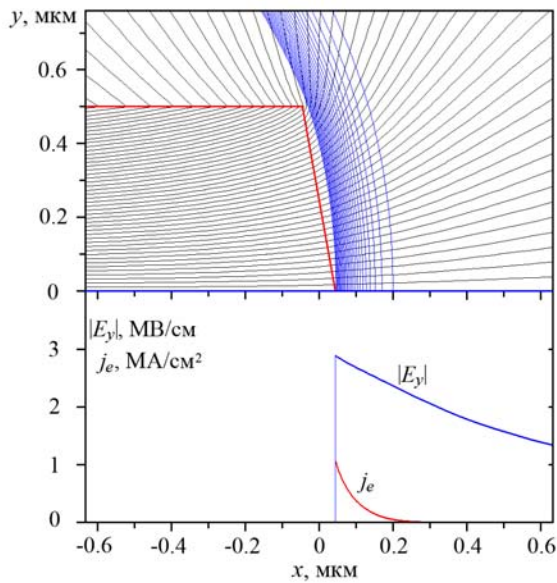


Рис. 8. Распределение электрического потенциала вблизи края пленки при $t = 0,7$ мкс, а также профили напряженности электрического поля на металле и плотности автоэмиссионного тока для тех же параметров, что и на рис. 7. В верхней части рисунка также показаны траектории эмитированных электронов. Разность потенциалов между соседними эквипотенциальными линиями $\Delta\phi = 0,5T_e/e$.

В верхней части рис. 8 также показаны траектории эмитированных электронов. Видно, что при угле среза пленки $\alpha = 80^\circ$ электроны, хотя и отклоняются в сторону пленки, но не задевают ее и затем уходят в направлении плазмы. Аналогичная картина наблюдается и при меньших значениях α , однако плотность автоэмиссионного тока при прочих равных параметрах существенно снижается.

3.2. Прямоугольный срез диэлектрической пленки

На рис. 9 показана структура электрического потенциала непосредственно вблизи прямоугольного ($\alpha = 90^\circ$) среза пленки на стадии насыщения зарядки ($t = 1,2$ мкс $\approx 1,5\tau_{ch}$), для тех же параметров, что и на рис. 2. На рисунке также показан профиль модуля напряженности электрического поля $|E_y|$ на открытой поверхности металла ($x > 0, y = 0$). Максимальное значение $|E_y|$ достигается при $x \rightarrow 0$ и составляет $\approx 3,7$ МВ/см. Для принятых нами параметров поверхности металла ($W = 3$ эВ, $\beta = 10, A = 0,01$) такой напряженности поля формально хватает для обеспечения плотности автоэмиссионного тока с вершин микровыступов металла на уровне $j_e \sim 10^9$ А/см², заведомо достаточном для развития взрывной эмиссии. Однако, как будет показано ниже, взаимодействие эмитируемых электронов с торцом пленки приводит к существенному понижению напряженности поля на металле, в результате чего плотность автоэмис-

сионного тока становится ниже порога взрывной эмиссии.

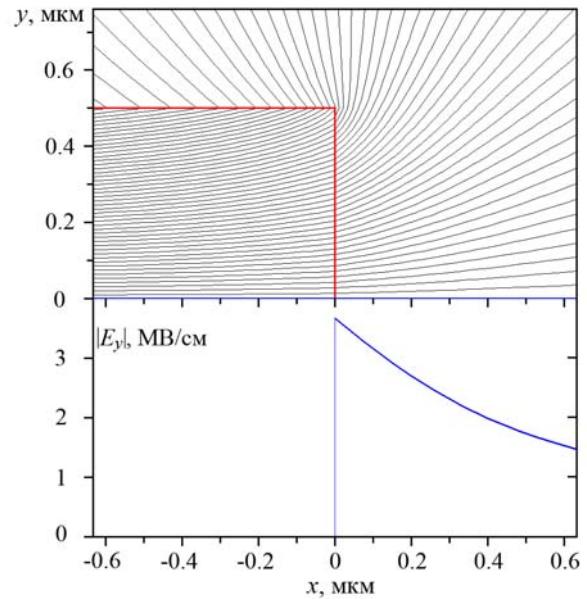


Рис. 9. Структура электрического потенциала вблизи прямоугольного среза пленки и профиль напряженности электрического поля на открытой поверхности металла ($x > 0, y = 0$) в установившемся режиме ($t \approx 1,5\tau_{ch}$) в отсутствие автоэлектронной эмиссии для тех же параметров, что и на рис. 2. Разность потенциалов между соседними эквипотенциальными линиями $\Delta\phi = 0,5T_e/e$.

В случае прямоугольного среза пленки, в отличие от случая наклонного среза, рассмотренного в предыдущем разделе, эмитированные электроны попадают на торец пленки. В отсутствие вторичной электронной эмиссии с поверхности диэлектрика эти электроны осаждаются на торце пленки и заряжают его отрицательно, тем самым снижая напряженность электрического поля на поверхности металла.

На рис. 10 сплошными кривыми показаны зависимости от времени максимального электрического поля на металле и плотности автоэмиссионного тока в отсутствие вторичной электронной эмиссии с торца пленки. Пунктирными линиями показана временная зависимость максимального электрического поля на металле в отсутствие автоэлектронной эмиссии, а также плотности автоэмиссионного тока, формально соответствующего этому полю. Из рисунка видно, что в начальной стадии процесса, поле нарастает так же, как и в отсутствие автоэлектронной эмиссии. Однако после того, как плотность автоэмиссионного тока, попадающего на торец пленки становится сравнимой с плотностью ионного тока, заряжающего внешнюю поверхность пленки, рост поля резко прекращается, и плотность тока автоэлектронной эмиссии насыщается на уровне $\bar{j}_e \sim 10$ А/см².

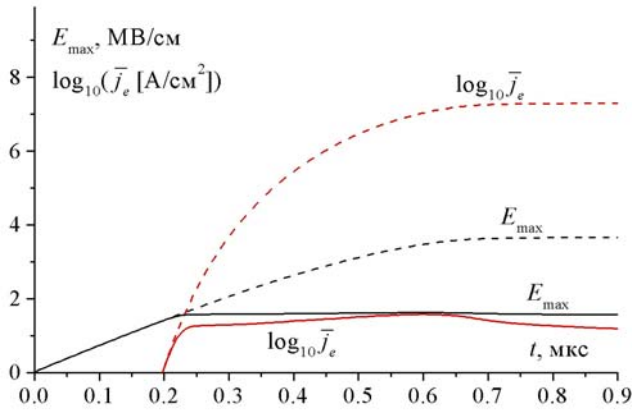


Рис. 10. Зависимости от времени максимальной напряженности электрического поля на металле E_{max} и плотности тока автоэлектронной эмиссии \bar{j}_e при $\phi_0 = -400$ В, $n_e = 4 \times 10^{12}$ см⁻³, $T_e = 10$ эВ (водородная плазма), $d = 0,5$ мкм, $\epsilon = 2$, $\alpha = 90^\circ$, $W = 3$ эВ, $\beta = 15$, $A = 0,01$, рассчитанные без учета ВЭЭ с поверхности диэлектрика. Пунктирными кривыми показаны зависимости от времени максимальной напряженности электрического поля в отсутствие автоэлектронной эмиссии и плотности автоэмиссионного тока, формально соответствующего этой напряженности.

Ситуация изменяется радикально при учете вторичной электронной эмиссии с поверхности диэлектрика. Если перепад напряжения на краю пленки превышает первый критический потенциал вторичной электронной эмиссии (энергия первичных электронов, при которой коэффициент вторичной электронной эмиссии становится равным единице) [28], то количество электронов, выбиваемых с торца пленки, может превосходить число падающих электронов. В результате, некоторые участки на поверхности торца пленки могут приобретать положительный заряд, тем самым увеличивая напряженность поля на металле или хотя бы частично компенсируя ее уменьшение в результате осаждения электронов на торец пленки.

В численных расчетах нами использовалась следующее выражение для коэффициента вторичной электронной эмиссии [29]

$$\delta = \delta_m \left[\frac{w}{w_m} \exp \left(1 - \frac{w}{w_m} \right) \right]^{\kappa}, \quad (3)$$

широко используемое для моделирования вторично-эмиссионных процессов на поверхностях металлов и диэлектриков [30—33]. Здесь w — энергия электрона, падающего на диэлектрик; $\delta_m = \delta_{m0}(1 + \theta^2/2\pi)$ — максимальное значение δ при заданном угле падения θ , отсчитываемом от нормали к поверхности, бомбардируемой электронами; $w_m = w_{m0}(1 + \theta^2/\pi)$ — энергия соответствующая максимальному значению δ при заданном θ ; δ_{m0} —

максимальное значение δ при $\theta = 0$; w_{m0} — энергия соответствующая максимальному значению δ при $\theta = 0$; $\kappa = 0,62$ при $w/w_m < 1$; $\kappa = 0,25$ при $w/w_m > 1$.

Приведенные ниже результаты получены при $\delta_{m0} = 2,5$ и $w_{m0} = 300$ эВ. В этом случае первый критический потенциал равен $w_1 \approx 30$ эВ, что соответствует экспериментальному значению w_1 для пленки TiO₂, полученной на титане путем нагрева на открытом воздухе (Г. С. Лукьянчиков, частное сообщение).

В используемом нами методе «струй в ячейке» процесс генерации вторичных электронов реализовывался следующим образом. Если траектория электрона, пересекала поверхность диэлектрика, то далее она продолжалась из точки пересечения наружу от диэлектрика в направлении, определяемом случайным образом с плотностью вероятности $dP/d\Omega = \cos\theta'/\pi$, где $d\Omega$ — элемент телесного угла, θ' — угол вылета вторичного электрона относительно нормали к поверхности диэлектрика. Ток, переносимый «вторичной» струей электронов принимался равным току «первичной» струи (до пересечения с поверхностью диэлектрика), умноженному на коэффициент вторичной электронной эмиссии δ . При этом на поверхности диэлектрика струя электронов оставляла заряд равный $\Delta\rho = (1 - \delta)\Delta I/\Delta t$, где $\Delta I < 0$ — ток, переносимый электронной струей, Δt — шаг по времени, т. е. при $\delta > 1$ плотность поверхностного заряда на диэлектрике возрастала, а при $\delta < 1$ уменьшалась. Начальная скорость вторичной струи задавалась случайным образом с плотностью вероятности $dP/dv = (v^3 / 2v_{Te}^4) \exp(-v^2 / 2v_{Te}^2)$, соответствующей полумаксвелловскому распределению вторичных электронов с тепловой скоростью v_{Te} . В наших расчетах температура вторичных электронов $T_e = m_e v_{Te}^2$ полагалась равной 2 эВ [28]. До своего ухода в квазинейтральную плазму струя может испытывать многократные столкновения с поверхностью диэлектрика, при каждом из которых ток, переносимый струей, умножается на значение δ при данном столкновении. Если ток струи после очередного столкновения становится ниже одной сотой своего первоначального значения, процесс распространения струи обрывается.

На рис. 11 приведены зависимости от времени максимальной напряженности электрического поля на металле и соответствующей плотности автоэмиссионного тока для тех же параметров, что и на рис. 10, но с учетом вторичной электронной эмиссии с торца пленки; пунктиром также показана зависимость от времени автоэмиссионного тока в линейном масштабе. Из рисунка видно, что хотя

учет вторичной электронной эмиссии с торца пленки частично компенсирует эффект подавления электрического поля на металле за счет осаждения эмитированных электронов на диэлектрике, однако максимальная плотность автоэмиссионного тока \bar{j}_e не достигает величин $\sim 10^6$ А/см², необходимых для развития взрывной эмиссии.

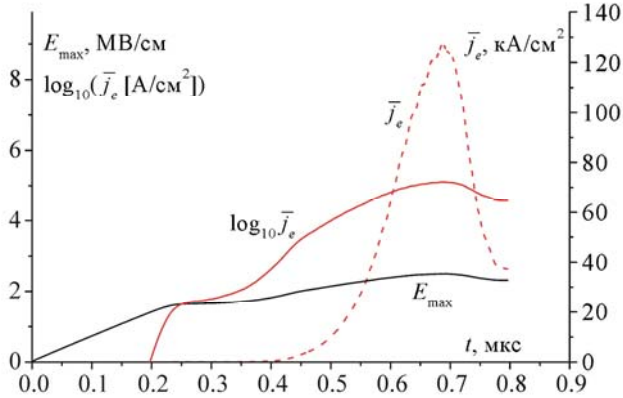


Рис. 11. Зависимости от времени максимальной напряженности электрического поля на металле E_{\max} и плотности тока автоэлектронной эмиссии \bar{j}_e при $\phi_0 = -400$ В, $n_e = 4 \times 10^{12}$ см⁻³, $T_e = 10$ эВ (водородная плазма), $d = 0,5$ мкм, $\epsilon = 2$, $\alpha = 90^\circ$, $W = 3$ эВ, $\beta = 15$, $A = 0,01$, рассчитанные с учетом ВЭЭ с поверхности диэлектрика. Пунктирной кривой показана зависимость от времени плотности тока автоэлектронной эмиссии в линейном масштабе.

Отметим, что для достижения критической плотности усредненного тока $\bar{j}_e \sim 1$ МА/см² в наших условиях формально достаточно увеличить максимальную напряженность поля всего лишь на 15 % (с 2,64 до 3 МВ/см). На первый взгляд, этого можно было бы достичь простым увеличением коэффициента усиления поля β с 15 до 17,25 или эквивалентным уменьшением работы выхода W с 3 до 2,7. Однако попытки поднять плотность тока \bar{j}_e с помощью увеличения β в данной ситуации в ходе численных расчетов оказались безуспешными, т. к. поле E_{\max} уменьшалось примерно в той же пропорции. В результате произведение βE_{\max} и, соответственно, плотность тока \bar{j}_e оставались практически на прежнем уровне. Это означает, что система обладает своего рода обратной связью, не позволяющей в данном случае существенно увеличить плотность автоэмиссионного тока. Вместе с тем, не исключено, что при каком-то другом наборе параметров плотность автоэмиссионного тока вблизи прямоугольного среза пленки может достигать значений, необходимых для развития взрывной эмиссии. Этот вопрос требует дополнительного исследования.

4. Взаимодействие автоэмиссионных электронов с торцевой поверхностью диэлектрической пленки

Из рис. 11 видно, что для данных параметров задачи автоэмиссионный ток, генерируемый вблизи прямоугольного среза диэлектрической пленки, носит импульсный характер. Плотность тока нарастает за время порядка 0,1 мкс до максимального значения $\bar{j}_e^{\max} \approx 130$ кА/см², затем также быстро спадает до ≈ 40 кА/см². При этом торец пленки подвергается интенсивной бомбардировке как автоэмиссионными электронами, так и электронами, рожденными в результате вторичной электронной эмиссии с поверхности диэлектрика и ускоряющимися в сильном электрическом поле, формируемом на краю пленки.

На рис. 12 показаны распределения плотности мощности, вкладываемой в поверхность торца пленки автоэмиссионными и вторично-эмиссионными электронами для различных моментов времени: на фронте, вершине и спаде импульса автоэмиссионного тока.

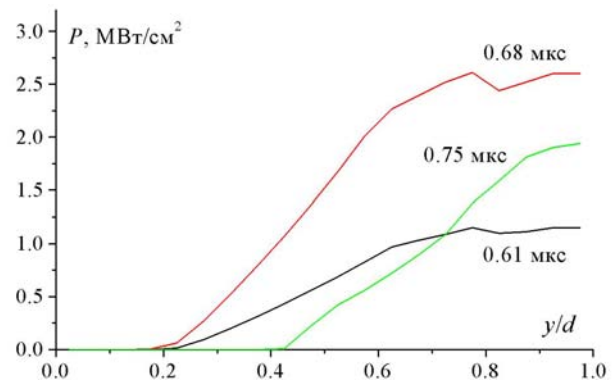


Рис. 12. Распределения плотности мощности, вкладываемой электронами в поверхность вертикального торца диэлектрической пленки, на фронте, вершине и спаде импульса автоэмиссионного тока для параметров, соответствующих рис. 11.

Из рисунка видно, что мощность вкладывается в основном в верхнюю половину прямоугольного среза пленки ($y > d/2$). Максимальная плотность мощности, вкладываемой в диэлектрик электронами на верхнем краю среза пленки достигает $P \approx 2,6$ МВт/см². Такое интенсивное энерговыделение приводит к существенному нагреву поверхности диэлектрика. Изменение температуры на поверхности диэлектрика в течение импульса автоэмиссионного тока можно оценить как $\Delta T \sim P \Delta t / (\rho C_m \Delta x)$, где Δt — характерное время нагрева, ρ — плотность диэлектрика, C_m — удельная теплоемкость диэлектрика, $\Delta x \sim (\chi \Delta t)^{1/2}$ — глубина прогрева диэлектрика, $\chi = \kappa / (\rho C_m)$ — температуропроводность диэлектрика, κ — теплопроводность диэлектрика. Подставляя сюда характерное значение

ние плотности вкладываемой мощности на фронте импульса тока $P \sim 1 \text{ МВт/см}^2$, получаем, что при длительности фронта импульса вкладываемой мощности $\Delta t \sim 0,1 \text{ мкс}$ и характерных значениях теплофизических параметров диэлектрика (TiO_2): $\rho = 4 \text{ г/см}^3$, $C_m = 0,9 \text{ Дж/(г К)}$, $\kappa = 0,036 \text{ Вт/(см К)}$ [26, 27], температура на торце диэлектрической пленки возрастает на величину $\Delta T \sim 1000 \text{ К}$. Быстрый нагрев торца диэлектрической пленки до такой высокой температуры может приводить к интенсивной десорбции газа с поверхности диэлектрика.

Мы провели также расчет температуры диэлектрика $T(x, y, t)$ с помощью решения уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho C_m T) = \nabla \cdot (\kappa \nabla) T \quad (4)$$

с начальным условием $T(x, y, 0) = T_0 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, граничными условиями $\partial T/\partial x = P(y, t)/\kappa$ на торце диэлектрической пленки ($x = 0$), $\partial T/\partial y = 0$ на верхней поверхности пленки ($y = d$) и $T = T_0$ на нижней поверхности пленки ($y = 0$). Левая граница расчетной области была отнесена достаточно далеко от края пленки с тем, чтобы граничные условия на ней не влияли на распределение температуры вблизи среза пленки. Результаты расчета в виде изотерм внутри диэлектрика ($x < 0$, $0 < y < d$) для момента времени $t = 0,71 \text{ мкс}$ приведены на рис. 13, на котором также показано распределение электрического потенциала вблизи края пленки и профили напряженности электрического поля на металле и плотности тока автоэлектронной эмиссии.

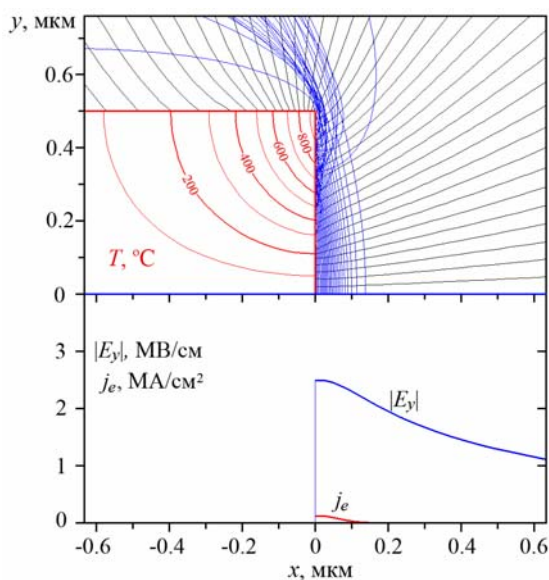


Рис. 13. Распределения электрического потенциала вблизи края пленки и температуры внутри диэлектрика при $t = 0,71 \text{ мкс}$, а также профили напряженности электрического поля на металле и плотности автоэмиссионного тока, рассчитанные для тех же параметров, что и на рис. 11. В верхней части рисунка также показаны траектории эмитированных электронов. Разность потенциалов между соседними эквипотенциальными линиями $\Delta\phi = 0,5T/e$.

Из рисунка видно, что максимальная температура достигается на краю вертикального среза пленки и составляет $940 \text{ }^\circ\text{C}$, что хорошо согласуется с полученной выше оценкой. Быстрый нагрев торца диэлектрической пленки до температуры $T \approx 1000 \text{ }^\circ\text{C}$ должен приводить к интенсивной десорбции газа с поверхности диэлектрика.

Другой причиной интенсивного газовыделения с поверхности диэлектрика является электронно-стимулированная десорбция [34]. В верхней части рис. 13 показаны траектории электронов, эмитируемых с поверхности металла и бомбардирующих торец пленки, а также электронов, генерируемых в результате вторичной электронной эмиссии с поверхности диэлектрика (нарисованы траектории примерно одной двухсотой из полного числа электронных «струй» используемых в расчете).

На рис. 14, а показаны профили плотности потока электронов, падающих на торцевую поверхность пленки, для тех же моментов времени, что и на рис. 12, а на рис. 14, б приведены значения средней энергии электронов, бомбардирующих торцевую поверхность пленки, полученные делением плотности потока энергии (рис. 12) на плотность потока электронов: $\langle w \rangle = P/(dN/dt)$.

Из рис. 14, а видно, что максимальная плотность потока электронов на торец пленки составляет $\approx 5 \times 10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, т. е. количество электронов падающих на единицу поверхности за время импульса автоэмиссионного тока $\Delta t \approx 0,1 \text{ мкс}$ равно $\approx 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$. При этом средняя энергия электронов, падающих на торец пленки, составляет в максимуме плотности автоэмиссионного тока ($t = 0,68 \text{ мкс}$) $\sim 30 \text{ эВ}$ (рис. 14, б), хотя потенциал верхнего края торца пленки в этот момент равен $\approx 110 \text{ В}$. Это означает, что в бомбардировке поверхности диэлектрика в верхней части торца пленки принимают участие в основном вторично-эмиссионные электроны.

Обычно считается, что эффективность электронно-стимулированной десорбции с поверхности материалов лежит в интервале от 10^{-4} до 10^{-2} молекул/электрон [35, 36]. Однако такие значения относятся к электронной бомбардировке металлов при нормальном падении электронов на поверхность. В нашем случае электроны падают на поверхность диэлектрика под скользящими углами. В этих условиях эффективность десорбции существенно возрастает и может даже становиться значительно больше единицы [37]. Это означает, что при поверхностной плотности атомов $N \sim 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-2}$ количество электронов, выпадающих на верхнюю часть торцевой поверхности пленки за время импульса автоэмиссионного тока, оказывается вполне достаточным для полного выбивания

из нее адсорбированных молекул газа (в основном, водорода и кислорода).

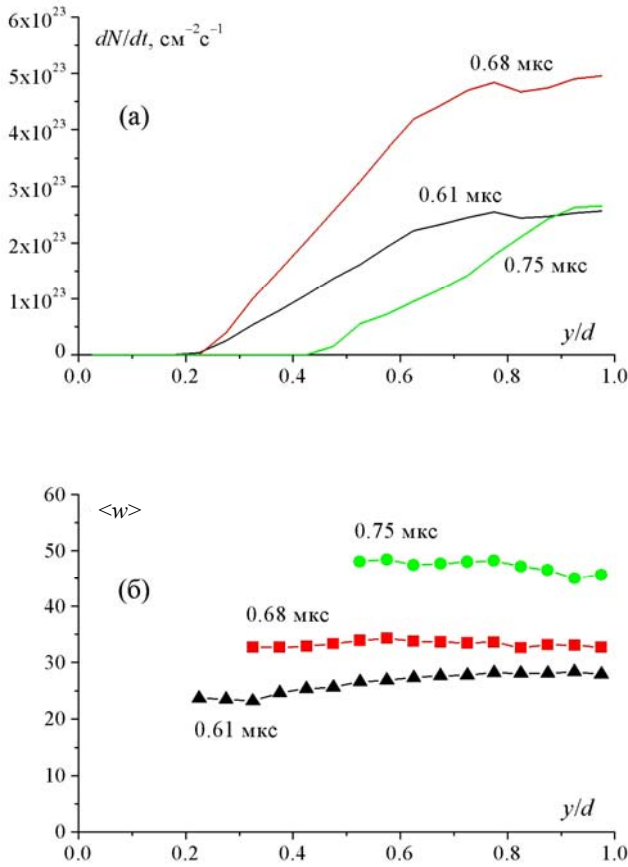


Рис. 14. Распределения (а) плотности потока и (б) средней энергии электронов, падающих на поверхность вертикального торца диэлектрической пленки, на фронте, вершине и спаде импульса автоэмиссионного тока для параметров, соответствующих рис. 11.

Кроме десорбции, существенный вклад в газовыделение с поверхности диэлектрика может вносить также электронно-стимулированное разложение материала самого диэлектрика (например, разложение пленки из двуокиси титана $\text{TiO}_2 \rightarrow \text{Ti} + \text{O}_2$) [38].

Таким образом, быстрый нагрев верхней части торцевой поверхности пленки и ее интенсивная бомбардировка электронами могут приводить к импульсному выделению газа с поверхности диэлектрика. Считая, что молекулы O_2 вылетают с поверхности диэлектрика с тепловой скоростью $v_g \sim 4 \times 10^4$ см/с ($T_g \sim 1000$ К), получаем, что при темпе газовыделения $N/\Delta t \sim 10^{24}$ молекул/(см² с) характерная плотность молекул O_2 вблизи края пленки составляет $n_g \geq 10^{19}$ см⁻³. Так как длина свободного пробега автоэмиссионных электронов в таком плотном газе меньше характерного размера облака газа (≤ 1 мкм), пучок эмитированных электронов эффективно ионизует газ. В этом случае при плотности автоэмиссионного тока $\sim 10^5$ А/см² и ширине области эмиссии на металле $\Delta x \sim 0,1$ мкм,

даже однократных столкновений электронов с молекулами O_2 оказывается достаточным для создания плотной плазмы с $n_e \geq 10^{18}$ см⁻³ вблизи торца пленки.

При ударной ионизации молекул газа пучком автоэмиссионных и вторично-эмиссионных электронов с характерными энергиями ~ 30 эВ температура электронов генерируемой плазмы будет порядка 10 эВ. Отсюда для дебаевского радиуса образующейся плазмы получаем $r_D \leq 2 \times 10^{-6}$ см. Характерная напряженность поля при контакте такой плотной плазмы с металлом составляет $E \sim T_e/er_D \geq 5 \times 10^6$ В/см. С учетом усиления поля на микровыступах поверхности металла на уровне $\beta \sim 10\text{--}20$ такое поле оказывается достаточным для возбуждения взрывной электронной эмиссии с вершин микровыступов, с последующим формированием микроплазменных разрядов на краю диэлектрической пленки.

5. Обсуждение

Полученные в настоящей работе результаты могут быть использованы для интерпретации экспериментальных данных по возбуждению МПР на металле в потоке плазмы. На рис. 15 показана зависимость вероятности возбуждения МПР на титановых образцах от толщины диэлектрической пленки нанесенной на металл [4].

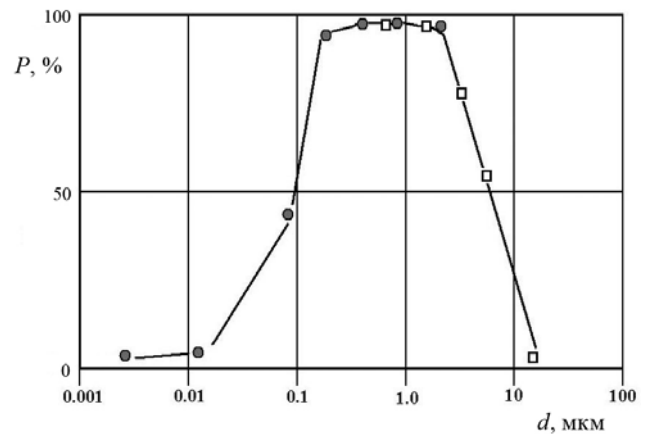


Рис. 15. Вероятность возбуждения МПР на образцах из титана с нанесенной диэлектрической пленкой различной толщины [4]. Круглые точки соответствуют пленке из двуокиси титана, квадратные точки — пленке из диоксида кремния. Максимальная концентрация электронов в потоке плазмы $n_e = 8 \times 10^{12}$ см⁻³, приложенное к образцу напряжение $\phi_0 = -450$ В.

В экспериментах [2—4] пленки из двуокиси титана толщиной ~ 1 мкм создавались на образцах из титана путем термического отжига на открытом воздухе при температуре 400 °С в течение 60 минут. При уменьшении времени отжига образца от 60 минут до 6 минут на поверхности титанового образца можно было создавать диэлектрические

оксидные пленки толщиной от 1 мкм до 0,1 мкм. Более тонкие диэлектрические пленки создавались путем нанесения тонкого слоя воды на поверхности титановых образцов и последующего высушивания в атмосфере воздуха при температуре 25 °С. Толщины диэлектрических оксидных пленок, полученных таким образом, составляли 0,01—0,1 мкм. На поверхности титановых образцов после полировки и химической очистки также имелись окисные пленки естественного происхождения с характерной толщиной менее 0,01 мкм, которые формировались вследствие взаимодействия титана с кислородом воздуха. Толстые диэлектрические пленки из диоксида кремния (SiO₂) толщиной от 1 до 12 мкм наносились методом его нагревания и испарения электронным пучком при температуре 1750 °С в высоком вакууме с последующим осаждением на титановом образце, поддерживаемом при температуре 200 °С.

Из рис. 15 видно, что при $\varphi_0 = -450$ В и толщинах пленки в диапазоне $d = 1$ —2 мкм МПР возбуждаются с вероятностью, близкой к 100 %. При $d > 2$ мкм вероятность возбуждения МПР быстро спадает с увеличением толщины пленки, составляя ≈ 50 % при $d \approx 4$ мкм. Спад вероятности возбуждения МПР при больших толщинах пленки можно объяснить тем, что максимальная напряженность электрического поля E_{\max} вблизи края пленки уменьшается с ростом d как $E_{\max} \approx |\varphi_0|/2d$. Вместе с тем, согласно формуле (1), плотность автоэмиссионного тока $\sim 10^8$ А/см², необходимая для развития взрывной эмиссии при работе выхода электрона из металла $W = 3$ эВ, достигается при $E_{\text{exp}} \approx 45$ МВ/см. Таким образом, для развития взрывной эмиссии при $\varphi_0 = -450$ В необходимо обеспечить дополнительное усиление на микровыступах поверхности металла на уровне $\beta \approx E_{\text{exp}}/E_{\max} \sim 20 \times d$ [мкм]. Отсюда следует, что при $d = 0,5$ мкм для развития взрывной эмиссии оказывается достаточным дополнительного усиления поля на уровне $\beta \sim 10$. При $d = 2$ мкм поле должно усиливаться уже как минимум в 40 раз. Быстрый спад вероятности возбуждения МПР при $d > 2$ мкм на рис. 15, по-видимому, связан с тем, что структура микрорельефа поверхности металла в данном случае такова, что вероятность существования микровыступов, способных обеспечить усиление поля на уровне $\beta \leq 40$, близка к единице, в то время как вероятность существования микровыступов, на вершинах которых коэффициент усиления поля $\beta > 40$, быстро спадает с ростом β .

Как видно из рис. 15, при $d < 0,2$ мкм вероятность возбуждения МПР существенно уменьшается, несмотря на то, что в этом случае, согласно приведенным выше оценкам, максимально дости-

жимая напряженность электрического поля на краю пленки должна была бы существенно превышать значение, необходимое для возбуждения МПР. Такое уменьшение вероятности возбуждения МПР может быть связано с влиянием конечной проводимости материала диэлектрика при очень маленьких толщинах пленки. Если внешняя поверхность диэлектрической пленки заряжается потоком ионов с плотностью тока j_0 , то баланс между током зарядки и током утечки через материал пленки устанавливается при напряженности поля $E = j_0\rho$, где ρ — объемное сопротивление диэлектрика. Вместе с тем, как было показано выше, напряженность поля на краю пленки, заряжаемой потоком ионов, не может превышать $|\varphi_0|/2d$. Отсюда получаем, что максимальная напряженность поля на краю очень тонкой пленки равна $E_{\max} \approx \min\{|\varphi_0|/2d, j_0\rho\}$, т. е. при $d < |\varphi_0|/2j_0\rho$ максимальное электрическое поле не зависит от толщины пленки и составляет $E_{\max} \approx j_0\rho$. Принимая величину объемного сопротивления пленки из двуокиси титана равной $\rho \sim 0,5 \times 10^7$ Ом см [39, 40], получаем, что при $|\varphi_0| \approx 400$ В и плотности тока ионов $j_0 \approx 4$ А/см² (что соответствует условиям, в которых получена экспериментальная кривая на рис. 15) критическая толщина диэлектрической пленки, ниже которой максимальная напряженность поля на краю пленки перестает зависеть от ее толщины, составляет $d \sim 0,1$ мкм. В этом случае напряженность электрического поля на краю пленки равна $E_{\max} \approx 20$ МВ/см, т. е. для развития взрывной электронной эмиссии, требуется не менее чем двукратное усиление поля на микровыступах поверхности металла. Для такого усиления размер вершин микровыступов должен быть меньше области локализации поля, формируемого на краю пленки. Тогда, учитывая, что ширина области локализации максимального поля на металле $\Delta x < d$, подавление возбуждения МПР при $d < 0,1$ мкм можно объяснить отсутствием на поверхности металла выступов с размером вершин менее 0,1 мкм. Другими словами, возбуждение МПР прекращается, когда толщина пленки становится меньше минимального масштаба микрорельефа поверхности металла.

Заключение

Таким образом, результаты проведенного исследования показывают, что определяющую роль в возбуждении МПР на поверхности металла, частично покрытого диэлектрической пленкой, в потоке плазмы играет автоэлектронная эмиссия. Механизм инициирования МПР на краю диэлектрической пленки может представлен следующим образом.

При толщинах пленки ~ 1 мкм и отрицательном напряжении на металле порядка нескольких сотен вольт зарядка внешней поверхности пленки ионами, поступающими из плазмы, приводит к нарастанию напряженности электрического поля на краю пленки до нескольких МВ/см, что на два порядка превышает напряженность поля на открытой поверхности металла. В результате дополнительного усиления поля на уровне 10—20 на микронеровностях поверхности металла плотность тока автоэлектронной эмиссии с вершин микровыступов металла достигает величин $\geq 10^8$ А/см², достаточных для развития взрывной эмиссии с последующим формированием микроплазменных (микродуговых) разрядов на краю диэлектрической пленки.

Численное моделирование с учетом автоэлектронной эмиссии с поверхности металла и вторичной электронной эмиссии с поверхности диэлектрика показывает, что режим возбуждения МПР существенно зависит от того, попадают или нет автоэмиссионные электроны на торец диэлектрической пленки. Даже при небольшом отклонении среза пленки от строго вертикального ($\alpha < 85^\circ$) электроны, эмитированные с поверхности металла, не попадают на торец пленки и практически не влияют на напряженность электрического поля вблизи края пленки, которая оказывается достаточной для развития взрывной эмиссии. В случае прямоугольного среза пленки ($\alpha \approx 90^\circ$) эмитированные электроны попадают на торец пленки, в результате чего напряженность электрического поля снижается и становится недостаточной для развития взрывной эмиссии. В этом случае, однако, бомбардировка торца пленки автоэмиссионными и вторично-эмиссионными электронами приводит к существенному нагреву диэлектрика с образованием плотного облака десорбированного газа на краю пленки. В этих условиях МПР могут возбуждаться в результате взаимодействия металла с плотной плазмой ($n_e \geq 10^{18}$ см⁻³), образующейся на краю пленки вследствие ионизации газа пучком автоэмиссионных электронов.

Модель автоэмиссионного инициирования МПР согласуется с результатами экспериментов [4] по возбуждению МПР в потоке плазмы на образцах из титана, покрытых пленками различной толщины ($d = 0,003$ —12 мкм). Прекращение возбуждения МПР при больших толщинах пленки ($d \geq 10$ мкм) объясняется уменьшением напряженности поля на краю пленки с ростом d . Спад вероятности МПР при малых толщинах пленки ($d \leq 0,1$ мкм) может быть связан с утечкой заряда, возникающей в результате конечной проводимости материала пленки.

Отметим, что результаты численного моделирования не подтверждают сделанное в [4] предположение о возбуждении МПР в результате развития вторично-эмиссионной лавины на поверхности диэлектрика.

Полученные в настоящей работе результаты могут быть использованы для выбора оптимальных условий возбуждения МПР при создании плазменных технологий обработки металлических поверхностей.

Авторы статьи выражают признательность научному сотруднику ИОФ РАН к.ф.-м.н. Г. С. Лукьянчикову за проведение измерений вторично-эмиссионных свойств пленки TiO₂ на поверхности титана.

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 01200953486 ("Физические основы плазменных технологических процессов").

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов В. А. // Прикладная физика. 2001. № 2. С. 5.
2. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Сахаров А. С. // Прикладная физика, 2006. № 6. С. 114.
3. Иванов В. А., Сахаров А. С., Коньжев М. Е. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 171.
4. Иванов В. А., Сахаров А. С., Коньжев М. Е. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 6. С. 697.
5. Иванов В. А., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Коньжев М. Е. // Пробл. машиностроения и надежности машин. 2008. № 1. С. 74.
6. Иванов В. А., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Коньжев М. Е. // Пробл. машиностроения и надежности машин. 2008. № 3. С. 84.
7. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Сатунин С. И., Дорофеев А. А., Камолова Т. И., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г. // Прикладная физика. 2008. № 6. С. 62.
8. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Хренникова И. А. // Трение и износ. 2009. Т. 30. С. 396.
9. Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Иванов В. А., Коньжев М. Е. // Трение и смазка в машинах и механизмах. 2009. № 5. С. 10.
10. Иванов В. А., Коньшев М. Е., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Сахаров А. С., Камолова Т. И., Дорофеев А. А., Сатунин С. Н. // Прикладная физика. 2009. № 6. С. 76.
11. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Сахаров А. С., Дорофеев А. А., Камолова Т. И., Сатунин С. Н., Летунов А. А. // Прикладная физика. 2010. № 6. С. 57.
12. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Алексеева М. С., Хренникова И. А., Летунов А. А., Сахаров А. С., Камолова Т. И., Дорофеев А. А., Сатунин С. Н. // Прикладная физика. 2011. № 6. С. 59.
13. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Зимин А. М., Тройнов В. И., Камолова Т. И., Летунов А. А. // Прикладная физика. 2012. № 6. С. 133.
14. Димитрович Д. А., Бычков А. И., Иванов В. А. // Прикладная физика. 2009. № 2. С. 35.
15. Иванов В. А., Димитрович Д. А., Бычков А. И. / Тезисы докладов XXXVII Международной (Звенигородской) конф.

по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2010. — М.: ЗАО НТЦ "ПЛАЗМАИОФАН", 2010. С. 365.

16. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. — Новосибирск: Наука, 1982.

17. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. — Новосибирск: Наука, 1984.

18. Котов Ю. А. Импульсные технологии и материалы. Избранные труды. — Екатеринбург: РИО УрО РАН, 2013. Гл. 6.

19. Дороднов А. М., Петросов В. А. // ЖТФ. 1981. Т. 51. С. 504.

20. Барченко В. Т., Ветров Н. З., Лисенков А. А. Технологические вакуумно-дуговые источники плазмы. — СПб.: Изд-во СПбГЭТУ "ЛЭТИ", 2013.

21. Недоспасов А. В. // УФН. 1987. Т. 152. С. 479.

22. Batrakov A. V. / Proc. of XX Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Tours, 2002. P. 123.

23. Ivanov V. A., Jüttner B., Zimin A. M. / Proc. of XX Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Tours, 2002. P. 135.

24. Ivanov V. A., Jüttner B., Zimin A. M. // Plasma Dev. Oper. 2002. Vol. 10. P. 109.

25. Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. — М.: Атомиздат, 1969.

26. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. И. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976.

27. Физические величины. Справочник. Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. — М.: Энероатомиздат, 1991.

28. Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. — М.: Наука, 1969.

29. Vaughan J. R. M. // IEEE Trans. Electron Devices. 1989. Vol. 36. P. 1963.

30. Ang L.-K., Lau Y. Y., Kishek R. A., Gilgenbach R. M. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. Vol. 26. P. 290.

31. Valfells A., Verboncoeur J. P., Lau Y. Y. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. Vol. 28. P. 529.

32. Kim H. C., Verboncoeur J. P. // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 123504.

33. Sazontov A., Semenov V., Buyanova M. et al. // Phys. Plasmas. 2005. Vol. 12. P. 093501.

34. Черепин В. Т., Васильев М. А. Методы и приборы для анализа поверхности материалов. — Киев: Наукова думка, 1982.

35. Черепин Н. В. Вакуумные свойства материалов для электронных приборов. — М.: Советское радио, 1966.

36. Malev M. D. // Vacuum. 1972. Vol. 23. P. 43.

37. Авдеев А. А., Малев М. Д. // ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 1703.

38. Вудраф Д., Делчар Т. Современные методы исследования поверхности. — М.: Мир, 1989.

39. Stamate M. D. // Appl. Surf. Sci. 2003. Vol. 218. P. 317.

40. Oja I., Mere A., Krunks M., Nisumaa R., Solterbeck C.-H., Es-Souni M. // Thin Solid Films. 2006. Vol. 515. P. 674.

Field emission as a mechanism for microplasma discharge initiation on a metal in a plasma flow

A. S. Sakharov¹ and V. A. Ivanov^{1,2}

¹ A. M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences
38 Vavilova str, Moscow, 129991 Russia
E-mail: sakharov_as@mail.ru, ivanov@fpl.gpi.ru

² National Research Nuclear University "MEPhI"
31 Kashirskoe shosse, Moscow, 115409 Russia

Received April 11, 2016

The process of formation of a strong electric field on a metal partially covered with a dielectric film in a plasma flow is investigated by numerical simulation with allowance for field emission from the metal surface and secondary electron emission from the dielectric surface. It is shown that, at a negative voltage on the metal on the order of several hundred volts, plasma density of $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, plasma electron temperature of $\sim 10 \text{ eV}$, and film thickness of $d \leq 1 \mu\text{m}$, the electric field strength near the film edge reached several MV/cm, which is two orders of magnitude higher than that on the open metal surface in plasma. With a moderate additional field amplification on the microroughnesses of the metal surface at a level of ~ 10 , such a field strength is sufficient for the generation of the field-emission current from the peaks of metal microprotrusions with a density on the order of 10^8 MA/cm^2 , required for the development of explosive electron emission and the subsequent formation of a microarc (microplasma) discharge at the film edge. The influence of the generated field-emission electron beam on the formation of the electric field near the film edge is studied for different inclination angles of the film edge. At inclination angles of $\alpha < 85^\circ$, the emitted electrons do not fall onto the film and practically do not affect the magnitude of the formed electric field. At $\alpha \approx 90^\circ$, the beam of emitted electrons hits the film edge, thereby causing secondary electron emission from the dielectric surface. In this case, the electric field strength turns out to be insufficient for the development of explosive electron emission from the metal surface; however, under the bombardment of accelerated field-emission electrons with energies of $\sim 50 \text{ eV}$ and a current density of $\sim 10^5 \text{ A/cm}^2$,

the film edge is heated to a temperature of ~ 1000 °C, which may lead to intense gas release from the dielectric surface. The development of a microplasma discharge in this case may be related to the formation of a dense plasma bunch near the film edge as a result of ionization of the released gas by the field-emission electron beam.

PACS: 52.40.Hf, 52.65.Rr, 52.80.-s, 79.20.Hx, 79.20.Kz

Keywords: plasma, microplasma discharge, dielectric film, titanium, Debye sheath, field emission, strong electric field, secondary electron emission, numerical simulation.

REFERENCES

- V. A. Ivanov, *Prikladnaya Fizika*, No. 2, 5 (2001).
- V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, and A. S. Sakharov, *Prikladnaya Fizika*, No. 6, 114 (2006).
- V. A. Ivanov, A. S. Sakharov, and M. E. Konyzhev, *Plasma Phys. Rep.* **34**, 150 (2008).
- V. A. Ivanov, A. S. Sakharov, and M. E. Konyzhev, *Uspekhi Prikladnoi Fiziki*, **1**, 697 (2013).
- V. A. Ivanov, L. I. Kuksenova, V. G. Lapteva, and M. E. Konyzhev, *Probl. Mashinostr. Nadezhn. Mashin*, No. 1, 74 (2008).
- V. A. Ivanov, L. I. Kuksenova, V. G. Lapteva, and M. E. Konyzhev, *Probl. Mashinostr. Nadezhn. Mashin*, No. 3, 84 (2008).
- V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, S. I. Satunin, A. A. Dorofeyuk, T. I. Kamolova, L. I. Kuksenova, V. G. Lapteva, *Prikladnaya Fizika*, No. 6, 62 (2008).
- V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, Kuksenova, V. G. Lapteva, and I. A. Khrennikova, *Trenie Iznos* **30**, 396 (2009).
- Kuksenova, V. G. Lapteva, V. A. Ivanov, and M. E. Konyzhev, *Trenie Smazka*, No. 5, 10 (2009).
- V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, Kuksenova, V. G. Lapteva, A. S. Sakharov, T. I. Kamolova, A. A. Dorofeyuk, and S. N. Satunin, *Plasma Phys. Rep.* **36**, 1241 (2010).
- V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, Kuksenova, V. G. Lapteva, A. S. Sakharov, Dorofeyuk, T. I. Kamolova, S. N. Satunin, and A. A. Letunov, *Plasma Phys. Rep.* **37**, 1230 (2011).
- V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, Kuksenova, V. G. Lapteva, M. S. Alekseev, I. A. Khrennikova, A. A. Letunov, A. S. Sakharov, T. I. Kamolova, A. A. Dorofeyuk, and S. N. Satunin, *Plasma Phys. Rep.* **38**, 1105 (2012).
- V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, A. M. Zimin, V. I. Troinov, T. I. Kamolova, and A. A. Letunov, *Plasma Phys. Rep.* **39**, 1114 (2013).
- D. A. Dimitrovich, A. I. Bychkov, and V. A. Ivanov, *Prikladnaya Fizika*, No. 2, 35 (2009).
- V. A. Ivanov, D. A. Dimitrovich, and A. I. Bychkov, in *Proc. XXXVII Intern. (Zvenigorod) Plasma Phys.* (Zvenigorod, 2010) P. 365.
- Yu. D. Korolev and G. A. Mesyats, *Field-Emission and Explosive Processes in Gas Discharge* (Nauka, Novosibirsk, 1982) [in Russian].
- G. A. Mesyats and D. I. Proskurovsky, *Pulsed Electrical Discharge in Vacuum* (Springer-Verlag, Berlin, 1989).
- Yu. A. Kotov, *Pulse Technologies and Materials* (Ekaterinburg, 2013) [in Russian].
- A. M. Dorodnov and V. A. Petrosov, *Sov. Phys. Tech. Phys.* **26**, 304 (1981).
- V. T. Barchenko, N. Z. Vetrov, and A. A. Lisenkov, *Technological Vacuum-Arc Plasma Sources* (LETI, StP, 2013) [in Russian].
- A. V. Nedospasov, *Sov. Phys. Usp.* **30**, 620 (1987).
- A. V. Batrakov, in *Proc. of XX Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, (Tours, 2002). P. 123.
- V. A. Ivanov, B. Jüttner, and A. M. Zimin, in *Proc. of XX Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, (Tours, 2002). P. 135.
- V. A. Ivanov, B. Jüttner, and A. M. Zimin, *Plasma Dev.* **10**, 109 (2002).
- O. V. Kozlov, *Electrical Probe in Plasma* (Atomizdat, Moscow, 1969) [in Russian].
- Tables of Physical Quantities. Handbook*. Ed. by I. K. Ki-koin (Atomizdat, Moscow, 1976) [in Russian].
- Handbook of Physical Quantities*, Ed. by I. S. Grigoriev and E. Z. Meilikhov (CRC, Boca Raton, 1997).
- P. M. Bronshtein and B. S. Fraiman, *Secondary Electron Emission*. (Nauka, Moscow, 1969) [in Russian].
- J. R. M. Vaughan, *IEEE Trans. Electron Devices* **36**, 1963 (1989).
- L.-K. Ang, Y. Y. Lau, R. A. Kishek, and R. M. Gilgenbach, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26**, 290 (1998).
- A. Valfells, J. P. Verboncoeur, and Y. Y. Lau, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28**, 529 (2000).
- H. C. Kim and J. P. Verboncoeur, *Phys. Plasmas* **12**, 123504 (2005).
- A. Sazontov, V. Semenov, M. Buyanova, et al., *Phys. Plasmas* **12**, 093501 (2005).
- V. T. Cherepin and M. A. Vasil'ev, *Methods and Devices for Analysis of Surface* (Nauk. Dumka, Kiev, 1982) [in Russian].
- N. V. Cherepnin, *Vacuum Properties of Materials for Electronic Devices* (Sov. Radio, Moscow, 1966) [in Russian].
- M. D. Malev, *Vacuum* **23**, 43 (1972).
- A. A. Avdienko and M. D. Malev, *Sov. Phys. Tech. Phys.* **22**, 986 (1977).
- D. P. Woodruff and T. A. Delchar, *Modern Techniques of Surface Science* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1986).
- M. D. Stamate, *Appl. Surf. Sci.* **218**, 317 (2003).
- I. Oja, A. Mere, M. Krunk, R. Nisumaa, C.-H. Solterbeck, and M. Es-Souni, *Thin Solid Films* **515**, 674 (2006).