

**ПАРАМЕТРЫ ВТОРИЧНО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРОЦЕССОВ
В ОДНОРОДНЫХ ВЧ-СВЧ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ РЕЗОНАТОРНЫХ СТРУКТУР**

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
1, ул. Академическая, Харьков, 61108, Украина
E-mail: lobzov@kipt.ua*

Показано, что энергии электронов, эмитируемых с параллельных электродов диодного промежутка автоколебательной системы ВЧ-СВЧ единичной резонаторной ячейки, определяются не только амплитудой и фазой возбуждаемого в данный момент полупериода напряжения, но и динамической добротностью ячейки Q . При $Q \gg 1$, в начальной части полупериода, когда мгновенные значения амплитуд напряжений малы, конечные энергии ускоренных первичных электронов, падающих на противоположный электрод и передающих приобретенную энергию его внутренним электронам, также малы. При этом вторично-электронные (ВЭ) эмиссионные свойства облучаемого электрода характеризуются коэффициентом ВЭ-эмиссии δ , как максимальные с $\delta > 1$. В последующей части полупериода значения указанных амплитуд напряжений и, соответственно, энергии ускоренных первичных электронов, передаваемые внутренним электронам этого электрода, больше начальных. Его ВЭ эмиссионные свойства характеризуются коэффициентом δ , как обычные с $\delta < 1$. Падение добротности контура до $Q \sim 10 \dots 1$ приводит к сужению интервала фаз и диапазона малых энергий первичных электронов в начальной части полупериода напряжения. При этом энергии, передаваемые внутренним электронам противоположного электрода в течение всего полупериода времени, характеризуют его ВЭ эмиссионные свойства как обычные с коэффициентом ВЭ-эмиссии $\delta < 1$. Ил. 4. Библиогр.: 28 назв.

Ключевые слова: диодный промежуток, переменные напряжения и электрические поля, вторично-электронные процессы.

Достижение во времени вторично-электронных (ВЭ) разрядов в ВЧ-СВЧ резонаторных структурах с сосредоточенными или распределенными элементами – это результат общих ВЭ-процессов между параллельными электродными поверхностями их полезных диодных промежутков при приложенных переменных напряжениях и электрических полях [1–7].

Общие характеристики ВЭ-процессов, как известно (рис. 1), базируются на экспериментальной зависимости коэффициента ВЭ-эмиссии мишени $\delta(W)$, внутренним электронам которой в течение произвольного времени t первично падающими электронами передаются энергии разных величин W , регулируемые величиной ускоряющего напряжения внешнего постоянного источника. При этом предполагается, что инерционность ВЭ-процессов (интервал времени τ между входом в мишень первичного электрона и готовностью выхода вторичного электрона при наличии напряжения на коллекторе) составляет для металлов величину не меньше чем $10^{-14} \dots 10^{-15}$ с [8–10].

Из зависимости $\delta(W)$ следует, что изменение в течение произвольной длительности времени малых энергий первичных электронов от W_1 до W_2 характеризует ВЭ эмиссионные свойства мишени как максимальные с $\delta(W) > 1$. За пределами указанного диапазона энергий первичных электронов, т. е. при $W < W_1$ и $W > W_2$, эмиссионные свойства мишени характеризуются как обычные с $\delta(W) < 1$. Диапазоны изменения величин $\delta(W)$ отмечены фигурными скобками и обозначены цифрами II и I (рис. 1). Из этой же зависимости следует, что исследование ВЭ эмиссион-

ных свойств мишени может осуществляться и в обратном порядке – при изменении в течение произвольной длительности времени величин энергий первичных электронов от максимальных величин.

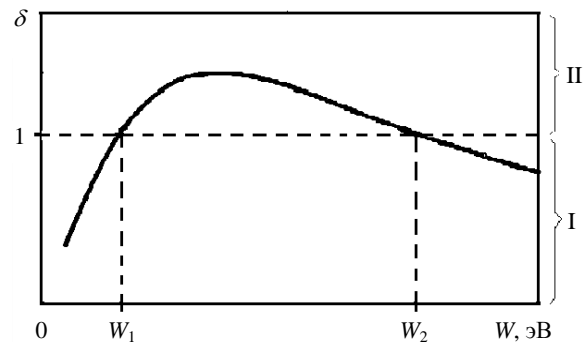


Рис. 1. Экспериментальная зависимость коэффициента ВЭ-эмиссии мишени от энергий первичных электронов W , изменяющихся от минимальных величин в течение произвольного времени

Такой анализ приводит к следующим утверждениям. Облучение мишени первичными электронами с энергиями, автоматически изменяющимися в течение сверхкороткой длительности полупериода времени $T/2 \leq (0,5 \cdot 10^{-6} \dots 0,5 \cdot 10^{-10})$ с при сохранении соотношения $T/2 \gg \tau$, может также характеризовать ее ВЭ эмиссионные свойства вышеуказанной зависимостью.

Изменение ВЭ эмиссионных свойств мишени, облучаемой в течение указанного времени первичными электронами малых и больших величин энергий (но при достаточно большом числе отдельных актов взаимодействия электронов пер-

вичного пучка с мишенью [9]), не зависят от порядка их передачи ее внутренним электронам.

Элементарная теория [11–14] ВЭ-процессов между двумя параллельными электродными поверхностями изолированного диодного промежутка при подключенном внешнем ВЧ-источнике и условном числе введенных упрощающих предположений подтвердила, что условия малых энергий первичных электронов обеспечиваются при малых величинах прилагаемых синусоидальных напряжений. Однако интервалы фаз, когда величины энергий первичных электронов остаются малыми или большими в течение полупериода времени, в этой теории не указаны. В связи с этим и предварительные ВЭ эмиссионные свойства облучаемого электрода не могут быть точно известны.

Но при разработке такой теории авторы не претендовали на полноту информации о происходящих физических процессах, поскольку учитывали отдельные экспериментальные данные, заимствованные при изучении высокочастотных пробоев в газах. При этом полученные ими результаты рекомендовались как полуэмпирические соотношения для оценки некоторых параметров пробоя.

Полуэмпирический подход в теории ВЭ-процессов в ВЧ-СВЧ электрических полях диодных промежутков часто повторяется и уточняется в других работах [15–17], основной целью которых является нахождение способов подавления максимальных ВЭ эмиссионных свойств электродов с $\delta(W) > 1$. На практике подавление развития нежелательных ВЭ-процессов, сопровождаемых размножающейся эмиссией числа вторичных электронов во времени до разрядных величин, во многих случаях подбирается экспериментально [18–20].

Более полные характеристики указанных ВЭ-процессов при предположениях, введенных в ранней элементарной теории, рассмотрены в модели диодного промежутка в составе автоколебательной системы (АС) [5] ВЧ-СВЧ единичной резонаторной ячейки, динамическая добротность которой может изменяться от значения ≈ 1 до 157 и более [21]. При этом основное внимание полученным здесь результатам уделялось лишь в части полупериода времени, что затруднило понимание полученных теоретических результатов и экспериментальных данных. В соответствии с этим важность параметров указанных процессов в течение всего полупериода времени стала актуальной.

Целью работы является определение в течение каждого полупериода ВЧ-СВЧ-напряжения, приложенного к диодному промежутку единичной резонаторной ячейки с $Q_0 \gg 1$, энергий первичных электронов, величины которых характеризуют предварительные ВЭ эмиссионные свойства электродов.

1. Модель. Модель для теоретического рассмотрения ВЭ-процессов в электрических полях ВЧ-СВЧ резонаторных структур, представляющая собой АС единичной резонаторной ячейки, эквивалентной одиночному резонансному контуру [5], с ВЭ эмиссионными свойствами ее элементов приведена на рис. 2.

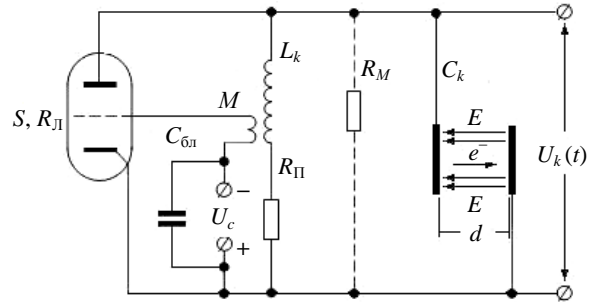


Рис. 2. Электрическая схема АС ВЧ-СВЧ единичной резонаторной ячейки, эквивалентной одиночному резонансному контуру, при ВЭ-процессах между электродами емкости C_k

Здесь одиночный резонансный контур является источником ВЧ-СВЧ переменных напряжений, образующих между электродами емкости C_k , расположенных на расстоянии d , однородные электрические поля. Полярность этих полей в течение длительности периода времени T меняется дважды. При заданной полярности электрическое поле для электронов, находящихся на одной из электродных поверхностей промежутка, является ускоряющим, а для таких же электронов противоположного электрода это поле является тормозящим и не позволяет им выйти наружу. В течение каждого полупериода времени $T/2$ с одного из электродов происходит начало и окончание эмиссии электронов, которые облучают противоположный электрод и передают приобретенные энергии его внутренним электронам. В течение следующего полупериода времени указанная эмиссия электронов повторяется в обратном направлении между электродами. При этом общие параметры ВЧ-СВЧ-напряжений АС определяются не только собственными значениями активных и реактивных элементов контура, но и их динамическим состоянием.

В этих условиях выражения для напряжений и частоты контура могут быть записаны как [22]

$$U_k(t) = U_{\text{нн}} e^{\frac{\omega_0}{2Q_0} \left[K_y K_{\text{ос}} - \frac{R_{\text{сп}}}{R_{\text{л}}} - \frac{R_{\text{сп}}}{R_{\text{М}}} - 1 \right] t} \sin(\omega t + \varphi); \quad (1)$$

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{4Q_0^2} \left[K_y K_{\text{ос}} - \frac{R_{\text{сп}}}{R_{\text{л}}} - \frac{R_{\text{сп}}}{R_{\text{М}}} - 1 \right]^2}, \quad (2)$$

где $U_{\text{нн}}$, φ – начальные амплитуда и фаза нарастающих напряжений; $\omega_0 = 2\pi/T$ – резонансная

частота контура; $T = 2\pi(L_k C_k)^{1/2}$ – длительность периода времени; C_k, L_k, R_{Π} – емкость диодного промежутка, индуктивность и активное сопротивление; Q_0 – собственная добротность невозмущенного контура; $R_{\text{эп}} = L_k / C_k R_{\Pi}$ – эквивалентное резонансное сопротивление; $S, R_{\text{л}}$ – крутизна и внутреннее сопротивление электронной лампы; $K_y = S R_{\text{эп}}$ – коэффициент усиления напряжений; M – величина взаимной индукции, определяющая параметры положительной обратной связи контура и лампы; $K_{\text{ос}} = M / L_k$ – коэффициент обратной связи; R_M – дополнительное сопротивление, возникающее при многократно повторяющихся процессах эмиссии вторичных электронов во времени, могущих достигать ВЭ (мультипакторных) разрядов между электродами диодного промежутка.

В отсутствие электронного замыкания электродов $0 < R_M < \infty$, что приводит лишь к увеличению активных потерь контура. При достижении электронном замыкании электродов $R_M \rightarrow 0$, а параметры промежутка и резонансного контура резко изменяются [23]. Однако наличие размноженной эмиссии числа вторичных электронов, достигших ВЧ-разряда, указывает на то, что генерация ВЧ-СВЧ-напряжений АС сохраняется.

Из формулы (1) следует, что выражение в квадратных скобках множителя экспоненты может характеризовать как нарастание напряжений в ячейке, так и их спад. При этом параметры выходных напряжений АС полностью зависят от величины сопротивления R_M и характеристик элементов, определяющих динамическую добротность ячейки как $Q = Q_0 / [K_y K_{\text{ос}} - R_{\text{эп}} / R_{\text{л}} - R_{\text{эп}} / R_M - 1]$. Из формулы (2) также очевидно, что для резонаторных структур с высокой собственной добротностью Q_0 изменение частоты генерируемых напряжений незначительно.

2. Энергии электронов, ускоренных в экспоненциально нарастающих электрических полях и напряжениях диодного промежутка автоколебательной ВЧ-СВЧ резонансной ячейки в отсутствие электронного замыкания электродов. Энергии первичных электронов, при взаимодействии с экспоненциально нарастающими синусоидальными электрическими полями одного полуцикла, в каждый момент их пролета между электродами, разнесенных на расстоянии d , определим с помощью уравнения движения [13], записываемого при сохранении знака «+» в показателе экспоненты (1), как

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e E_{\text{нп}} e^{\alpha_{\text{н}} t} \sin(\omega t + \varphi), \quad (3)$$

где x отсчитывается от электрода, эмитирующего электроны, а коэффициент $\alpha_{\text{н}} = \omega / 2Q$ и

$Q = Q_0 / [K_y K_{\text{ос}} - R_{\text{эп}} / R_{\text{л}} - R_{\text{эп}} / R_M - 1]$. при $S K_{\text{ос}} - 1 / R_{\text{л}} - 1 / R_{\text{эп}} > 1 / R_M$; $E_{\text{нп}}$ – напряженность экспоненциально нарастающих во времени однородных электрических полей между электродами промежутка; φ – фаза поля, изменяющаяся в связи с выбором начала отсчета времени для старта эмитируемых электронов [24].

Поскольку движение электронов от электрода с нулевым потенциалом начинается при скоростях, близких к нулю, то конечные энергии каждого из них будут определены тогда, когда будет пройдено расстояние, определяющее разность потенциалов между электродами. Это так же, как и в случае отдельного электрона, стартующего с нулевой начальной скоростью при перемещении из точки с нулевым потенциалом в точку с потенциалом U , неизменном в течение времени их взаимодействия: $W = eU$ [25].

Интегрируя уравнение (4) дважды [26], для длины этого пути получаем

$$x = \frac{e E_{\text{нп}}}{m (\alpha_{\text{н}}^2 + \omega^2)} \times \left\{ e^{\alpha_{\text{н}} t} \sin(\omega t + \varphi - 2\gamma) - \sin(\varphi - 2\gamma) \right\} + \frac{e E_{\text{нп}}}{m \sqrt{\alpha_{\text{н}}^2 + \omega^2}} \sin(\varphi - \gamma) t, \quad (4)$$

где $\gamma = \arctg \omega / \alpha_{\text{н}}$ – угол дополнительного сдвига фаз электрических полей, обусловленный возникновением нежелательных ВЭ-процессов, величина которого для высокодобротных структур близка к 90° ($\gamma \rightarrow 90^\circ$).

Искомое расстояние найдем с учетом граничных условий (при $t = 0$ начальные координаты возбужденных электронов равны $x = 0$; при $t = T/2$ координаты всех вторичных электронов, эмитированных с одного электрода и переместившихся на другой, равны $x = d$). Выражая разность потенциалов через величину напряжения $U_{\text{нп}}$ на другом электроде как $U_{\text{нп}} = E_{\text{нп}} d$ и исходя из известных соотношений для параметров автоколебательной ячейки в конце полупериода времени через динамическую добротность $Q (\alpha_{\text{н}} t = \pi / 2Q; \omega / \alpha_{\text{н}} = 2Q; \gamma = \arctg \omega / \alpha_{\text{н}} = \arctg 2Q)$, получаем

$$d = \frac{e U_{\text{нп}}}{m \omega^2 d} \left\{ \frac{\pi}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{2Q}\right)^2}} \sin(\arctg 2Q - \varphi) + \frac{1 + e^{\frac{\pi}{2Q}}}{1 + \left(\frac{1}{2Q}\right)^2} \sin(2\arctg 2Q - \varphi) \right\}. \quad (5)$$

Обозначив соотношение в фигурных скобках как $G(\varphi, Q)$, получим аналитическое выражение, связывающее основные параметры электронов, переместившихся в течение полупериода нарастающего ВЧ-СВЧ-напряжения с одного электрода на другой:

$$eU_{\text{нн}} \{G(\varphi, Q)\} = m(\omega d)^2. \quad (6)$$

Поскольку длина диодного промежутка является действительной величиной, а потери в колебательном контуре также характеризуются реальным значением $Q > 0$, то обеспечение полученного равенства возможно тогда, когда $G(\varphi, Q) > 0$, т. е. является модулем своей величины.

Следует отметить, что величины $eU_{\text{нн}}$ являются значениями потенциальных энергий ускоренных электронов при текущих фазах φ переменного электрического поля $W_{\text{пот}} = eU_{\text{нн}}$. Так как параметр диодного промежутка ωd имеет размерность скорости, усредненной за полупериод времени $\omega d = \pi \frac{d}{T/2}$, то здесь уместно ввести в рас-

смотрение величину $W_{\text{кин}} = m(\omega d)^2/2$, характеризующую минимальное значение кинетической энергии электронов, пролетающих одно и то же расстояние d .

Вводя также в рассмотрение отношение указанных величин как $\sigma_1 = eU_{\text{нн}} / \frac{m(\omega d)^2}{2}$, получаем зависимость энергий электронов от фаз текущего полупериода времени и динамической добротности ячейки Q

$$\sigma_1 = 2 \left| \{G(\varphi, Q)\}^{-1} \right|. \quad (7)$$

На рис. 3 представлены графические зависимости $\sigma_1(\varphi, Q)$, отображающие приобретенные энергии первичных электронов, передаваемые внутренним электронам другого электрода в течение полупериода фаз $\varphi = 0^\circ \dots 180^\circ$ при фиксированных величинах динамической добротности контура Q .

При $Q \gg 1$ верхнему порогу малых энергий первичных электронов $\sigma_{1\text{вп}} = 0,636$ соответствуют значения фаз $0^\circ, 65^\circ, 180^\circ$. Нижнему порогу $\sigma_{1\text{нп}} = 0,536$ соответствующая фаза равна $\varphi = 32,5^\circ$. Максимальным величинам энергий электронов σ_1 соответствует асимптота при $\varphi = 122,5^\circ$. Эти значения фаз постоянны в каждом полупериоде времени и разграничивают величины малых и больших энергий электронов.

Малое отличие энергий ускоренных электронов в диапазоне $0,536 < \sigma_1 < 0,636$ при $Q \gg 1$ позволяет считать их почти одинаковыми. Независимо от того, до каких значений увеличиваются энергии первичных электронов в течение полупериода времени, в его начальной части

ВЭ эмиссионные свойства облучаемого электрода характеризуются как $\delta(\sigma_1) > 1$, а в оставшейся части полупериода – как $\delta(\sigma_1) < 1$. На графике диапазоны изменения $\delta(\sigma_1)$, аналогично известной экспериментальной зависимости $\delta(W)$, отображены фигурными скобками и цифрами II и I.

Из рис. 3 также следует, что ВЭ эмиссионные свойства электродов с коэффициентом $\delta(\sigma_1) > 1$ определяются диапазоном малых энергий первичных электронов и начальным интервалом фаз полупериода. В области верхнего порога $\sigma_{1\text{вп}}$ интервал фаз первичных электронов почти равных малых энергий составляет $\sim 1/3 T/2$ (65°).

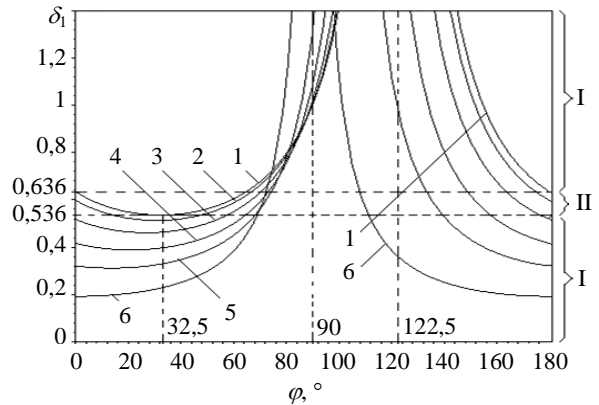


Рис. 3. Зависимости энергий первичных электронов от фаз полупериода нарастающих ВЧ-СВЧ-напряжений АС единичной резонаторной ячейки с фиксированной добротностью Q : 1 – $Q = 157$; 2 – $Q = 10$; 3 – $Q = 3,14$; 4 – $Q = 1,57$; 5 – $Q = 1$; 6 – $Q = 0,6$

Можно полагать, что в этих условиях ВЭ эмиссионные свойства электродов могут быть максимальными в каждом полупериоде времени.

Падение добротности ячейки до $Q \sim 10 \dots 1$ приводит к сужению диапазона порогов энергий ускоренных первичных электронов $\Delta\sigma_1 = \sigma_{1\text{вп}} - \sigma_{1\text{нп}}$, уменьшающегося до нуля. Ниже порога, определяемого значениями $\varphi = 0, \sigma_{1\text{нп}} = \sigma_{1\text{вп}} = 0,2$ при $Q \sim 0,6$ ВЭ эмиссионные свойства электродов обычные.

Зависимости энергий первичных электронов от фаз полупериода имеют минимумы и максимумы, определяя условия развития ВЭ-процессов, описываемых выражением (7). При этом величина динамической добротности ячейки Q является мерой изменения соотношения между их устойчивостью ($d\sigma_1/d\varphi < 0$) и неустойчивостью ($d\sigma_1/d\varphi > 0$ без модуля).

3. Энергии электронов, ускоренных в экспоненциально спадающих электрических полях и напряжениях диодного промежутка автоколебательной ВЧ-СВЧ резонансной ячейки при электронном замыкании электродов. Энергии первичных электронов при их взаимодей-

ствии с экспоненциально спадающими синусоидальными полями диодного промежутка при электронном замыкании электродов идентичны рассмотренному выше случаю. В указанной АС они могут быть рассмотрены как при отключении энергетического источника ($S \rightarrow 0, R_n \rightarrow \infty$), когда автоколебательные напряжения контура спадают от максимальных величин, а коэффициент ВЭ эмиссионных свойств электродов изменяется от $\delta < 1$ до $\delta > 1$ [27]. При этом уравнение движения электронов запишется как

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e E_{\text{сн}} e^{-\alpha_c t} \sin(\omega t + \varphi), \quad (8)$$

где коэффициент спада $\alpha_c = \omega / 2Q$, а ($Q = Q_0 / [1 + R_{\text{сп}} / R_M]$) – динамическая добротность контура с мультипакторными свойствами его элементов. Все другие параметры аналогичны обозначениям, введенным в разд. 1 и 2.

Интегрируя уравнение (8) дважды с учетом упомянутых ранее граничных условий для всех электронов (при $t = 0, x = 0$ и при $t = T/2, x = d$) и вытекающими соотношениями для спадающих амплитуд напряжений $U_{\text{сн}} = E_{\text{сн}} d$ и параметров ячейки, выраженных также через динамическую добротность Q ($\alpha_c t = \pi/2Q; \omega/\alpha_c = 2Q; \gamma = \arctg \omega/\alpha_c = \arctg 2Q$ и при $Q \geq 10 \gamma \rightarrow 90^\circ$), получаем

$$d = \frac{e U_{\text{сн}}}{m \omega^2 d} \left\{ \frac{\pi}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{2Q}\right)^2}} \sin(\arctg 2Q + \varphi) - \frac{1 + e^{-\frac{\pi}{2Q}}}{1 + \left(\frac{1}{2Q}\right)} \sin(2 \arctg 2Q + \varphi) \right\}. \quad (9)$$

Обозначая выражение в фигурных скобках взятой по модулю величиной $\Phi(\varphi, Q)$, для энергий электронов, приобретаемых в каждый момент фаз φ и фиксированных величинах динамической добротности ячейки Q , получаем

$$e U_{\text{сн}} |\Phi(\varphi, Q)| = m(\omega d)^2. \quad (10)$$

Вводя в рассмотрение величину σ_2 как $\sigma_2 = e U_{\text{сн}} / \frac{m(\omega d)^2}{2}$, из выражения (10), как и в нарастающих полях, получаем зависимости энергий электронов от фаз полупериода времени и добротности ячейки Q :

$$\sigma_2 = 2 \left| \Phi(\varphi, Q) \right|^{-1}. \quad (11)$$

На рис. 4 представлены графические зависимости $\sigma_2(\varphi, Q)$ в течение полупериода фаз

$\varphi = 0^\circ \dots 180^\circ$, аналогичные $\sigma_1(\varphi, Q)$. При $Q \geq 10 \dots 157$ в интервале фаз $0 < \varphi < 65^\circ$ величины минимальных энергий электронов, характеризующих ВЭ эмиссионные свойства электродов диодного промежутка как $\delta(\sigma_2) > 1$, находятся в диапазоне нижнего $\sigma_{2\text{нип}} = 0,536$ и верхнего порога $\sigma_{2\text{вп}} = 0,636$. За пределами указанных диапазонов $\delta(\sigma_2) < 1$. Диапазоны изменения $\delta(\sigma_2)$ на графике отображены фигурными скобками и цифрами II и I.

Улучшение добротности ячейки от $Q \sim 1$ до $Q \sim 10 \dots 157$ приводит к смещению фазы поля в сторону фазы $\varphi = 32,5^\circ$ и достижению наибольшего диапазона энергий электронов, минимально отличающихся по величине ($\Delta\sigma_2 = \sigma_{2\text{вп}} - \sigma_{2\text{нип}} = 0,636 - 0,536 = 0,1$). Однако, в отличие от ВЭ-процессов, получающих энергию от энергетического источника, ВЭ эмиссионные процессы при расходовании энергии, запасенной в ячейке, не возникают ниже порога величин энергий первичных электронов $\sigma_{2\text{нип}} = 0,536$ и фазе $\varphi = 32,5^\circ$ ($\Delta\varphi = 0^\circ$).

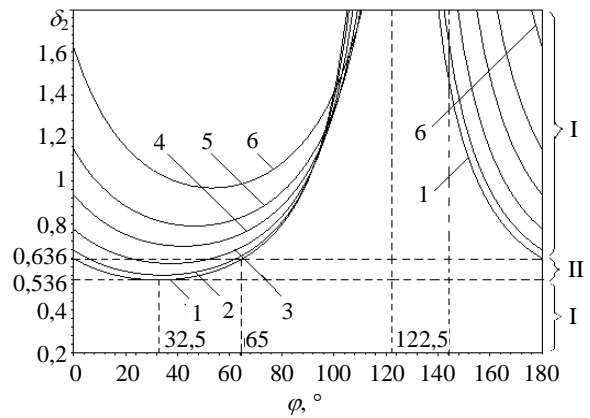


Рис. 4. Зависимости энергий первичных электронов от фаз полупериода спадающих ВЧ-СВЧ-напряжений АС единичной резонансной ячейки с фиксированной добротностью Q : 1 – $Q = 157$; 2 – $Q = 10$; 3 – $Q = 3,14$; 4 – $Q = 1,57$; 5 – $Q = 1$; 6 – $Q = 0,6$

Наличие у кривых рис. 4 минимумов и максимумов величин энергий электронов, описываемых выражением (11), также указывает на устойчивость рассматриваемых процессов в начальной части полупериода времени и их неустойчивость в оставшейся его части.

Выводы. Теоретически показаны зависимости энергий первичных электронов σ_1 и σ_2 , характеризующих коэффициент ВЭ-эмиссии $\delta(\sigma_1)$ и $\delta(\sigma_2)$ каждого из электродов диодного промежутка единичной резонаторной ячейки с динамической добротностью Q в текущих полупериодах ВЧ-СВЧ электрических полей и напряжений.

Доказано, что параметры ВЭ-процессов в ВЧ-СВЧ однородных электрических полях единичной резонаторной ячейки, динамическая добротность которой $Q \geq 10$, автоматически характе-

ризируют ВЭ эмиссионные свойства параллельных электродов как максимальные в начальной части текущих полупериодов времени и как обычные в оставшихся их частях.

Из зависимостей рис. 3 и 4 следует, что при добротности ячейки $Q \gg 1$ в диапазоне нижнего $\sigma_{1\text{нип}} = \sigma_{2\text{нип}} = 0,536$ и верхнего $\sigma_{1\text{вп}} = \sigma_{2\text{вп}} = 0,636$ порогов почти равные малые величины энергий ускоренных электронов в диодном промежутке определяются начальным интервалом фаз от 0 до 65° каждого полупериода времени. Значения фаз $\varphi = 0^\circ - 32,5^\circ - 65^\circ - 122,5^\circ - 180^\circ$ каждого полупериода разграничивают диапазоны устойчивости и неустойчивости ВЭ-процессов во времени.

Энергетический разброс таких электронов составляет 10 % ($\Delta\sigma_1 = \Delta\sigma_2 = 0,636 - 0,536 = 0,1$). При этом ВЭ эмиссионные свойства каждого из облучаемых электродов диодного промежутка характеризуются как $\delta = \delta(\sigma_1) = \delta(\sigma_2) > 1$, и в течение полупериода приложенных нарастающих или спадающих напряжений они более устойчивы, чем это следует из ранее полученных данных [21]. Повторение облучения электрода такими электронами в последующем полупериоде указанного напряжения будет сопровождаться в начальной его части увеличением эмиссии числа вторичных электронов. За пределами указанных диапазонов, энергии первичных электронов непрерывно увеличиваются сверх верхних порогов $\sigma_{1\text{вп}}$ и $\sigma_{2\text{вп}}$ или уменьшаются до нижних порогов $\sigma_{1\text{нип}}$ и $\sigma_{2\text{нип}}$. При этом эмиссия вторичных электронов предварительно облучаемых электродов характеризуется как обычная с $\delta = \delta(\sigma_1) = \delta(\sigma_2) < 1$.

Из проведенного рассмотрения также следует, что условия развития ВЭ-процессов между электродами диодного промежутка автоколебательной резонаторной ячейки зависят от ее динамической добротности. При $Q > 10$ и более указанные условия как при нарастании напряжений, так и при их спаде почти совпадают из полупериода в полупериод времени. При $Q < 10 \dots 1$ эти условия различны.

Полученные результаты для $\delta(\sigma_1)$ и $\delta(\sigma_2)$ подтверждаются экспериментальными данными, полученными в условиях управляемых ВЭ-процессов в многоячейковой однорезонаторной ВЧ-структуре линейного ускорителя ионов [27–28].

В заключение автор выражает искреннюю благодарность доктору физико-математических наук И. И. Магде за ценные замечания и полезные консультации.

1. *Berkeley Proton Linear Accelerator* / L. W. Alvarez, H. Bradner, J. V. Franck et al. // *Rev. Science Inst.* – 1955. – 26, N 2. – P. 111–133.
2. *Дебанчер* инжектора синхрофазотрона ОИЯИ с модулирующей энергии ускоренного пучка / Ю. Д. Безногих,

- Л. П. Зиновьев, Р. Б. Кадыров и др. // *Приборы и техника эксперимента.* – 1978. – № 1. – С. 37–38.
3. *Мультипакторный разряд* в ускоряющей системе линейного ускорителя Московской Мезонной Фабрики / Л. В. Кравчук, В. А. Пунтус, Г. В. Романов и др. // *Тр. XIII Совещания по ускорителям заряженных частиц.* – Дубна, 1993. – 2. – С. 247–252.
4. *Puntus V. A. Multipacting in the Phase Beam Monitor at MMF* / V. A. Puntus, G. V. Romanov // 6th European Particle Accelerator Conf. (EPAC-98): proc. – Stockholm, 1998. – P. 1583–1585.
5. *Линейные ускорители ионов: в 2 т. Т. 2.* / под ред. Б. П. Мурина. – М.: Атомиздат, 1978. – 320 с.
6. *Беляев О. К. Электронная нагрузка* в ускорителе с ВЧ фокусировкой / О. К. Беляев, В. Б. Степанов // *XVI Совещание по ускорителям заряженных частиц.* – Протвино, 1998. – 1. – С. 228–231.
7. *Радиальные электронные потоки* в ускоряющей структуре на *H*-волне / П. А. Демченко, И. К. Ковальчук, В. В. Митроченко и др. // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физ. эксперимента.* – 1986. – Вып. 2(28). – С. 31–33.
8. *Шульман А. Р. Вторично-эмиссионные методы исследования твердого тела* / А. Р. Шульман, С. А. Фридрихов. – М.: Наука, 1977. – 551 с.
9. *Бронштейн Н. М. Вторичная электронная эмиссия* / Н. М. Бронштейн, Б. С. Фрайман. – М.: Наука, 1969. – 407 с.
10. *Добрецов Л. Н. Эмиссионная электроника* / Л. Н. Добрецов, М. В. Гомоюнова. – М.: Наука, 1966. – 407 с.
11. *Мик Дж. Электрический пробой в газах* / Дж. Мик, Дж. Крегс; пер. с англ. под ред. В. С. Комелькова. – М.: Инostr. лит., 1960. – 606 с.
12. *Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда* / С. Браун; пер. с англ. под ред. Д. А. Франк-Каменецкого. – М.: Госатомиздат, 1961. – 323 с.
13. *Hatch A. J. The Secondary Electron Resonance Mechanism of Low-Pressure High-Frequency Gas Breakdown* / A. J. Hatch, H. B. Williams // *J. Appl. Phys.* – 1954. – 25, N 4. – P. 417–423.
14. *Загер Б. А. Резонансный ВЧ разряд и возможности его подавления* / Б. А. Загер, В. Г. Тишин // *Журн. техн. физики.* – 1964. – 34, № 2. – С. 297–306.
15. *Vender D. Simulations of multipactor-assisted breakdown in radio frequency plasmas* / D. Vender, H. B. Smith, R. W. Boswell // *J. Appl. Phys.* – 1996. – 80, N 8. – P. 4292–4298.
16. *Vaughan J. Rodney M. Multipactor* / J. R. M. Vaughan // *IEEE Trans. on electron devices.* – 1988. – 35, N 7. – P. 1172–1180.
17. *Multipactor discharge on metals and dielectrics: Historical review and recent theories* / R. A. Kishek, Y. Y. Lau, L. K. Ang et al. // *Physics of Plasmas.* – 1998. – 5, N 5. – P. 2120–2126.
18. *Андреев В. Г. Способ подавления мультипакторного разряда* / В. Г. Андреев, Д. Г. Зайдин // *Приборы и техника эксперимента.* – 1971. – № 3. – С. 164–165.
19. *Вещерович В. Г. О подавлении вторично-электронного ВЧ разряда в вакуумированном резонаторе накопителя ВЭП-3* / В. Г. Вещерович, В. К. Седляр, В. Д. Шемелин // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Лин. ускорители.* – 1976. – Вып. 1(2). – С. 77–79.
20. *Suppression of multipacting in rectangular couple waveguides* / R. L. Geng, H. Padamsee, S. Belomestnykh et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.* – 2003. – A508. – P. 227–238.
21. *Лобзов Л. Д. К теории электронного мультипакторного разряда в вакуумированной ячейке линейного ускорителя* / Л. Д. Лобзов, А. П. Толстолужский, Н. Г. Шулика // *Вісн. Харків. нац. ун-ту. Сер. фіз. Ядра, частинки, поля.* – 2005. – № 657, вип. 1(26). – С. 36–46.
22. *Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы* / И. С. Гоноровский. – М.: Наука, 1983. – 695 с.
23. *Влияние мультипакторных разрядов на электродинамические параметры линейного ускорителя ионов* / Л. Д. Лобзов, П. А. Демченко, Н. Г. Шулика и др. // *Вісн. Харків.*

- нац. ун-ту. Сер. фіз. Ядра, частинки, поля. – 2003. – № 585, вип. 1(21). – С. 78–84.
24. Ландау Л. Д. Теоретическая физика. Механика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Наука, 1965. – 204 с.
 25. Рустерхольц А. Электронная оптика / А. Рустерхольц; пер. с немец. под ред. П. И. Лукирского. – М.: Иностран. лит., 1952. – 263 с.
 26. Двайт Г. Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы / Г. Б. Двайт. – М.: Наука, 1983. – 88 с.
 27. Lobzov L. D. Control of Multipaction Discharges in High-Quality Structure of Linear Accelerator of Ions / L. D. Lobzov, N. G. Shulika, V. N. Belan // Telecommunications and Radio Engineering. – 2009. – 68, N 15. – P. 1369–1389.
 28. Duration of Multipacting Processes and Discharges in the Linac of Ions / L. D. Lobzov, N. G. Shulika, O. N. Shulika et al. // Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Nuclear Physics Investigations. – 2009. – N 5(63). – P. 154–158.

L. D. Lobzov

PARAMETERS OF SECOND ELECTRON PROCESSES IN UNIFORM ELECTRIC FIELDS OF RF RESONATOR STRUCTURES

It is shown, that energies of the electrons emitted from surfaces of electrodes of the diode gap unit resonator cell, are spotted not only amplitude and a phase of the voltage enclosed at this moment, but also dynamic quality factor of cell Q . At $Q \gg 1$, in an initial part of a half-period of a voltage when the instantaneous values of its amplitudes are small, terminating energies of the accelerated primary electrons transmitted other electrode, also are small. Thus its secondary electron emission properties caused by specified quantities of energies, are characteristic by coefficient of secondary electron emission δ more unities ($\delta > 1$). In the subsequent part of a half-period of a voltage, the instantaneous values of its amplitudes and, accordingly, energies of the accelerated primary electrons, more initial. And secondary electron emission properties of electrodes are characterized by coefficient δ less unities ($\delta < 1$). Change of a quality factor of a contour from $Q \gg 1$ to $Q \sim 10 \dots 1$ leads to essential waist of an interval of phases and a

gamut of small energies of primary electrons in an initial part of a half-period of time. Thus the energies transmitted other electrode, characterized in the whole its secondary electron emission properties as $\delta < 1$.

Key words: diode gap, variable voltages and electrical fields, secondary-electron processes.

Л. Д. Лобзов

ПАРАМЕТРИ ВТОРИННО-ЕЛЕКТРОННИХ ПРОЦЕСІВ В ОДНОРІДНИХ ВЧ-НВЧ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПОЛЯХ РЕЗОНАТОРНИХ СТРУКТУР

Показано, що енергії електронів, емітованих з електродів діодного проміжку автоколивальної ВЧ-НВЧ одниничної резонаторної комірки, визначаються не тільки амплітудою й фазою збудженої в цей момент напруги, але й динамічною добротністю комірки Q . При $Q \gg 1$, у початковій частині півперіоду напруги, коли миттєві значення амплітуд малі, кінцеві енергії прискорених первинних електронів, що падають на протилежний електрод і передають придбану енергію його внутрішнім електронам, також малі. Водночас вторинно-електронні (ВЕ) емісійні властивості цього електрода характеризуються коефіцієнтом ВЕ-емісії δ , як максимальні з $\delta > 1$. У подальшій частині півперіоду напруги значення вказаних амплітуд і, відповідно, енергії прискорених первинних електронів, що передаються внутрішнім електронам опромінюваного електрода, більші за початкові. Його ВЕ емісійні властивості характеризуються коефіцієнтом δ , як звичайні з $\delta < 1$. Зменшення добротності контуру до $Q \sim 10 \dots 1$ призводить до звуження інтервалу фаз і діапазону малих енергій первинних електронів у початковій частині півперіоду напруги. Енергії, які передаються внутрішнім електронам протилежного електрода протягом всього півперіоду часу, характеризують його ВЕ емісійні властивості як звичайні з $\delta < 1$.

Ключові слова: діодний проміжок, змінні напруги й електричні поля, вторинно-електронні процеси.

Рукопись поступила 25.11.10 г.