

ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.385.623.2

И.В. Винокурова, В.К. Федяев**КИНЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТРИСТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ**

В кинематическом приближении, т.е. без учета пространственного заряда, приведены рабочие уравнения, позволяющие рассчитать процесс формирования импульсов конвекционного тока в триод-клистроне (тристроне) от катода до выходного устройства. С использованием гармонического Фурье-анализа получены соотношения для определения формы и длительности импульсов тока и напряжения в выходном нерезонансном устройстве. Показано, что на выходе тристрона могут быть получены импульсы напряжения пикосекундной длительности с частотой следования порядка 1 ГГц.

Ключевые слова: тристрон, импульсные сигналы, наведенный ток, конвекционный ток, сверхширокополосный сигнал.

Введение. Тристроном был назван [1] гибридный прибор СВЧ, состоящий из триодной и клистронной частей. Такой прибор может быть не только усилителем СВЧ сигналов, но и при использовании нерезонансного выходного устройства источником сверхширокополосных импульсных сигналов. Сверхширокополосным считается излучение, генерируемое короткими импульсами напряжения нано- и пикосекундной длительности без заполнения несущей частотой [2], а также сигналы с шириной спектра $f_v - f_n > 500$ МГц [3]. Здесь f_v и f_n – верхняя и нижняя границы полосы частот.

Разнообразно применение импульсных сигналов. Они используются для генерирования мощных рентгеновских импульсов, для питания мощных газовых лазеров, мощных СВЧ генераторов, а также могут быть источниками импульсного напряжения для питания приборов КВЧ и терагерцового диапазона. В последнее время проводятся многочисленные исследования по прямому излучению электромагнитных импульсов без СВЧ заполнения. Перспективно применение такого излучения в сверхширокополосной радиолокации [4].

Вместе с тем для уровней средней и большой мощности известные методы формирования не позволяют получить сверхвысокую частоту следования импульсов [2]. Тристронный

генератор импульсов при использовании нерезонансной выходной системы позволяет довести частоту следования импульсов до 1 ГГц.

Целью работы является создание кинематической, т.е. без учета пространственного заряда, теории процессов формирования импульсов в тристроне от катода до выходного тракта.

Принцип действия генератора. Основные процессы формирования импульсов. Тристронный механизм управления конвекционным током электронного потока основан на комбинированном способе формирования субнано-секундных импульсов конвекционного тока в тристроне [5]. Способ заключается в сочетании электростатического и динамического методов управления конвекционным током электронного потока.

Схематическое изображение устройства приведено на рисунке 1, вакуумная оболочка не показана. Триодная часть включает катод 3, сетку 4 и анод (передняя стена второго резонатора 5). К промежутку сетка-катод подключен входной катодно-сеточный резонатор 2 с разделительным конденсатором 1. В клистронную часть входят второй резонатор 5, элемент перестройки частоты 6, пролётная труба 7, выходное нерезонансное устройство 8 с зазором взаимодействия и приёмник отработавшего электронного потока – коллектор 9. На рисун-

ке 1 все зазоры взаимодействия показаны как сеточные. На уровнях средней и большой мощности зазоры промежуточного резонатора и выходного устройства должны быть бессеточными. На сетку триодной части относительно катода подаётся отрицательное напряжение смещения $U_{см}$, на клистронный блок и коллектор – положительное ускоряющее напряжение U_a .

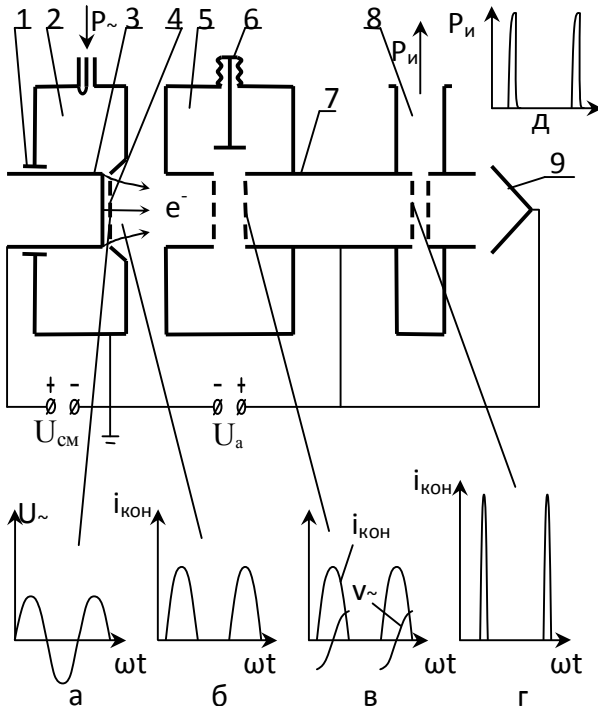


Рисунок 1 - Схематическое изображение триод-клистрона и процесс преобразования входного сигнала (а-д)

За счёт мощности входного СВЧ сигнала $P_{в}$, поступающей в катодно-сеточный резонатор, между сеткой и катодом наряду с напряжением смещения $U_{см}$ действует переменное напряжение $U_{в} = U_m \cdot \sin \omega t$ (а). За счёт этих напряжений в режиме с отсечкой катодного тока формируется исходный импульс конвекционного тока $i_{кон}$ длительностью в половину или менее половины периода входного сигнала (б). Импульс поступает в клистронную часть и возбуждает промежуточный резонатор, который элементом перестройки 6 настроен на частоту несколько выше частоты входного сигнала ω . В зазоре резонатора электроны получают скоростную модуляцию $v_{в}$, почти симметричную относительно середины сгустка (в): впереди летящие электроны замедляются, задние ускоряются. В пролётной трубе 7 за счет скоростной модуляции и последующего группирования электронов происходит уплотнение и укорочение исходного сгустка в 5-10 раз. В конце трубы формируется импульс конвекционного тока (г) в 10-20 раз короче периода входного сигнала с

высоким содержанием гармоник. Возможно получение более коротких импульсов за счет уменьшения угла отсечки катодного тока в триодной части. В выходном нерезонансном устройстве 8 импульсы конвекционного тока преобразуются в импульсы наведённого тока и импульсную мощность $P_{и}$ (д) с широким спектром гармоник электромагнитного излучения. Особенностью работы прибора является то, что выходной сигнал импульсный, а режим источника входного СВЧ сигнала непрерывный и ускоряющее напряжение и напряжение смещения на сетке постоянные.

Для уменьшения ускоряющего напряжения могут быть использованы хорошо отработанные многолучевые конструкции. Так на частоте входного сигнала 1 ГГц в коаксиальной линии с волновым сопротивлением 50 Ом импульсы электромагнитного излучения с частотным спектром 1-10 ГГц и средней мощностью 1 кВт могут быть получены в однолучевой конструкции с ускоряющим напряжением 20 кВ и микропервеансом луча $0,5 \text{ мкА/В}^{3/2}$ или в 6-лучевой конструкции с тем же микропервеансом $0,5 \text{ мкА/В}^{3/2}$ для одного луча и ускоряющим напряжением 6 кВ.

Формирование исходных импульсов в триодной части тристрона. Для формирования периодической последовательности импульсов катодного тока триодная часть тристрона работает в режиме второго рода, то есть с отсечкой катодного тока. Режим второго рода характеризуется углом отсечки катодного тока $\theta_{отс}$. В зависимости от угла отсечки можно выделить три класса: АВ – ($\pi/2 < \theta_{отс} < \pi$), В – ($\theta_{отс} = \pi/2$) и С – ($\theta_{отс} < \pi/2$, рисунок 2).

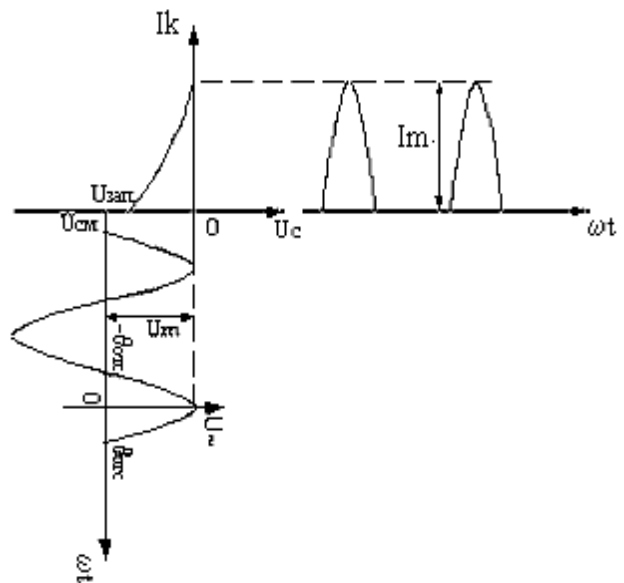


Рисунок 2 - Формирование импульсов катодного тока

Из рисунка 2 следует, что угол отсечки $\theta_{отс}$ зависит от соотношения напряжения смещения $U_{см}$, запирающего напряжения $U_{зап}$ и амплитуды управляющего напряжения U_m . Эта зависимость имеет вид [6]:

$$\theta_{отс} = \arccos \frac{U_{зап} - U_{см}}{U_m}.$$

Обычно при расчете триодных и тетродных генераторов и усилителей СВЧ [7,8], а также клистронов и тристронов [9] считают, что крутизна анодно-сеточной характеристики постоянна, что соответствует ее линейной аппроксимации. Тогда выражение для импульсов тока, формируемых триодной частью, будет иметь следующий вид:

$$i(\omega t) = I_m \frac{\cos \omega t - \cos \theta_{отс}}{1 - \cos \theta_{отс}}. \quad (1)$$

Без учета пролетных явлений в промежутке сетка-катод амплитуда импульсов I_m рассчитывается по закону «степени 3/2» для триодной системы [6].

Догруппировка импульсов конвекционного тока в клистронной части тристроны. Импульсы катодного тока, сформированные в триодной части, поступают в клистронную секцию тристроны. Рассмотрим процессы скоростной модуляции в зазоре резонатора и дальнейшего уплотнения импульсов в пролетной трубе клистронной части. Воспользуемся кинематической теорией группирования электронов в пролетном клистроне [6]. Обозначив фазу прохождения электроном середины зазора резонатора клистронной части через Φ_1 , а фазу прибытия в плоскость с координатой z через Φ , при условии малости амплитуды переменной составляющей скорости электронов v получим выражение:

$$\Phi - Z = \Phi_1 - X \sin \Phi_1. \quad (2)$$

Здесь $Z = \omega z / v_0$ - угол пролета в пространстве группирования, $X = Zv$ - параметр группирования, $v = \frac{v}{v_0} m$ - коэффициент скоростной модуляции, ω - круговая частота, v_0 и v_m - постоянная составляющая и амплитуда переменной составляющей скорости на выходе из зазора второго резонатора.

Используя закон сохранения заряда $dq_1 = dq_2$, найдем выражение для конвекционного тока в пространстве группирования при фиксированном X

$$i(\Phi) = i(\Phi_1) \frac{d\Phi_1}{d\Phi}. \quad (3)$$

Производная $\frac{d\Phi_1}{d\Phi}$ может быть найдена из приведенного выше уравнения (2). Подставив найденную производную в уравнение (3), получим:

$$i(\Phi) = \frac{i(\Phi_1)}{1 - X \cos \Phi_1}. \quad (4)$$

При условии, что импульс катодного тока (уравнение (1)) без искажений доходит до модулирующего зазора резонатора клистронной части, т.е. $i(\omega t) = i(\Phi_1)$, импульс конвекционного тока на входе в пролетную трубу будет определяться соотношением:

$$i(\Phi_1) = I_m \frac{\cos \Phi_1 - \cos \theta_{отс}}{1 - \cos \theta_{отс}}. \quad (5)$$

По соотношению (2) могут быть построены графики движения электронов в пространстве группирования. С использованием уравнений (2), (4) и (5) могут быть построены импульсы тока при разных X . Графики движения электронов в неподвижной системе координат $\Phi-Z$ при $\theta_{отс} = \pi/2$ и $v = 0,2$ и форма импульсов конвекционного тока при фиксированных значениях X приведены на рисунке 3.

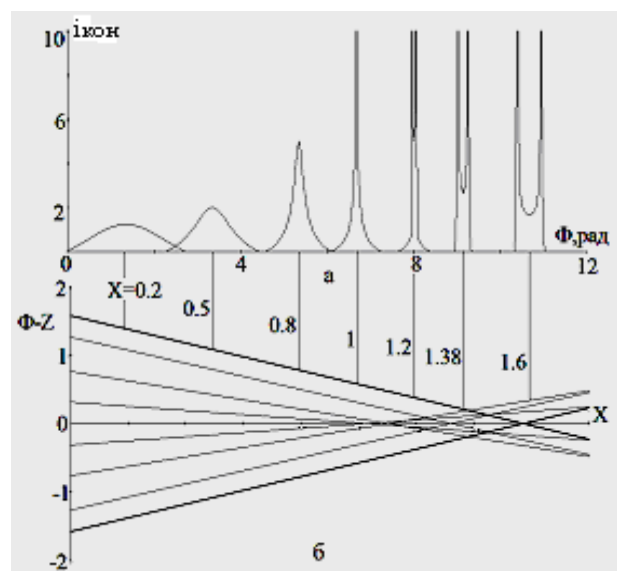


Рисунок 3 - Импульсы конвекционного тока(а), графики движения электронов (б)

Из рисунка видно, что при увеличении параметра группирования от 0 до 1 происходит уплотнение исходного импульса тока и изменение его формы: фронты импульса изменяются от выпуклого вида к вогнутому. При $X=1$ начинается режим перегона, то есть взаимного

пересечения траекторий. Первый перегон происходит в центре сгустка и импульс приобретает остроконечную форму. При дальнейшем увеличении X область перегона в сгустке расширяется и граница этой области сдвигается к краям сгустка, импульс тока приобретает двугорбую форму.

Форма полученных импульсов напоминает среднюю часть импульсов, образующихся за счет синусоидальной скоростной модуляции однородного потока с током I_0 [6]. Различие состоит как в конкретных значениях тока $i(\omega t)$ из-за отличия функции (5) от I_0 , так и в том, что в случае первоначально однородного потока ток между импульсами не спадает до 0.

Минимальная длительность импульса тока на нулевом уровне получается, когда режим перегона доходит до краев сгустка, то есть до траекторий с $\Phi_1 = \theta_{отс}$. Для определения параметра группирования, соответствующего наиболее короткому импульсу, и определения его длительности запишем уравнение (2) для граничной траектории с $\Phi_1 = \theta_{отс}$ и для неизвестной траектории с начальной фазой Φ :

$$\begin{cases} \Phi - Z = \Phi_1 - X \sin(\Phi_1), \\ \Phi - Z = -\theta_{отс} + X \sin(\theta_{отс}). \end{cases} \quad (6)$$

Из системы (6) получим

$$X = \frac{\theta_{отс} + \Phi_1}{\sin(\theta_{отс}) + \sin(\Phi_1)}. \quad (7)$$

Задача определения траектории с начальной фазой Φ_1 , которая дает первое пересечение с траекторией $\Phi_1 = \theta_{отс}$, сводится к нахождению минимума функции (7). Применение к уравнению (7) стандартной процедуры поиска экстремума дает для Φ_1 трансцендентное соотношение

$$1 + \sin \Phi_1 - (\Phi_1 + \theta_{отс}) \cos \Phi_1 = 0.$$

Решение уравнения (7) в среде MathCAD дает следующие результаты при $\theta_{отс} = \pi/2$: $X^{\min} = 1.38$, для $\Phi_1 = 0.76$ и, соответственно, минимальная длительность импульса $\omega \tau_{\min}$ будет $2(\Phi - Z)_{\min} = 0.38$ рад. Тогда при частоте входного сигнала 1 ГГц минимальная длительность импульса конвекционного тока составит 60,7 пс.

Наведенный ток в выходном устройстве.

При движении электронных сгустков в выходном зазоре во внешней цепи возникает наведенный ток. Величина наведенного тока определяется с помощью уравнения Шокли – Рамо [6]:

$$i_{нав} = q(\bar{E}_1 \cdot \bar{v}),$$

где \bar{v} - вектор скорости, который определяется реально существующими в рассматриваемом пространстве полями и в общем случае не зависит от \bar{E}_1, \bar{E}_1 - единичный вектор напряженности электрического поля от потенциала в 1В на электроде, в цепи которого определяется наведенный ток.

При наличии модулированного электронного потока уравнение Шокли-Рамо примет вид:

$$i_{нав} = \frac{1}{d} \int_0^d i_{кон} dz. \quad (8)$$

Расчет наведенного тока будем проводить путем разложения импульса конвекционного тока в ряд Фурье и использования для каждой гармоники тока соответствующего ей коэффициента взаимодействия с полем зазора. Ряд Фурье для четной функции (4) будет иметь следующий вид:

$$i(t) = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} I_n \cos \Phi,$$

где n -номер гармоники, а уравнение для амплитуд гармоник с учетом соотношения (4) имеет вид:

$$I_n = \frac{4}{T} \int_0^{T/2} i(\Phi_1) \cos\left(\frac{2\pi n \Phi}{T}\right) d\Phi. \quad (9)$$

Подставив в уравнение (9) уравнения (2) и (5), получим:

$$\frac{I_n}{I_0} = \frac{\pi}{\sin \theta_{отс}} \int_0^{\theta_{отс}} \frac{\cos \Phi_1 - \cos \theta_{отс}}{1 - \cos \theta_{отс}} \cdot \cos(n \cdot (\Phi_1 - X \sin \Phi_1)) d\Phi_1, \quad (10)$$

где $I_0 = I_m \frac{\sin \theta_{отс}}{\pi}$ - постоянная составляющая импульсов конвекционного тока.

Ток, наводимый во внешней цепи всеми гармониками конвекционного тока, с использованием коэффициента взаимодействия M_n будет иметь вид:

$$\frac{i_{нав}}{I_0} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{I_n}{I_0} \cdot M_n \cos n\theta, \quad (11)$$

где $\theta = \omega t$ - нормированное текущее время,

$M_n = \frac{\sin n \gamma d / 2}{n \gamma d / 2}$ — коэффициент взаимодействия

для n -й гармоники, зависящий от угла пролета

электронов γd в выходном зазоре.

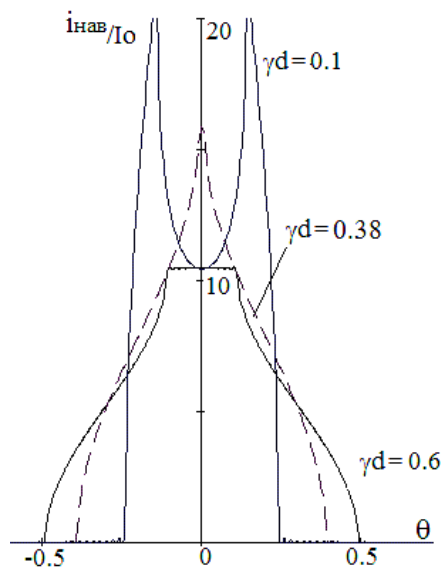


Рисунок 4 - Наведенный ток в выходной цепи от импульса конвекционного тока длительностью 0.38 при трех значениях ширины зазора

На рисунке 4 для двугорбого импульса конвекционного тока, имеющего наименьшую длительность при $X=1.38$ (рисунок 3,а), приведены импульсы наведенного тока, рассчитанные с использованием соотношений (10), (11) для трех значений ширины выходного зазора $\gamma d=0.1, 0.38, 0.6$ рад. Как следует из рисунка 5, длительность и форма импульсов наведенного тока существенно зависят от ширины зазора. Если ширина зазора меньше длительности импульса конвекционного тока ($\gamma d=0.1$ рад), то форма импульса наведенного тока стремится к форме импульса конвекционного тока. Если ширина зазора равна длительности импульса ($\gamma d=0.38$ рад), то форма импульса наведенного тока имеет остроконечную форму и состоит из двух фронтов. При дальнейшем увеличении ширины зазора ($\gamma d=0.6$ рад) в импульсе наведенного тока появляется пологий участок.

В общем случае длительность переднего фронта определяется временем вхождения импульса в зазор, а длительность заднего фронта определяется временем выхода импульса из зазора, длительность пологой части импульса определяется разностью между приведенной шириной зазора и длительностью импульса, входящего в зазор. Таким образом, длительность импульса наведенного тока равна сумме длительности импульса конвекционного тока и ширины зазора в рад. Так на частоте входного сигнала 1ГГц и длительности импульса конвекционного тока 60.7пс при ширине зазора $\gamma d=0.38$ рад длительность импульса наведенного тока составит 120пс.

Импульсы напряжения в выходном устройстве. Эквивалентная схема выходного нерезонансного устройства приведена на рисунке 5. Здесь C - эквивалентная емкость выходного зазора, R - эквивалентное активное сопротивление выходного устройства. При использовании в качестве выходного устройства торца коаксиальной линии R - это волновое сопротивление линии.

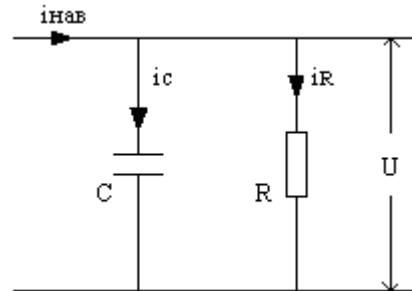


Рисунок 5 - Эквивалентная схема выходного нерезонансного устройства

По первому закону Кирхгофа имеем:

$$i_{наб} = i_R + i_C, \tag{12}$$

где $i_R = \frac{U}{R}, i_C = C \frac{dU}{dt}$.

Подставим значения токов в уравнение (12) и разделим обе части на ω . Тогда уравнение (12) преобразуется в неоднородное дифференциальное уравнение первого порядка:

$$\frac{dU}{d\theta} + \frac{U}{K} = \frac{i_{наб}}{K} R, \tag{13}$$

где $\theta = \omega t$ - нормированное время, $K = \omega RC$ - нормированная постоянная времени RC цепи.

Решение уравнения (13) имеет вид:

$$U = \frac{e^{-\frac{\theta}{K}}}{\omega C} \int i_{наб} e^{\frac{\theta}{K}} d\theta.$$

Тогда с учетом уравнения (10) выражение для напряжения примет вид:

$$\frac{U}{U_0} = 1 + \frac{1}{K} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\frac{I_n}{I_0} M_n}{\frac{1}{K^2} + n^2} (n \cdot \sin n(\theta + \varphi) + \frac{1}{K} \cos n(\theta + \varphi)) + \frac{A_1}{K} e^{-\frac{\theta}{K}}. \tag{14}$$

Так как в первый момент времени наведенный ток равен нулю, то и напряжение равно нулю, следовательно, имеем начальное условие $U(0)=0$. Тогда для постоянной A_1 получим:

$$A_1 = -1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\frac{I_n}{I_0} M_n}{\frac{1}{K^2} + n^2} \left(n \cdot \sin n\varphi + \frac{1}{K} \cos n\varphi \right).$$

Подставив выражение для A_1 в (14), получим выражение, определяющее зависимость текущего напряжения на зазоре от нормированного времени θ :

$$\frac{U}{U_0} = 1 - e^{-\frac{\theta}{K}} + \frac{1}{K} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\frac{I_n}{I_0} M}{\frac{1}{K^2} + n^2} \left(n \cdot \sin n(\theta + \varphi) + \frac{1}{K} \cos n(\theta + \varphi) - \left(n \cdot \sin n\varphi + \frac{1}{K} \cos n\varphi \right) e^{-\frac{\theta}{K}} \right). \quad (15)$$

На рисунке 6 приведены импульсы выходного напряжения, рассчитанные с использованием уравнения (15) для случая $\gamma d = 0.38$ при различных значениях постоянной времени K .

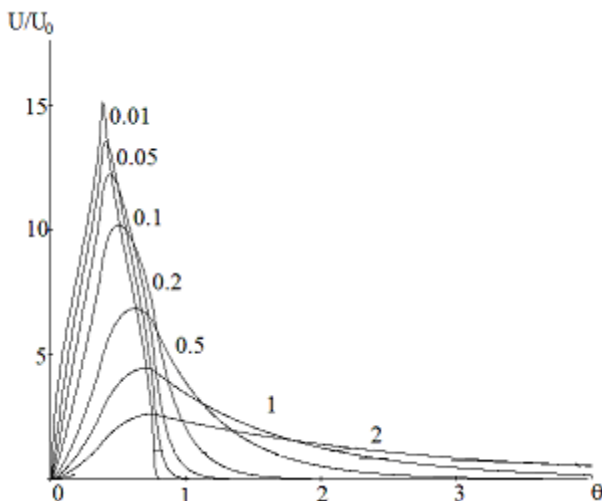


Рисунок 6 - Импульсы выходного напряжения

Из рисунка 6 следует, что в общем случае форма и длительность импульса напряжения в выходном устройстве отличаются от формы и длительности импульса наведенного тока. Переходные процессы заряда и разряда емкости C приводят к удлинению переднего и заднего фронтов импульса напряжения по сравнению с импульсом тока. Эти отличия возрастают с увеличением нормированной постоянной времени K . Наиболее значительно изменение K влияет на длительность заднего фронта и положение максимума импульса напряжения. При значениях $K < 0.1$ форма и длительности импульсов выходного напряжения и наведенного тока практически совпадают. Длительность импульсов напряжения при $K=0.05$ составит 1 рад или на частоте 1 ГГц – 200 пс.

Заключение. Разработана аналитическая математическая модель процессов формирования импульсов пикосекундной длительности со сверхвысокой частотой следования в гибридном приборе типа триод-клистрон с нерезонансной выходной системой. Модель основана на допущении одномерного движения и отсутствии пространственного заряда. Приведены соотношения для расчета формы исходных импульсов тока, формируемых в триодной части в режиме с отсечкой катодного тока. Получены соотношения для расчета изменения формы и длительности импульсов конвекционного тока в пространстве группирования клистронной части. Выведено условие получения импульсов конвекционного тока наименьшей длительности. Для выходного устройства с использованием Фурье-анализа определены импульсы наведенного тока и выходного напряжения с учетом переходных процессов в RC цепочке выходного устройства. Тристрон может быть генератором импульсов пикосекундной длительности с частотой следования порядка 1 ГГц и импульсной мощностью, сопоставимой с мощностью усилительных клистронов и клистронов. Разработанная методика и соотношения аналитической теории могут быть использованы для более детального исследования процессов в тристронном генераторе импульсов и оптимизации параметров.

Дальнейшее развитие теории будет направлено на учет пространственного заряда и эффектов, связанных с радиальной неоднородностью полей в бессеточных зазорах.

Библиографический список

1. Сушков А.Д., Федяев В.К. Экспериментальное исследование гармоник тока в триод-клистроне (тристроне) // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. 1969. - Т.12, №1. - С.69-71.
2. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника - М.: Наука, 2004. - 704с.
3. Иммереев И.Я. Сверхширокополосные радары: особенности и возможности // Радиотехника и электроника. 2009. - Т. 54, №1. - С. 5-31.
4. Фёдоров И.Б., Слукин Г.П. Перспективные направления развития современной радиолокации // Наука, образование и общество в XXI веке: Материалы международной научно-технической конференции. С.-Петербург. ЛЭТИ, 2006. - С. 66-69.
5. Сушков А.Д., Федяев В.К. Расчёт пакетирования электронов в триод-клистроне // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника.-1976.Т.10, №11. - С. 1033-1043.
6. Сушков А.Д. Вакуумная электроника: физико-технические основы – СПб.: Лань, 2004. - 462с.
7. Агафонов Б.С. Расчет экспериментальных режимов УКВ и ДЦВ генераторных ламп – М.: Энергия, 1966. – 224с.

8. Терентьев С.Н., Картовых В.Ф. Триодные передатчики дециметровых волн – Киев: ГИТЛ, 1962 – 346 с.

9. Кармазин В.Ю., Мирошниченко А.Ю., Пчелинцев Г.А., Царев В.А. Определение предельных

энергетических параметров многолучевых клистронов с двуазорными резонаторами // Материалы международной научно-технической конференции “Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП-2004” — 2004. — С. 138-147.

УДК 621.384.8

В.М. Геннадьев, А.С. Иваников, Н.П. Овсянников, Н.Н. Чадаев
ИССЛЕДОВАНИЕ АНОМАЛЬНОЙ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ НИТЕВИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ ЗОЛОТА

Проведено комплексное исследование аномальной автоэлектронной эмиссии нитевидных кристаллов золота в импульсных электрических полях наносекундной длительности. Предложена методика оценки температуры неравновесно-возбуждённых электронов в монокристаллах золота. Расчётные оценки температуры электронов проводились при использовании функции распределения электронов в металле по энергии Ферми – Дирака, уравнений термоэлектронной и термоавтоэлектронной эмиссий. Показано, что температура неравновесно-возбуждённых электронов может достигать 5000 – 11000 К. При этом на спаде импульса напряжения аномальная автоэлектронная эмиссия может быть связана с эмиссией горячих электронов как с торцов, так и с боковой поверхности металлических нитевидных кристаллов.

Ключевые слова: автоэлектронная эмиссия, горячие электроны, температура электронного газа, нитевидные кристаллы.

Введение. В последние годы в связи с перспективой возвращения к вакуумным приборам электроники ведутся интенсивные работы по исследованию холодной эмиссии с нано- и микрокристаллических структур – нитевидных кристаллов металлов [1], углеродных волокон различного типа [2, 7], микро- и наногرافита [5], нанотрубок [6], аморфного и наноалмаза [3, 4]. Основной механизм холодной эмиссии этих структур – автоэлектронная эмиссия (АЭ) и эмиссия горячих электронов (ЭГЭ). Поэтому исследования в области эмиссионной электроники продолжают находиться в центре внимания научной общественности.

При исследовании автоэлектронной эмиссии нитевидных кристаллов (НК) золота в импульсных электрических полях наносекундной длительности обнаружены аномально высокие токи на заднем фронте импульсов напряжения, при котором автоэлектронная эмиссия мала или просто невозможна [1]. Одно из возможных объяснений природы аномальных токов АЭ эмиссии может служить появление неравновесно-возбуждённых электронов в объеме нитевидных кристаллов за время прохождения амплитудного значения тока АЭ эмиссии. Неравновесно-возбуждённые электроны могут появ-

иться в объеме нитевидного кристалла вследствие ускорения электронов проводимости, а также возбуждения связанных электронов кристаллической решетки НК. Неравновесно-возбуждённые электроны принято называть «горячими» электронами, а процесс их выхода из металла – эмиссией горячих электронов (ЭГЭ). Этот вид эмиссии наблюдается при протекании электрического тока в тонких пленках полупроводников и диэлектриков при электрических полях напряженностью больше 10^3 В/см и к настоящему времени хорошо изучен. Сведения о наблюдении ЭГЭ в металлах отсутствуют. Поэтому исследования этого явления представляют интерес как с практической, так и с научной точки зрения.

Целью настоящей работы является оценка возможности «разогрева» электронного газа в объеме нитевидных кристаллов золота. Предложена методика оценки температуры неравновесно-возбуждённых электронов в монокристаллах золота при численной обработке осциллограмм импульсов напряжения и тока АЭ эмиссии. Расчётные оценки температуры электронов проводились при использовании функции распределения электронов в металле по энергии Ферми – Дирака, уравнений термоэлектронной и

термоавтоэлектронной эмиссий.

Методика эксперимента. С учетом специфических особенностей регистрации наносекундных импульсов для проведения эксперимента по исследованию эмиссионных характеристик золотых нитевидных кристаллов была разработана экспериментальная установка. Все элементы установки согласованы по волновому сопротивлению 50 Ом. В установке для импульсных испытаний использовался вакуумный ультракороткоимпульсный генератор, конструкция которого представлена на рисунке 1. Генератор состоит из формирующей коаксиальной линии 1 и передающей линии 2, которая выполняет роль согласованной нагрузки. Центральные проводники формирующей 3 и передающей 4 линий выполнены в виде трубок различного диаметра и через диэлектрическую прокладку 5 вставлены соосно друг в друга. Величина перекрытия центральных проводников выбрана таким образом, чтобы их емкость была равна или несколько меньше емкости формирующей линии.

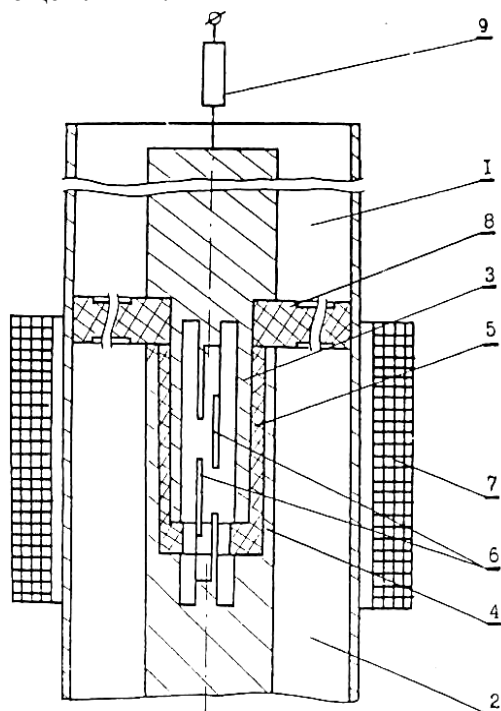


Рисунок 1- Генератор наносекундных импульсов:

- 1 – формирующая линия;
- 2 – передающая линия;
- 3, 4 – центральные проводники формирующей и передающей линий;
- 5 – диэлектрическая прокладка;
- 6 – электроды вакуумного высоковольтного магнитоуправляемого контакта;
- 7 – электромагнит;
- 8 – диэлектрическая шайба;
- 9 – зарядный резистор

Внутри центральных проводников смонти-

рованы электроды 6 вакуумного высоковольтного магнитоуправляемого контакта, замыкаемого внешним электромагнитом 7. В генераторе использовался магнитоуправляемый контакт с тремя магнитными зазорами. Это позволило значительно увеличить пробивное напряжение коммутатора за счет увеличения электрического зазора и свести к минимуму отскакивание электродов при замыкании подбором оптимальных величин магнитных зазоров. Коммутатор удовлетворительно работал при давлении остаточных газов ниже 10^{-4} мм.рт.ст. Диэлектрическая шайба 8 компенсировала изменение волнового сопротивления при изменении диаметра центрального проводника. Заряд формирующей линии осуществлялся через резистор 9. Генератор формировал импульсы напряжения длительностью 0,5 – 2,0 нс и амплитудой до 2,5 кВ.

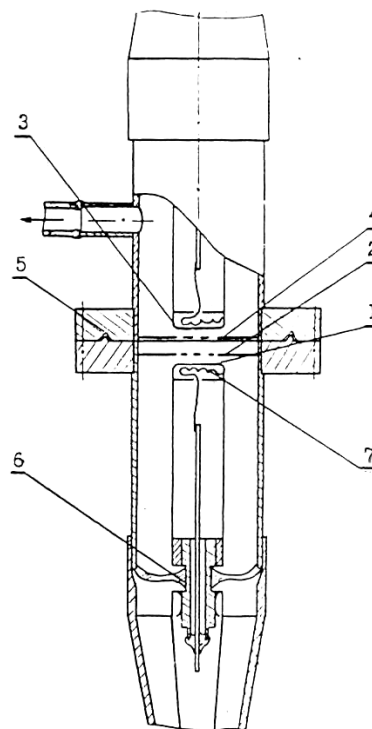


Рисунок 2 - Конструкция экспериментального макета:

- 1 – катод с многоострийной системой нитевидных кристаллов золота;
- 2 – управляющая сетка;
- 3 – анод с подогревателем;
- 4 – антидинаatronная сетка;
- 5 – фланец;
- 6 – высокочастотный ввод;
- 7 – подогреватель катода

Для обеспечения необходимой полосы пропускания экспериментальный макет (рисунок 2) выполнялся в виде составной части согласованной коаксиальной линии. В макете применялся катод на основе системы нитевид-

ных кристаллов золота, сформированных из паровой фазы в вакууме. Макет имеет четыре электрода: катод, две сетки, анод. Первая сетка – управляющая 2, располагалась на расстоянии 0,5 мм от катода; вторая – антидинаatronная сетка 4 располагалась на расстоянии 1,5 мм от анода. Анод был выполнен из молибденового колпачка. Расстояние катод – анод равнялось 7 мм. Прозрачность сеток выбиралась из условия минимального искажения регистрируемого сигнала тока на анод емкостной наводкой. Коэффициент прохождения эмитируемого тока на анод в зависимости от прозрачности установленных сеток и рельефа самого эмиттера был порядка 1/10 – 1/20. Конструкция высокочастотных вводов 6 выбиралась таким образом, чтобы можно было подогревать катод и анод для очистки и обезгаживания излучением от подогревателей 7.

Эмиссионная способность автоэлектронных катодов на основе нитевидных кристаллов золота исследовалась в статическом и импульсном режимах. Исследования в импульсном режиме проводились на установке и макете, представленных на рисунках 1 и 2. Ток регистрировался в цепи анода, имеющего потенциал +50 В относительно антидинаatronной сетки, что обеспечивало запираение тока вторичной эмиссии и не вызывало искажения формы импульса тока.

Катод представлял собой многоострийную систему нитевидных кристаллов золота, сформированных из паровой фазы в вакууме. Фотография микрорельефа участка поверхности, полученная в электронном микроскопе, представлена на рисунке 3. Длина эмитирующих ток нитевидных кристаллов составляла 10 – 15 мкм, а диаметр – сотни ангстрем.

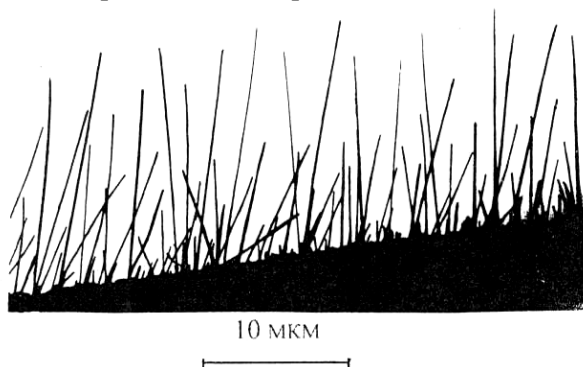


Рисунок 3 - Микрорельеф участка поверхности катода

По результатам измерений тока и напряжения в импульсном и статическом режимах строилась вольт-амперная характеристика в координатах Фаулера-Нордгейма:

$$\ln i / U^2 = a / U + b.$$

При построении импульсного участка вольт-амперной характеристики использовались амплитудные значения тока и напряжения. Вольт-амперная характеристика позволила вычислить коэффициенты a и b , соответствующие закону Фаулера – Нордгейма, для автоэлектронной эмиссии.

Расчетная оценка температуры «горячих» электронов. В качестве отправных предпосылок при расчетах температуры электронного газа полагали, во-первых, что при амплитудном значении импульса напряжения все электроны с энергией Ферми туннелируют через потенциальный барьер. Электроны с более высокими энергиями либо туннелируют, либо беспрепятственно проходят над барьером. Во-вторых, при росте тока на переднем фронте импульса напряжения процесс «разогрева» электронов в металле незначителен из-за его инерционности. Поэтому можно предположить, что на переднем фронте импульса ток определяется только автоэлектронной эмиссией.

По значениям автоэлектронного тока и соответствующим им значениям напряжения на переднем фронте импульсов тока и напряжения была построена вольт-амперная характеристика, охватывающая пять порядков тока. По этой характеристике и значениям напряжения на заднем фронте импульса напряжения вычислялись соответствующие им величины тока. Таким образом был построен «гипотетический» импульс автоэлектронного тока. «Гипотетический» импульс совмещался с экспериментальными осциллограммами (рисунок 4).

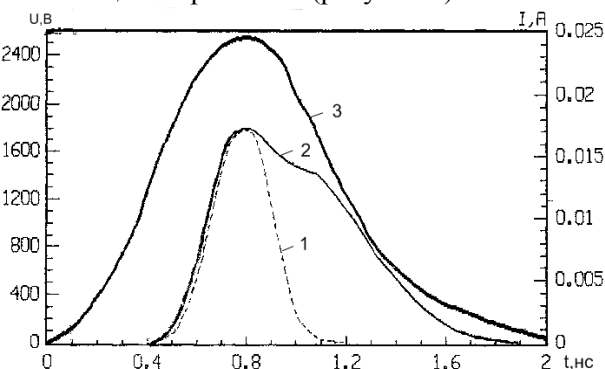


Рисунок 4 - Осциллограммы импульсов управляющего напряжения (3), анодного тока (2) и форма рассчитанного «гипотетического» импульса тока (1)

Как видно из рисунка, расчетный автоэлектронный ток существенно отличается от экспериментально измеренного тока.

Оценка температуры электронного газа возможна при численной обработке осциллограмм импульсов напряжения 3, реального

тока 2 и импульса расчетного тока АЭ эмиссии 1. Оценка температуры проводилась на основе анализа: функции распределения электронного газа по энергии Ферми – Дирака, уравнения термоэлектронной эмиссии Ричардсона – Дэшмана, уравнения термоавтоэлектронной эмиссии.

Для реализации предложенных методик на временном интервале заднего фронта импульсов напряжения и токов (в диапазоне времени от 0,8 до 1,7 наносекунды) были выделены временные отрезки, на которых отмечены контрольные точки 0÷7 (рисунок 5).

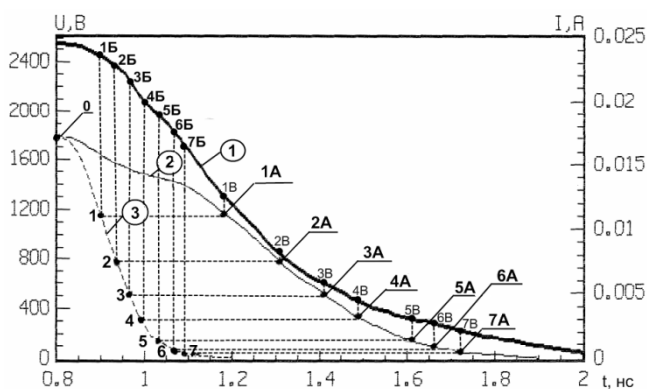


Рисунок 5 - Формы импульсов управляющего напряжения (1), анодного тока (2) и расчетного автоэлектронного тока (3); 0÷7 – контрольные точки

1. Оценка температуры электронного газа с помощью распределения Ферми – Дирака.

Для оценки температуры электронного газа по этой методике контрольные точки 1÷7А на осциллограмме тока выбирались таким образом, чтобы автоэлектронная эмиссия была бы пренебрежимо мала. Этому условию удовлетворяет временной отрезок от 1,1 до 1,7 наносекунды.

При использовании значений управляющего напряжения в точках 0÷7 рассчитывалась напряженность E электрического поля. При этом использовалось значение формфактора поля, рассчитанное по вольт-амперной характеристике, построенной на основе анализа переднего фронта импульсов тока и напряжения,

$$\beta = 3,26 \cdot 10^4 \text{ 1/см.} \quad E = \beta \cdot U. \quad (1)$$

Результаты расчета напряженности поля приведены в таблице 1.

Для соответствующих значений напряженностей электрического поля были рассчитаны формы потенциальных барьеров на границе металл – вакуум с использованием выражения:

$$W(x) = -\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{2x} + eEx \right). \quad (2)$$

Таблица 1 - Значения токов, напряжений и напряженностей электрического поля в контрольных точках

№ точки	I, мА	U, В	$E \cdot 10^7$, В/см
0	17,245	2520	8,22
1 Б	10,73	2400	7,87
2 Б	7,11	2253	7,35
3 Б	5,09	2168	7,07
4 Б	2,52	2063	6,73
5 Б	1,44	1916	6,25
6 Б	0,54	1747	5,7
7 Б	0,2	1684	5,49

Потенциальные барьеры приведены на рисунке 6.

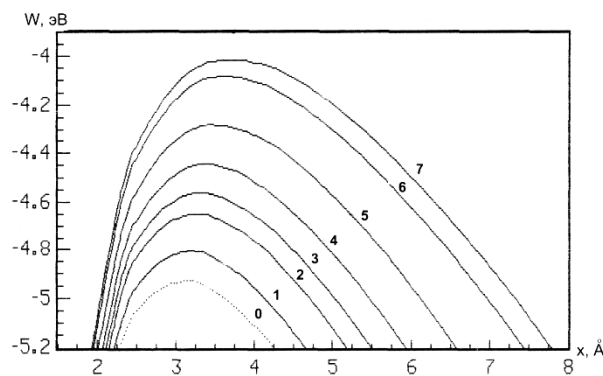


Рисунок 6 - Потенциальные барьеры в точках (0÷7)

Принято считать, что при автоэлектронной эмиссии все электроны с энергией выше уровня Ферми выходят из металла, проходя над потенциальным барьером либо туннелируя сквозь барьер. При этом токи в точках 1÷7 обеспечиваются электронами с энергией выше уровня Ферми W_f .

Такие же по величине токи в точках 1÷7А должны обеспечиваться электронами, проходящими над потенциальным барьером, при незначительном количестве туннелирующих электронов.

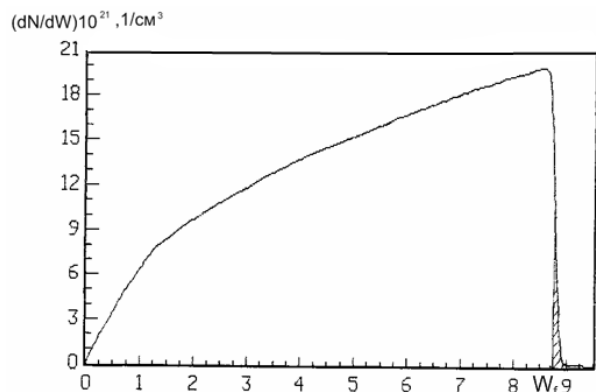
Для обеспечения одинаковых токов необходима одна и та же концентрация электронов. Токи в точках 1÷7 определяются концентрацией электронов с энергией выше W_f . В случае токов в точках 1÷7А такую же концентрацию должны иметь электроны над потенциальным барьером.

Для расчета необходимой концентрации электронов с энергией выше уровня Ферми (обеспечивающих токи в точках 1÷7) построим функцию распределения электронов по энергиям при температуре 300 К (рисунок 7), используя выражение:

$$\frac{dN}{dW} = 6,82 \cdot 10^{21} \frac{(W)^{1/2}}{\exp\left(\frac{W - W_f}{kT}\right) + 1}, \quad (3)$$

где $W_f = 8,787$ эВ для золота.

а



б

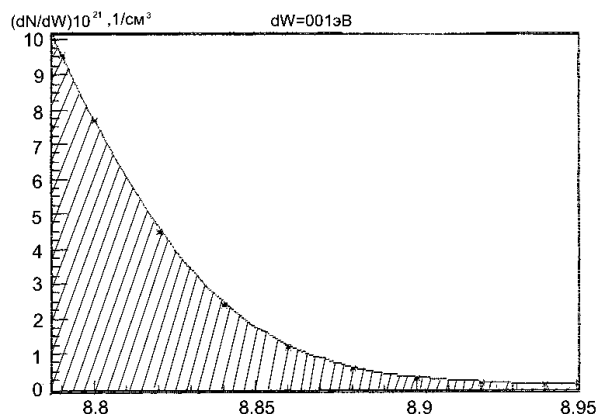


Рисунок 7 - Функция распределения электронов по энергиям при T=300 К:

а – полная, б– часть выше уровня Ферми

Методом графического интегрирования функции распределения (рисунок 6, б) была найдена концентрация электронов с энергией выше уровня Ферми, обеспечивающая амплитудное значение тока. Для амплитудного значения тока $I=17,245$ мА концентрация составила $N = 3,79 \cdot 10^{20}$ 1/см³.

Для токов в точках 1÷7 необходимая концентрация электронов рассчитывалась с учетом соответствующих уровней токов. Результаты оценки приведены в таблице 2.

Для обеспечения уровней токов в точках 1÷7А электроны должны выходить из катода над соответствующими потенциальными барьерами. Для того чтобы при невысоких напряженностях электрического поля в точках 1÷7В обеспечить данный уровень токов, необходимо иметь соответствующую концентрацию электронов над барьером.

Таблица 2 - Значения токов и соответствующие им концентрации электронов

№ точки	I, мА	$N \cdot 10^{20}$, 1/см ³
0	17,245	3,79
1	10,78	2,369
2	7,11	1,56
3	5,09	1,119
4	2,52	0,554
5	1,44	0,3165
6	0,54	0,1187
7	0,2	0,0439

Дальнейшей задачей является подбор температуры электронного газа (в каждой точке), чтобы над соответствующим барьером была обеспечена расчетная концентрация электронов из таблицы 2.

С этой целью была рассчитана напряженность электрического поля в точках 1÷7В (таблица3).

Таблица 3 - Значения напряжений и напряженностей электрического поля в точках 1В÷7В

№ точки	I, мА	$N \cdot 10^{20}$, 1/см ³
0	17,245	3,79
1	10,78	2,369
2	7,11	1,56
3	5,09	1,119
4	2,52	0,554
5	1,44	0,3165
6	0,54	0,1187
7	0,2	0,0439

По значениям напряженности электрического поля были рассчитаны и построены потенциальные барьеры для контрольных точек 1÷7А (рисунок 8).

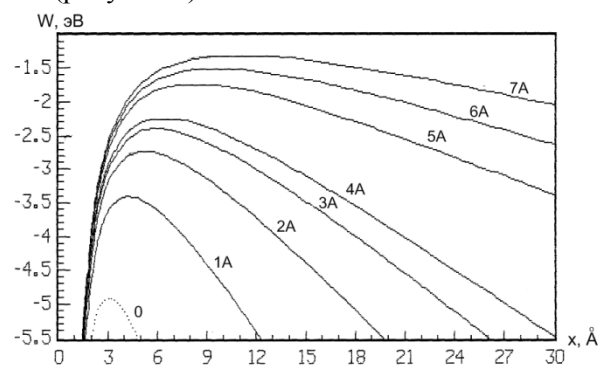


Рисунок 8 - Потенциальные барьеры в контрольных точках 1÷7А

Затем были рассчитаны распределения электронов по энергиям по статистике Ферми – Дирака (рисунок 9) для разных температур в диапазоне 2000 – 10000 К.

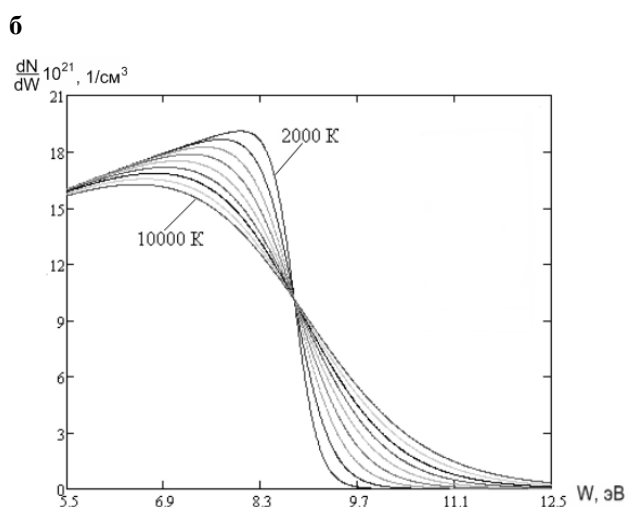
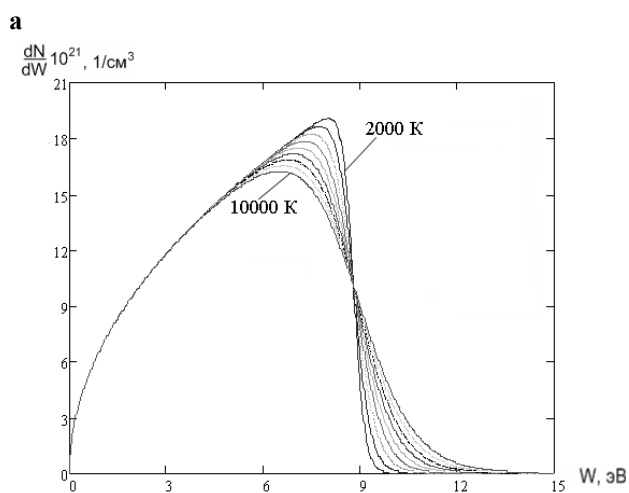


Рисунок 9 - Семейство распределения электронов по энергиям по статистике Ферми – Дирака при различных значениях температуры

С учетом высоты и формы потенциальных барьеров по распределениям Ферми – Дирака подбиралась температура электронного газа, при которой могли быть обеспечены уровни токов в точках 1÷7А. Результаты оценки температуры электронного газа приведены в таблице 4 вместе со значениями времени, соответствующими данным точкам на спаде импульса напряжения.

Таблица 4 - Температура электронного газа в контрольных точках 1÷7А

№ точки	I, мА	T _{эл} , К	t _н , нс
1А	10,78	4550	1,2
2А	7,11	5800	1,32
3А	5,09	6180	1,4
4А	2,52	5750	1,52
5А	1,44	6160	1,6
6А	0,54	5000	1,68
7А	0,2	4200	1,76

2. Оценка температуры электронного газа с использованием уравнения термоэлектронной эмиссии.

Оценка температуры электронного газа из уравнения термоэлектронной эмиссии могла быть проведена только в условиях пренебрежимо малого автоэлектронного тока. Поэтому, так же как и в предыдущем разделе, температура рассчитывалась для контрольных точек 1 – 7А (рисунок 5).

Для оценки температуры электронного газа использовалось уравнение Ричардсона – Дешмена:

$$I = S \cdot A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{e\phi - \Delta e\phi}{kT}\right), \quad (4)$$

где $A = 60,2 \text{ A}/(\text{cm}^2\text{K}^2)$ (для золота); $\Delta e\phi$ - снижение высоты потенциального барьера, связанное с эффектом Шоттки; S – площадь эмитирующей поверхности. Значение $S = 7,5 \cdot 10^{-11}$ получено расчетным путем из экспериментальной вольт-амперной характеристики в координатах Фаулера - Нордгейма. Значение $\Delta e\phi$ вычислялось в контрольных точках 1÷7А по потенциальным барьерам, приведенным на рисунке 8. Для этих же точек рассчитывались значения температуры. Результаты расчета приведены в таблице 5.

Таблица 5 – Значения температуры электронного газа, рассчитанные по уравнению термоэлектронной эмиссии

№ точки	I, мА	Δeφ, эВ	T, К
1А	10,78	3,4	5800
2А	7,11	2,8	8260
3А	5,09	2,5	7230
4А	2,52	2,3	9530
5А	1,44	1,8	9430
6А	0,54	1,6	8230
7А	0,2	1,3	5900

3. Оценка температуры электронного газа с использованием уравнения термоавтоэлектронной эмиссии.

Оценка температуры электронного газа с помощью уравнения термоавтоэлектронной эмиссии возможна только при таких напряжениях, при которых может существовать автоэлектронная эмиссия. Этому условию отвечает интервал времени на заднем фронте импульса от 0,9 до 1,05 наносекунды, в котором наблюдалось максимальное значение тока.

При оценке температуры электронного газа предполагали, что токи в контрольных точках 4÷7 на спаде импульса расчетного автоэлектрон-

ного тока являются токами автоэлектронной эмиссии, а в точках 4А÷7А на экспериментальной осциллограмме считали, что ток определяется термоавтоэлектронной эмиссией (рисунок 10).

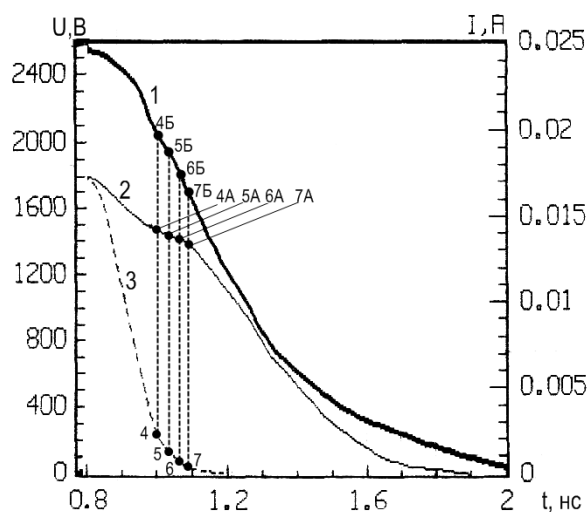


Рисунок 10 - Осциллограммы импульсов напряжения (1), анодного тока (2) и форма рассчитанного «гипотетического» импульса тока (3)

Оценка температуры проводилась с помощью преобразованного уравнения термоавтоэлектронной эмиссии:

$$T = \left\{ \left(\frac{I_{ТАЭЭ}}{I_{АЭЭ}} - 1 \right) \cdot \frac{E^2}{e\varphi \cdot 1,4 \cdot 10^8} \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

где $I_{ТАЭЭ}$ - ток в точках 4÷7А; $I_{АЭЭ}$ - ток в точках 4÷7; $e\varphi$ - работа выхода золота; E - напряженность электрического поля в точках 4-7Б. Результаты оценки температуры приведены в таблице 6.

Таблица 6 - Результаты оценки температуры электронного газа с помощью уравнения термоавтоэлектронной эмиссии. $\tau_{и}$ - время на спаде импульса, соответствующее данным точкам

$\tau_{и}$, нс	1,0	1,04	1,07	1,09
$I_{ТАЭЭ}$, мА	2,52	1,44	0,54	0,33
$I_{АЭЭ}$, мА	13,7	13,0	12,8	12,3
$E \cdot 10^7$, В/см	6,73	6,25	5,7	5,49
T , К	4870	6150	9390	11200

Обсуждение результатов. Результаты оценки температур электронного газа, проведенной с помощью уравнения термоэлектронной эмиссии и по распределению Ферми – Дирака, были получены на одном и том же временном отрезке – на спаде управляющего импульса. Этот временной интервал отстоит от времени фиксации максимального тока на 0,4 нс и заканчивается на

уровне 0,9 нс.

Временной интервал, на котором оценивалась температура электронного газа с помощью уравнения термоавтоэлектронной эмиссии, составлял 0,1-0,15 нс от времени фиксации максимального тока.

Рассчитанные разными методами температуры находились в пределах 5000 – 11000 К. Такие температуры соответствуют энергии электронов от 0,52 до 1,27 эВ. Если предположить, что эта энергия набирается на всей длине монокристалла, то напряженность поля в нём может достигать 10^4 В/см. При такой напряженности поля уже возможен разогрев электронного газа.

Очевидно, что максимальный разогрев электронов происходит при максимальных значениях напряжения и тока на временном отрезке импульса в районе 0,8 нс. Напряженность электрического поля в нитевидных монокристаллах в это время существенно выше и может достигать 10^4 В/см. При такой напряженности поля температура свободных электронов становится существенно выше равновесной за время 10^{-12} - 10^{-13} секунды. Через интервал времени приблизительно 10^{-11} с (так называемое время термализации) происходит передача избыточной энергии свободными горячими электронами остальным электронам.

Временной интервал, на котором рассчитывались температуры электронов, соответствует состоянию термализации, так как рост температуры кристаллической решетки (при передаче энергии за счёт электрон-фононных взаимодействий) может наблюдаться через интервал времени 10^{-8} - $5 \cdot 10^{-9}$ с. Это время почти на порядок больше длительности импульса, поэтому можно считать, что температура кристаллической решетки за время импульса существенно не меняется.

В условиях термализации можно ожидать, что в нитевидных монокристаллах с поперечными размерами в десятки ангстрем не исключена эмиссия электронов не только с вершины, но и с боковой поверхности, так как поперечные размеры монокристалла на порядок ниже длины свободного пробега электронов в золоте.

Выводы. Расчетные значения температур электронного газа дают основание предполагать, что падение напряжения на нитевидном монокристалле при амплитудном значении тока составляет единицы вольт, что в свою очередь соответствует значениям, рассчитанным ранее с учетом плотности тока и удельного сопротивления кристалла. При этих условиях напря-

женность электрического поля в нитевидном кристалле может достигать 10^4 В/см, что и может обеспечить «разогрев» электронного газа. Следствием этого является эмиссия неравновесно-возбужденных электронов, обеспечивающая аномально высокий уровень тока на заднем фронте импульса. Полагаем, что в нитевидных монокристаллах с поперечными размерами в десятки ангстрем не исключена эмиссия неравновесно-возбужденных электронов не только с вершины, но и с боковой поверхности, так как поперечные размеры монокристалла на порядок ниже длины свободного пробега электронов в золоте.

Полученные результаты подтверждают гипотезу одного из классиков эмиссионной электроники Г.Н. Шуппе о возможности разогрева

электронного газа в металлических монокристаллах.

Библиографический список

1. Чадаев Н.Н., Шуппе Г.Н. Эмиссия неравновесно возбужденных электронов из металла// РиЭ. Вып. 8, 1987.
2. Шешин Е.П. Структура поверхности и автоэмиссионные свойства углеродных материалов. –М.: МФТИ, 2001.
3. Kan M.C., Huang J.L., et al // J. Mater. Res. 2003. 18, No. 7. 1594.
4. Образцов А.Н., Павловский И.Ю., Волков А.П. // ЖТФ. 2001. 71, № 11. - С. 89.
5. Obratsov A.N., Zakhidov Al.A., Volkov A.P. // Diamond and Related Mater. 2003. 12. - P. 446.
6. Sheshin E.P. // Appl. Surf. Sci. 2003. 215. P.191.
7. Hsieh C.T., Chen J.-M., Kuo R.-R., Huang Y., -H. // Rev. Adv. Mater. Sci. 2003. 5. - P.459.