

Д.А. Усанов, Р.К. Яфаров

Усанов Д.А., Яфаров Р.К.

Исследование автоэлектронной эмиссии из нанокремниевых материалов: Учеб. пособие для студ. фак. нано- и биомедицинских технологий. – Изд-во Сарат. ун-та, 2006.- 23 с.: ил.

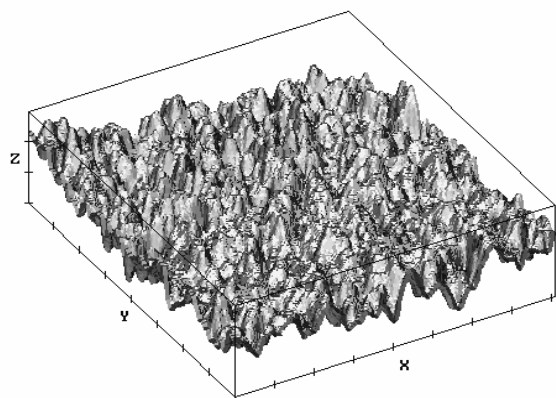
Исследование автоэлектронной эмиссии из нанокремниевых материалов.

Учебное пособие

для студентов факультета нано- и биомедицинских технологий

Учебное пособие представляет собой руководство к практическим занятиям по курсу «Физика полупроводников». Содержит расширенное описание материала, знание которого необходимо при выполнении лабораторной работы по исследованию автоэлектронной эмиссии из металлов и нанокремниевых материалов.

Для студентов, обучающихся по направлению «Электроника и микроэлектроника», специальностям «Физика твердого тела», «Физика», «Медицинская физика», «Материалы и компоненты твердотельной электроники», «Микроэлектроника и полупроводниковые приборы», «Микроэлектроника и твердотельная электроника», «Нанотехнологии в электронике».



Рекомендуют к печати

Кафедра физики твердого тела физического факультета
Саратовского государственного университета

УДК 621.921.34

Издательство Саратовского университета

2007

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	4
1. Теоретическая часть.....	5
1.1. Туннелирование электронов через потенциальный барьер.....	5
1.2. Автоэлектронная эмиссия из металлов в вакуум.....	7
1.3. Автоэлектронная эмиссия из полупроводников.....	9
1.4. Применение автоэлектронной эмиссии.....	16
2. Практическая часть.....	18
2.1. Описание установки.....	18
2.2. Методика измерений.....	20
2.3. Порядок выполнения работы.....	22
Список литературы.....	22

Введение

Автоэлектронной эмиссией (полевой, электростатической, туннельной эмиссией) называют явление испускания электронов проводящими жидкими или конденсированными средами под действием внешнего электрического поля E достаточно высокой напряженности ($E \sim 10^{6-7}$ В/см) [1, 2]. Автоэлектронная эмиссия обнаружена в 1897 Р. У. Вудом. В 1929 Р. Э. Милликен и Ч. К. Лоритсен установили линейную зависимость логарифма плотности тока j автоэлектронной эмиссии от $1/E$ вида $lgj = A - B/E$, где A и B - константы. В 1928-29 г.г. Р. Фаулер и Л. Нордхейм дали теоретическое объяснение автоэлектронной эмиссии на основе туннельного эффекта.

Среди эмиссионных явлений автоэмиссия занимает особое место, так как это чисто квантовый эффект, при котором для высвобождения электронов из катода не требуется затрат энергии на сам эмиссионный акт в отличие от термо-, фото- и вторичной эмиссии [1], когда энергия передается электронам, соответственно, или за счет тепловых колебаний решетки при нагревании катода, или квантами света при облучении катода, или за счет передачи энергии другими частицами (электронами или ионами), бомбардирующими катод, и т.п. Эти затраты энергии необходимы для того, чтобы совершить работу против кулоновских внутренних сил, удерживающих электроны на границе раздела катод-вакуум.

Открытие автоэлектронной эмиссии привело к появлению совершенно новой области микро- и нанoeлектроники, так называемой вакуумной микроэлектроники, позволило создать новые фундаментальные методы исследования топологии поверхности с атомным разрешением (сканирующая зондовая микроскопия сверхвысокого разрешения, туннельная спектроскопия и др.).

1. Теоретическая часть

1.1. Туннелирование электронов через потенциальный барьер.

Совершение работы против сил, удерживающих электрон внутри катода, равнозначно тому, что электрону требуется преодолеть потенциальный барьер U , созданный этими силами. Основными силами, удерживающими электрон на поверхности катода, являются так называемые силы зеркального изображения, обусловленные тем, что электрон, покидающий катод, поляризует электронный газ внутри твердого тела таким образом, как будто он создает внутри положительный заряд, равный по абсолютной величине заряду эмитированного электрона. Взаимодействие между этими зарядами осуществляется по закону Кулона, и потенциал этих сил имеет вид:

$$U = -\frac{e^2}{4x}, \quad (1)$$

где e - заряд электрона, x - расстояние, на которое эмитированный электрон удален от поверхности катода. Знак минус связан с тем, что за нуль энергии принята энергия свободного электрона, находящегося на бесконечном расстоянии от поверхности.

При приложении внешнего электрического поля суммарный потенциал равен:

$$U(x) = -\frac{e^2}{4x} - eEx. \quad (2)$$

При этом форма потенциального барьера изменяется так, как это показано на рис.1. По мере увеличения внешнего ускоряющего поля понижается высота потенциального барьера над **уровнем Ферми** ϵ_F . Одновременно уменьшается его ширина. Чем сильнее поле, тем уже потенциальный барьер.

Работа, которую необходимо затратить для преодоления потенциального барьера на границе катод-вакуум, носит название работы выхода $A = e\phi$, где ϕ - потенциал работы выхода. При автоэлектронной эмиссии электроны преодолевают **потенциальный барьер** на границе **эмиттера**, не проходя над ним за счет **кинетической энергии теплового движения**, как, например, при термоэлектронной эмиссии, а путем туннельного просачивания сквозь барьер, сниженный и суженный

электрическим полем. Электронная волна, встречая на пути такой потенциальный барьер, частично отражается, а частично проходит сквозь него. В результате увеличивается число электронов, просачивающихся в единицу времени сквозь барьер, соответственно увеличиваются т. н. прозрачность барьера D (отношение числа электронов, прошедших сквозь барьер, к полному числу электронов, падающих на барьер) и плотность тока автоэлектронной эмиссии.

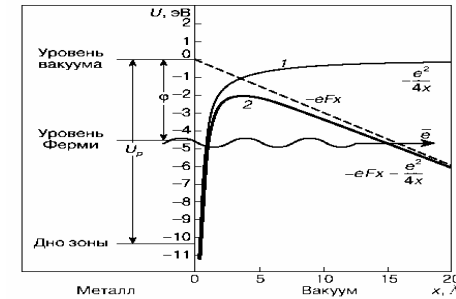


Рис.1. Потенциальный барьер на границе металл-вакуум: 1-потенциал сил зеркального изображения, 2-потенциальный барьер в сильном электрическом поле.

Квантово-механические расчеты показывают, что выражение для прозрачности произвольного барьера может быть записано в виде

$$D \approx \exp\left[-\frac{2}{h} \int_0^l \sqrt{2m(U-W)} dx\right], \quad (3)$$

где $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с - постоянная Планка, m - масса туннелирующей частицы, U - потенциальная энергия, W - энергия электрона, падающего на барьер.

Из этого выражения следует, что вероятность прохождения частицы сквозь потенциальный барьер очень сильно зависит от ширины барьера и его превышения над уровнем энергии туннелирующего электрона W , то есть от $U - W$ или, в конечном счете, от высоты барьера, определяемой работой выхода.

Теоретический расчет плотности тока j автоэлектронной эмиссии приводит к формуле:

$$j = e \int_0^\infty n(W_x) D(W_x, E) dW_x, \quad (4)$$

где n - концентрация электронов проводимости в материале эмиттера с энергией W_x , связанной с компонентой импульса, нормальной к поверхности; E - напряженность

электрического поля у поверхности эмиттера. Из (4) следует зависимость j от концентрации электронов и их энергетического распределения $n(\varepsilon)$, а также от высоты и формы барьера, которые определяют его прозрачность D .

1.2. Автоэлектронная эмиссия из металлов в вакуум.

Автоэлектронная эмиссия из металлов в вакуум изучена наиболее полно. В этом случае j следует т. н. закону Фаулера - Нордхейма:

$$j = 1,55 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{\varphi^2(y)} \exp\left[-6,85 \cdot 10^7 \frac{\varphi^{3/2}}{E} v(y)\right], \quad (5)$$

где $y = 3,79 \cdot 10^{-4} (\sqrt{E})/\varphi$. Функции $v(y)$ и $t(y)$ табулированы [1,2]. Функция $t^2(y)$ в предэкспоненциальном множителе близка к единице и слабо изменяется с изменением аргумента. Функция $v(y) \approx 0,95 - 1,03y^2$ называется функцией Нордхейма и учитывает понижение потенциального барьера (j , E и φ в А/см², В/см и эВ).

Формула (5) получена в следующих предположениях: свободные электроны в металле подчиняются статистике Ферми-Дирака; вне металла на электрон действуют только силы зеркального изображения. Прозрачность барьера D (ε , E) рассчитывалась в квазиклассическом приближении.

Несмотря на упрощения, формула Фаулера-Нордхейма хорошо согласуется с экспериментом. Характерными свойствами автоэлектронной эмиссии из металлов являются высокие предельные плотности тока j и экспоненциальная зависимость j от φ и E . Вследствие экспоненциальной зависимости разброс эмитированных электронов по энергиям оказывается в несколько раз более узким, чем в случае термоэмиссии. При $j = 10^6$ - 10^7 А/см² наблюдается некоторое уменьшение j по сравнению с (5). Это связано с влиянием объемного заряда или с деталями формы потенциального барьера. Рост тока j с повышением напряжения V заканчивается при $j = 10^8$ - 10^{10} А/см² вакуумным пробоем и гибелью эмиттера. Этому предшествует более интенсивная, но кратковременная взрывная электронная эмиссия [2].

Плотности тока автоэлектронной эмиссии из металлов на несколько порядков превышают плотности тока, которые могут быть получены любым другим

традиционным способом - в результате термо-, фото- и других видов эмиссии. Максимальная плотность тока эмиссии j_{max} , которая может быть обеспечена в металлах электронами зоны проводимости (при концентрации электронов 10^{22} - 10^{23} см⁻³) в условиях, когда потенциальный барьер на границе полностью снят электрическим полем, то есть когда прозрачность барьера $D = 1$, может быть представлена выражением

$$j_{max} = \frac{\pi \cdot emE_F^2}{h^3} = 4,3 \cdot 10^9 E_F^2 = 1,1 \cdot 10^{11} \text{ [А/см}^2\text{]}, \quad (6)$$

где E_F - энергия Ферми, отсчитанная от дна зоны проводимости. Для большинства металлов $E_F = 5$ эВ, что и использовано при численной оценке в (6).

На самом деле практически достигаемые плотности тока оказываются меньшими, чем даваемые формулой (6). Это связано с тем, что ток проводимости, протекающий через тело катода, вследствие интенсивного тепловыделения разрушает автоэлектронный эмиттер [1-3].

Автоэлектронная эмиссия слабо зависит от температуры T . Малые отклонения j от (5) с ростом T прямо пропорциональны T^2 :

$$\frac{j(T) - j(0)}{j(0)} \approx 1,4 \cdot 10^8 \varphi T^2 / E^2, \quad (7)$$

Формула (7) верна с точностью $\sim 1\%$ для приращений тока $\sim 18\%$. Для отношения $j(T)/j(0) \leq 10$ справедлива формула Мерфи и Гуда

$$j(T)/j(0) = \frac{\pi\omega}{\sin(\pi\omega)}; \quad \omega = \frac{4\pi\sqrt{2mk}\sqrt{\varphi t(y)}T}{hE}. \quad (8)$$

Для больших изменений $j(T)$ существуют более громоздкие формулы и графики, полученные численными расчетами. При повышении T и снижении E автоэлектронная эмиссия (термоавтоэлектронная эмиссия) переходит в термоэлектронную эмиссию, усиленную полем (эффект Шоттки).

Отбор тока при низких температурах приводит к нагреванию эмиттера, т. к. уходящие электроны уносят энергию в среднем меньшую, чем энергия Ферми ε_s , тогда как вновь поступающие в металл через контакт электроны имеют энергию ε_p (Ноттингема эффект). С возрастанием T нагрев сменяется охлаждением - эффект

меняет знак, проходя через т. н. температуру инверсии, соответствующую симметричному относительно **уровня Ферми** распределению вышедших электронов по полным энергиям. При больших T , когда эмиттер разогревается за счет джоулевых потерь, инверсия эффекта Ноттингема в некоторых пределах препятствует лавинному саморазогреву и стабилизирует автоэлектронную эмиссию [1-3].

Из теории вытекает, что автоэмиссия должна наблюдаться также при низких температурах вплоть до температур, близких к абсолютному нулю. Все эти свойства автоэмиссии были подтверждены экспериментально. Процесс автоэмиссии оказался практически безынерционным.

1.3. Автоэлектронная эмиссия из полупроводников.

Особенности автоэлектронной эмиссии из полупроводников связаны с несколькими факторами: 1) электрическое поле глубоко проникает в полупроводник, что приводит к смещению энергетических зон, к изменению вблизи поверхности концентрации носителей заряда и их энергетического спектра; 2) концентрация электронов во много раз меньше, чем в металле, что ограничивает величину j , и она сильно зависит от внешних воздействий (температуры, освещения и др.); 3) поверхностные состояния носителей заряда могут сказываться на характеристиках автоэлектронной эмиссии; 4) вольт-амперные характеристики и энергетические спектры автоэлектронов отражают зонную структуру полупроводников; 5) протекающий через полупроводник ток может приводить к перераспределению потенциала на нем, а также влиять на энергетический спектр электронов. Все эти особенности привлекаются для объяснения наблюдаемых вольт-амперных характеристик и энергетических спектров автоэлектронов из полупроводников [1, 2, 4].

Перспективным материалом для автокатодов являются наноуглеродные материалы. Их перспективность обусловлена устойчивостью углерода к бомбардировке ионами остаточных газов, имеющих место в приборах, работающих в условиях технического вакуума и высоковольтного питания, а также возможностью снижения работы выхода электронов при определенных структурных

модификациях, характерных для алмазного типа гибридизации связей валентных электронов атомов углерода или углеродных нанотрубок с графитовым типом структуры [5] (рис.2). Пороговая напряженность поля начала автоэмиссии нанотрубных катодов составляет 0,5 - 1 В/мкм, плотность тока в постоянном режиме достигает 0,5 А/см², а в импульсном – 2 А/см² и более. Однако, недостаточная адгезия к подложке, подверженность к перенапылению на анод, создают проблемы для их широкого практического применения.

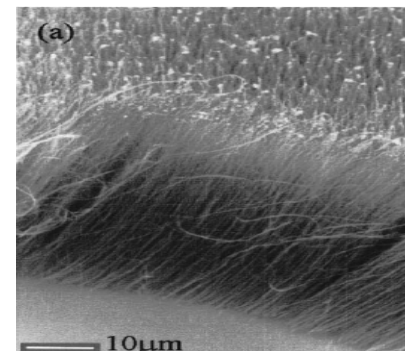


Рис. 2. Углеродные нанотрубки полученные CVD методом.

Идеальным материалом для получения долговечных высокостабильных автоэмиссионных катодов является алмаз. Достоинства его заключаются в сочетании высокой дрейфовой скорости носителей тока и электрической прочности кристаллов с высокой теплопроводностью (2000 Вт/м·К, что в 5 раз превышает теплопроводность меди) [6] (см. таблицу 1). Практически это выражается в том, что для автоэмиссии можно использовать сильные электрические поля без опасения, что материал катода разрушится под влиянием импульса тока или джоулева тепла. Перспективны также его уникальные электронно-эмиссионные свойства, связанные с отрицательным электронным сродством, которое присуще широкозонным полупроводниковым материалам [1, 7].

Недостатками автокатодов на основе алмазных материалов являются низкие плотности токов и высокие пороговые напряжения автоэлектронной эмиссии, составляющие от 22 до 72 В/мкм и более. Особые надежды в устранении этих недостатков возлагаются на получение композитных наноалмазных эмиттеров, в которых, кроме уже названных традиционных свойств алмаза, присущих

массивному кристаллическому состоянию, будут присутствовать квантовые эффекты, характерные для низкоразмерных систем [8]. На рис. 3. приведено типичное АСМ – изображение микротопографии углеродной пленки с включениями алмазоподобных микрокристаллитов, осажденной на стеклянную подложку в ЭЦР СВЧ плазме низкого давления.

Таблица 1.

Сравнительные характеристики различных полупроводниковых материалов

Параметр	Si	β -SiC	Алмаз
Ширина запрещенной зоны, E_g , эВ при 300 К	1,12	2,4	5,5
Напряженность поля лавинного пробоя, E_m , В/см	$3 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^7$	$2,4 \cdot 10^7$
Подвижность, μ , $\text{см}^2/(\text{Вс})$: электронов	1350	1000	2400
дырок	480	60	2100
Теплопроводность, Вт/(см К)	4	2,8	20

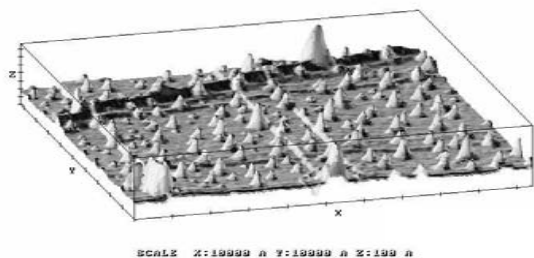


Рис. 3. АСМ – изображение микротопографии углеродной пленки с включениями алмазоподобных микрокристаллитов, осажденной в ЭЦР СВЧ плазме низкого давления ($P = 1 \text{ Па}$, $T = 50^\circ \text{C}$).
Масштаб: X:1 мкм, Y:1 мкм, Z:0,01 мкм.).

Механизм высокой эмиссионной способности наноалмазных материалов состоит в следующем. Как известно, наряду с зонными состояниями электронов в кристалле у его поверхности существует разрешенные поверхностные состояния, дискретные значения энергии которых располагаются в той области энергий, которая в неограниченном кристалле является запрещенной зоной (рис.4). Влияние

поверхностных состояний тем больше, чем более развита поверхность кристалла, т.е. чем меньше размер кристаллитов. В работе [9], например, показано, что при изменении степени дисперсности кристаллитов влияние поверхностных уровней на электрические свойства полупроводников усиливается вплоть до изменения типа электропроводности (рис. 5).

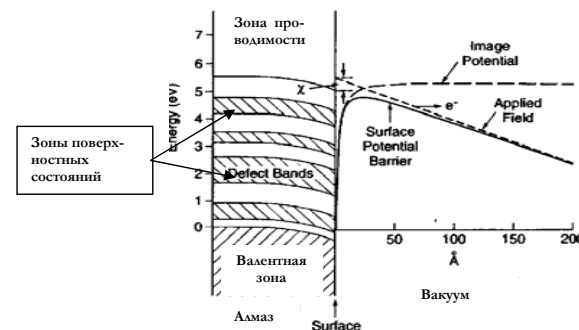


Рис. 4. Расположение дефектных энергетических зон в запрещенной зоне алмаза.

Поверхностные уровни кристаллов могут быть пустыми или заполненными электронами полностью или частично. При переходе электронов между поверхностными и объемными уровнями и зонами кристалла (под влиянием тепла, освещения, электрического поля и т.д.), а также адсорбции газов, поверхность приобретает заряд того или иного знака в зависимости от характера поверхностных уровней. При большой плотности дискретных поверхностных уровней они объединяются в поверхностные зоны. Поверхностная двумерная зона, если она частично заполнена электронами, обуславливает поверхностную проводимость металлического типа. Электроны в этой зоне могут двигаться только вдоль поверхности.

Заряд поверхности нейтрализуется пространственным зарядом противоположного знака, обусловленным изменением концентрации носителей тока в приповерхностном слое. У поверхности кристалла возникает, таким образом, двойной электрический слой, влияющий на электрические свойства материала. Толщина слоя объемного заряда, на протяжении которой происходит нейтрализация

поверхностного заряда, зависит от концентрации носителей. В полупроводниках она принимается равной дебаевской длине экранирования и выражается формулой:

$$L = (\epsilon_0 \epsilon kT / e^2 n_0)^{1/2},$$

где L - толщина обедненного слоя в полупроводниковой структуре, ϵ - диэлектрическая проницаемость вещества, k - константа Больцмана, T - абсолютная температура, n_0 - концентрация носителей, связанная с объемными уровнями.

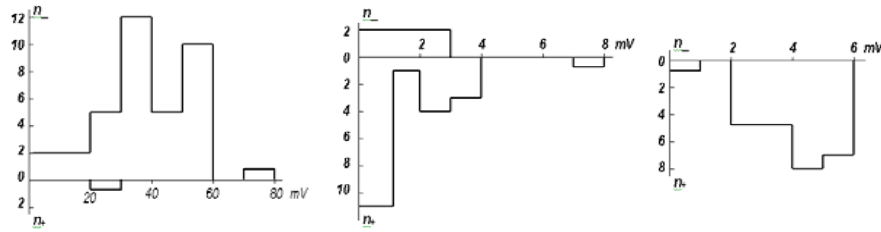


Рис. 5. Влияние размера зерна на знак термоэдс полупроводника: а) – термоэдс исходного монокристаллического полупроводника n – типа; б) – термоэдс прессованного порошка грубого помола; в) - термоэдс прессованного порошка мелкого помола (n_- - число точек с отрицательным термоэдс; n_+ - число точек с положительным термоэдс.

При измельчении образца электронная проводимость превращается в дырочную.

Если размер микрокристаллита меньше толщины обедненного слоя, то объем зерна будет практически не проводящим и проводимость будет обусловлена только процессами в поверхностных зонах. Оценка размера микрокристаллитов, при котором проводимость обусловлена только процессами в поверхностных зонах, по вышеприведенной формуле для кремния при $n_0 \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ дает $L > 100 \text{ нм}$ [9]. В связи с большим значением ϵ для алмаза, по сравнению с кремнием, толщина обедненного слоя в нем больше, а значит больше и размер кристаллита, при котором проводимость обусловлена только процессами в поверхностных зонах. Весь ток в таких пленках оказывается сосредоточенным в поверхностных зонах, которые простираются в глубину кристалла на расстояние порядка межатомного размера.

Таким образом, электрические свойства поверхности полупроводника определяются не объемными концентрациями примеси, а величиной поверхностного заряда. Поверхностная концентрация носителей может существенно отличаться от объемной концентрации и существенно влиять на многие свойства полупроводника: электропроводность, работу выхода и т.д. Особенно велика роль

поверхностных состояний электронов в связи с тем, что попавшие в них электроны способны создавать очень большой отрицательный поверхностный заряд. При поверхностной концентрации электронов порядка 10^{14} см^{-2} возникает поле поверхностного заряда порядка $10^7 - 10^8 \text{ В/см}$. Это поле сильно искривляет ход энергетических зон вблизи поверхности кристалла, существенно усиливает локальное электрическое поле на микровыступах, выполняющих роль эмиссионных центров. Кроме того, при достаточно высокой плотности заполнения поверхностных уровней носителями заряда уровень Ферми на поверхности полупроводника проходит вблизи поверхностных уровней, и работа выхода, таким образом, не зависит от положения уровня Ферми в глубине пленки, но определяется характером поверхностных уровней. Эти процессы оказывают существенное влияние на перенос носителей тока к эмиссионным центрам и уменьшение величины внешнего электрического поля, обеспечивающего эффективную автоэлектронную эмиссию.

В связи с вышеизложенным, нанодиазды в гетерофазной углеродной матрице могут быть центрами предпочтительной автоэлектронной эмиссии (эмиссия из «металлического алмаза»), обеспечивая более высокую плотность тока при более низком напряжении, по сравнению с монокристаллическими или дефектными алмазными пленками.

Оценка максимальной плотности тока в наноструктурных автокатодах с размером зерен $d < 100 \text{ нм}$ для различных материалов по известной формуле

$$j = e \mu n E_m = e \mu (N/d_0) E_m,$$

где n - концентрация носителей в поверхностных слоях ($n = N/d_0 \text{ см}^{-3}$), d_0 - протяженность в глубину микрокристалла поверхностной зоны (порядка атомных размеров: $d_0 = 10^{-7} \text{ см}$, $N = 10^{11} \text{ см}^{-2}$) приведена в таблице 2.

Таблица 2

Максимальные плотности тока наноструктурных автокатодов

Материал автокатаода	Si	β -SiC	Алмаз
Максимальная плотность тока, J , А/см ²	2,3 10 ⁷	1,8 10 ⁸	8,4 10 ⁹

На рис. 6 приведены экспериментальные зависимости тока эмиссии от напряженности электрического поля в диодной структуре на основе композитных нанокремниевых пленок с различным содержанием нанокремниевой фазы, полученных при различных ускоряющих потенциалах в процессе синтеза [8]. Расстояние между образцом и анодом составляло 120 мкм. Можно видеть, что с увеличением потенциала на подложкодержателе в процессе синтеза углеродных пленок, способствующего увеличению содержания нанокремниевой фазы в гетерофазной кремниевой матрице, эмиссионные кривые смещаются в область меньших напряженностей электрического поля.

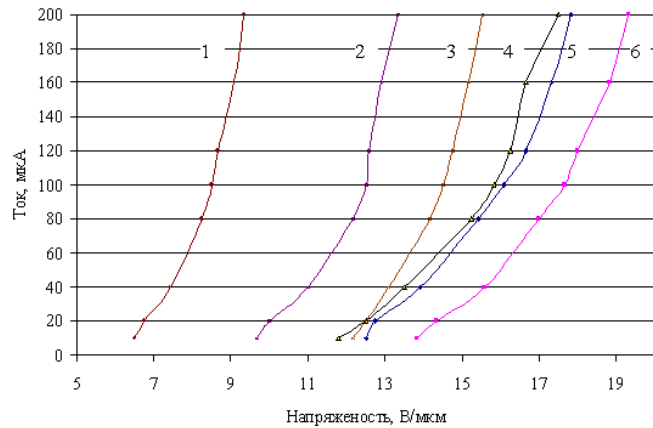


Рис. 6. Зависимости тока эмиссии от напряженности электрического поля в диодной структуре с зазором 120 мкм на основе нанокремниевых пленок, полученных при различных ускоряющих потенциалах в процессе синтеза: 1 +300 В; 2 +200 В; 3 +100 В; 4 -100 В; 5 -300 В; 6 -200 В.

Информативным параметром, характеризующим свойства материала автокатода, является коэффициент усиления электрического поля в микродиоде K , представляющего собой отношение напряженности электрического поля на отдельном (усредненном) микровыступе в зазоре микродиода к величине напряженности электрического поля в том же зазоре, определяемой разностью потенциалов катод – анод и величиной зазора между ними без учета шероховатости в контактах: $K = E_{эм}/E_{внеш}$. Он может быть рассчитан из экспериментальных

зависимостей, приведенных на рис. 6. Для расчета коэффициента усиления, приведенные на рис. 6 зависимости, представим в аналитическом виде [1]:

$$j = AE_{внеш}^2 e^{\frac{B}{E_{внеш}}},$$

где A, B – некоторые коэффициенты.

Эти же зависимости, построенные в координатах Фаулера- Нордхейма:

$$\lg\left(\frac{j}{E^2}\right) = f\left(\frac{1}{E}\right),$$

позволяют определить tg углов наклона полученных экспериментальных кривых, которые и определяют коэффициенты K в виде следующих отношений:

$$K = \frac{B * \lg(e)}{\text{tg}(\alpha)}.$$

На рис. 7 приведены зависимости коэффициента усиления электрического поля в диодной структуре и измеренных поверхностных электросопротивлений нанокремниевых пленок от величины ускоряющего потенциала в процессе их синтеза.

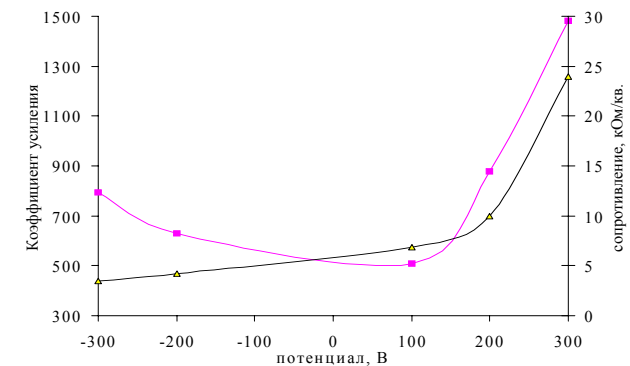


Рис. 7. Коэффициент усиления поля (\hat{K}) в микродиоде при величине зазора 120 мкм и электросопротивление (Δ) углеродных пленок, полученных при различных ускоряющих напряжениях.

Из рис. 6 - 7 можно видеть, что напряженности электрических полей, при которых наблюдается эффективная автоэлектронная эмиссия, тем ниже, а коэффициенты усиления поля на остриях эмиттирующих структур тем больше, чем

более положительным является ускоряющий потенциал на подложкодержателе в процессе синтеза и чем большим поверхностным электросопротивлением обладают полученные наноалмазные пленки.

1.4. Применение автоэлектронной эмиссии

Автоэлектронные эмиттеры изготавливают в виде поверхностей с большой кривизной: острия, лезвия, шероховатые края фольги и пленок, торцы нитей и т. п. Для отбора относительно больших токов используют многоострийные системы. В зависимости от размеров эмиттеров и расстояния до анода напряжение V , обеспечивающее величину электрического поля E , достаточную для возникновения автоэлектронной эмиссии, может составлять от сотен вольт до нескольких десятков киловольт [1, 2].

Как правило, острия из традиционных металлов или кремния распыляются под действием ионной бомбардировки и/или химически деградируют, что приводит к снижению их эмиссионных свойств. Повышение стабильности автоэлектронной эмиссии достигается улучшением вакуума, очисткой эмиттера, использованием импульсного напряжения (для ослабления миграции атомов в электрическом поле и саморазогрева эмиттера), умеренным подогревом эмиттера (для защиты от адсорбции и для "заглаживания" дефектов в местах удара ионов). Альтернативный подход - использование тонких пленок на основе углерода - уже привел к снижению требуемой напряженности электрического поля до $\sim 10^5$ В/см (10 В/мкм).

Металлические автоэлектронные эмиттеры используются в тех случаях, когда требуется высокая плотность тока j , т. е. там, где необходимы большие токи либо концентрированные электронные пучки. Металлические автоэлектронные эмиттеры (обычно многоострийные) применяются в мощных сильноточных устройствах. Нелинейность вольт-амперной характеристики используется в устройствах СВЧ (преобразователи частоты, усилители, детекторы сигналов). Пример многоострийной матрицы с сотовым анодом приведен на рис. 8, 9.

Наиболее яркие достижения в применении автоэлектронных катодов состоят в следующем.

1. Создание на базе многоострийных автокатодов нового класса плоских дисплеев и источников света различного назначения. Плоские дисплеи по яркости, четкости и разрешению существенно превышают используемые в настоящее время. Источники света на основе автоэлектронной эмиссии в несколько раз превосходят по ряду параметров лампы накаливания и фотолюминесцентные источники света: КПД, срок службы, устойчивость к колебаниям напряжения в сети и механическим вибрациям, экологичность (отсутствие ртути), широкий спектр реализуемых цветов, возможность миниатюризации, безынерционность (время включения около 10^{-8} с).

2. Автокатоды нашли применение в электронно-зондовых системах: просвечивающих и растровых электронных микроскопах атомного разрешения, в системах электронной литографии и оже-спектроскопии. Создание этого нового класса приборов сверхвысокого разрешения стало возможно благодаря тому, что острый автокатод является почти идеальным точечным источником электронов с очень узким энергетическим спектром и большой яркостью.

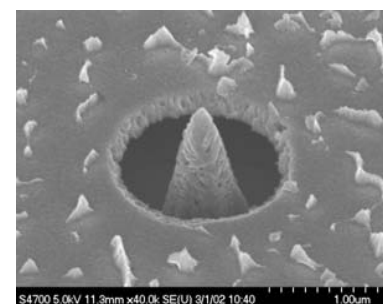


Рис. 8. Изображение одиночного молибденового острия катода Спиндта.

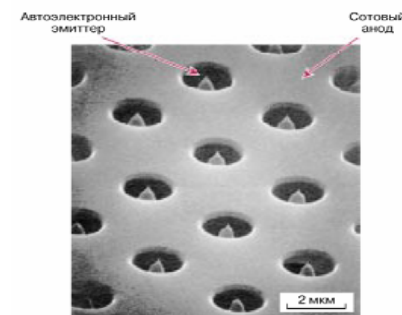


Рис. 9. Многоострийная матрица с сотовым анодом.

2. Практическая часть.

2.1. Описание установки.

Экспериментальные исследования диодов, изготовленных на основе нанокремниевых пленок, производятся на высоковакуумной установке с непрерывной системой откачки, включающей в себя вакуумную камеру и электрическую схему испытаний (рис. 10). Макет диода монтируется внутри

устройства, позволяющего с помощью сильфонного соединения производить внутривакуумные перемещения электродов и фиксировать взаимное расположение катода и анода с точностью до 1 мкм. Безмасляная система откачки обеспечивает внутри установки вакуум до $(2 \div 5) \cdot 10^{-5}$ Па. Между катодом 3 и анодом 4, расположенными в вакуумной камере 2, задается постоянное напряжение с помощью источника питания 5. Включенное в схему балластное сопротивление 6, величина которого составляет 50-100 кОм, позволяет существенно понизить напряжение на экспериментальном диоде в процессе возможного возникновения

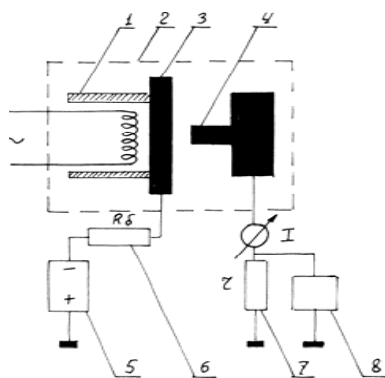


Рис. 10. Электрическая схема испытаний: 1 - катодно-подогревательный узел; 2 - вакуумная камера; 3 - катод; 4 - анод; 5 - источник питания; 6 - балластное сопротивление; 7 - измерительное сопротивление; 8 - самописец КСП-4.

вакуумного пробоя между катодом и анодом. Величина автоэмиссионного тока измеряется как включенным в схему микроамперметром типа М24, так и с помощью самописца 8 типа КСП-4, измеряющего падение напряжения на высокоточном сопротивлении 7. Катод из стекла с нанесенной на него нанокремниевой пленкой выполняется в виде прямоугольной пластины со сторонами 10×15 мм. Диаметр рабочей поверхности анода, изготовленного из углеродного материала МПГ-6, составляет 3 мм. С помощью катодно-подогревательного узла 1 производится предварительное обезгаживание диодов, а также задается необходимый температурный режим в процессе проведения экспериментальных исследований.

2.2. Методика измерений

Вольтамперные характеристики диодных структур с тонкопленочным углеродным эмиттером измеряют для различных расстояний между катодом и анодом (рис.11). Так как размеры анода ($\approx 7 \text{ мм}^2$) и катода ($\approx 1 \text{ см}^2$) значительно больше расстояний между ними ($5 \div 200 \text{ мкм}$), то для расчета величины средней напряженности внешнего электрического поля в зазоре катод – анод E_{cp} применяют модель идеального плоского конденсатора. В этом приближении, напряженность

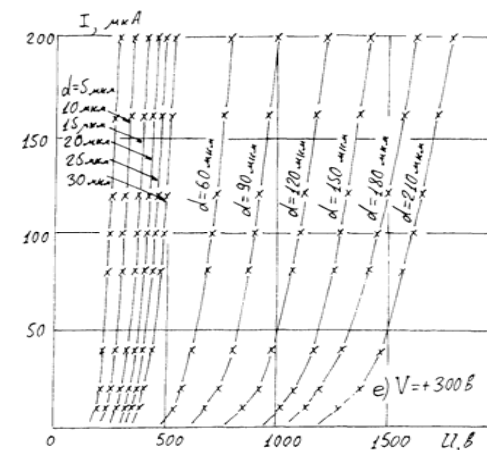


Рис. 11. ВАХ диода с тонкопленочным нанокремниевым катодом.

электрического поля E_{cp} при расстоянии d между плоскостями, заряженными с разностью потенциалов V , выражается в виде $E_{cp} = V/d$.

После перестроения полученных ВАХ в координаты эмиссионного тока от напряженности приложенного поля (рис.11) можно видеть, что при величине зазора катод – анод более 100 мкм токовые зависимости почти не изменяются. Такие, довольно большие, расстояния между обкладками конденсатора, позволяют не учитывать искривление эквипотенциальных поверхностей поля создаваемое нерегулярными неровностями поверхности реальной диодной структуры.

Для расчета коэффициентов усиления электрического поля K , приведенные на рис. 12 зависимости $I(E)$, можно записать в аналитическом виде исходя из основной формулы автоэлектронной эмиссии из металлов (5):

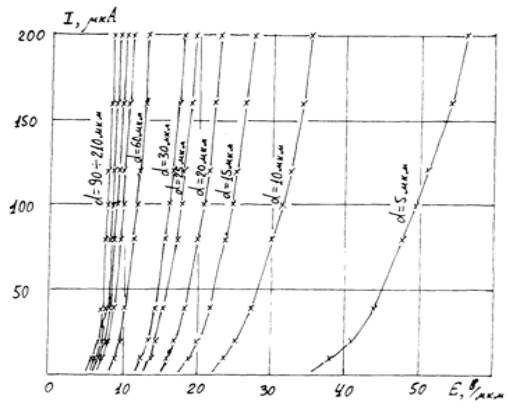


Рис.12. Зависимость величины эмиссионного тока от напряженности электрического поля для различных расстояний между электродами диодной структуры.

$$I = j \cdot S_{эм} = A \cdot S_{эм} \frac{E_{эм}^2}{\varphi} \cdot e^{-\frac{B \cdot \varphi^{3/2}}{E_{эм}}}, \quad (9)$$

где A, B – некоторые коэффициенты, φ – работа выхода электрона из материала (для углерода $\varphi = 4,5 \div 4,7$ эВ), $S_{эм}$ – площадь эмиссии, $E_{эм}$ – электрическое поле на отдельном (усредненном) микровыступе пленочной структуры. Причем электрическое поле на микровыступе связано со средней величиной напряженности внешнего электрического поля через коэффициент пропорциональности K следующим образом:

$$E_{эм} = K \cdot E_{ср} \quad (10)$$

Таким образом, окончательный вид аналитического выражения зависимости $I(E)$ (9) примет вид:

$$I = A \cdot S_{эм} \frac{(E_{ср} \cdot K)^2}{\varphi} e^{-\frac{B \cdot \varphi^{3/2}}{E_{ср} \cdot K}}. \quad (11)$$

Подобно тому, как в термоэмиссии $\lg \frac{j}{T^2} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ представляют прямую линию, в нашем случае зависимость $\lg \frac{I}{E^2} = f\left(\frac{1}{E}\right)$ – также почти прямая линия. Прологарифмировав выражение (11) приходим к линейному уравнению вида $y = ax + b$, где a – является tg угла наклона прямой к оси абсцисс:

$$\lg \frac{I}{E_{ср}^2} = \lg(A \frac{S_{эм} K^2}{\varphi}) - \frac{B \cdot \varphi^{3/2} \cdot \lg e}{K} \cdot \frac{1}{E_{ср}}. \quad (12)$$

Здесь в правой стороне равенства первый член представляет собой постоянный коэффициент (b), а из второго выделим tg угла наклона этой прямой к оси $I/E_{ср}$. В итоге tg углов наклона полученных экспериментальных кривых, построенных в координатах Фаулера-Нордхейма $\lg \frac{I}{E^2} = f\left(\frac{1}{E}\right)$ и определяют коэффициенты усиления поля K на микровыступах углеродной структуры в виде следующего соотношения:

$$K = \frac{B \cdot \varphi^{3/2} \cdot \lg(e)}{\text{tg}(\alpha)}.$$

2.3. Порядок выполнения работы

1. Произвести измерения вольт-амперных характеристик диодных структур с тонкопленочными наноуглеродными эмиттерами, полученных при ускоряющих напряжениях в процессе синтеза +300 В и –300 В.
2. Произвести измерения вольт-амперных характеристик диодных структур с тонкопленочными наноуглеродными эмиттерами для режима +300 В для расстояний между катодом и анодом 5, 50, 100 и 150 мкм.
3. Перестроить полученные ВАХ в координаты эмиссионного тока от напряженности приложенного электрического поля.
4. Произвести расчеты коэффициента усиления электрического поля K на микровыступах наноуглеродных диодных структур, полученных при ускоряющих напряжениях в процессе синтеза +300 В и –300 В.
5. Произвести анализ полученных экспериментальных результатов и сделать выводы.

Список литературы

1. Елинсон М. И., Васильев Г.Ф. Ненакаливаемые катоды. М. Наука. 1974. 278 с.
2. Фурсей Г.Н. Автоэлектронная эмиссия. // Соросовский образовательный журнал, 2000. т. 6. № 11. С. 96 – 103.
3. Эмиссионная сильноточная электроника. // Под ред. Г. Месяц. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1984. 167 с.

4. Фишер Р., Нойман Х. Автоэлектронная эмиссия полупроводников: Новое в исследовании автоэлектронной эмиссии полупроводников: Пер. с нем.; С доп. обзором Г.Н. Фурсея и О.И. Львова / Под общ. ред. И.Л. Сокольской. М.: Наука, 1971. 215 с.
5. Образцов А.Н., Павловский И. Ю., Волков А.П. // ЖТФ. 2001.Т.71. В.11. С. 89- 95.
6. Алмазы в электронной технике: Сб. ст. Отв. ред. В.Б. Квасков. Энергоатомиздат. М. 199. 248 с.
7. Белл Р. Эмиттеры с отрицательным электронным средством. // М. Госэнергоиздат. 1973.
8. Яфаров Р.К. Получение наноалмазных композиционных материалов в плазме микроволнового газового разряда низкого давления. ЖТФ. 2006. Т.76. Вып.1. С.42 - 48.
9. Покровский Я.Е. Влияние поверхностных уровней на электрические свойства мелкозернистых пленок. ЖТФ. 1954.Т.24.В.7. С.1229.