

Е. А. ЧУДОВСКАЯ

ПРОЦЕСС ВТОРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ В КАНАЛЕ МИКРОКАНАЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ

Представлено формализованное описание процесса формирования тока вторичной электронной эмиссии из полупроводникового покрытия канала микроканальной пластины. Результатом исследования является зависимость величины коэффициента вторичной электронной эмиссии этого материала как от параметров работы прибора (радиус канала, напряжение питания пластины), так и от свойств полупроводникового эмиттера (толщины слоя эмиссии, концентрации носителей заряда, ширины запрещенной зоны). Сравнение полученного коэффициента с переменной, разработанной ранее математически, дает хорошее соответствие.

Ключевые слова: коэффициент вторичной электронной эмиссии; полупроводниковая поверхность канала микроканальной пластины (МКП); плотность тока из поверхности канала МКП.

This article is a formalized description of the emission current creation process in the semiconductor channel covering of a microchannel plate. As a result of this study, it has been found that in this material the secondary emission coefficient is dependent on both the device operating parameters (channel radius, supply voltage of the plate) and the properties of a semiconductor emitter (emission layer thickness, carrier concentration, forbidden band width). On comparison, the obtained coefficient revealed a good agreement with the variable earlier derived by mathematical methods.

Key words: the secondary electron emission coefficient; semiconductor layer of the microchannel plate (MCP) channel; current density from the channel surface of MCP.

Канал микроканальной пластины представляет собой вакуумированную трубку, обрамленную слоем полупроводникового эмиттера, расположенного в диэлектрическом материале.

Полупроводниковая поверхность канала – это непрерывный эмиттер усилителя открытого типа. Для его успешной работы необходимо выполнение условий, обеспечивающих максимально возможное значение коэффициента вторичной электронной эмиссии и длительное время работы канала с сохранением его эмиссионных свойств. Одним из способов повышения эмиссии из полупроводников является нанесение оксидной пленки [1, 2]. Однако последняя способствует увеличению неоднородности поверхности, образованию дополнительных уровней энергии в запрещенной зоне и возникновению электрического поля вблизи поверхности. Дополнительное поле возникает из-за поляризуемости примесей оксида. Неоднородность оксида обусловлена его поликристаллической структурой. На вершинах зерен создается дополнительная разность потенциалов, обеспечивающая холодную эмиссию, увеличивающую помеховые сигналы прибора.

Еще одна возможность повышения величины коэффициента вторичной эмиссии – использование отрицательного электронного средства [3]. Оно достигается легированием катодной поверхности так, что эффективная длина свободного пробега электронов становится больше толщины приповерхностного слоя объемного заряда. Квантовый выход катодов с отрицательным электронным средством достигает 70 % [3]. Это связано с тем, что при движении электрона в зоне проводимости часть его энергии рассеивается, и электрон опускается на дно зоны проводимости. Если при этом значение электронного средства ниже уровня энергии свободного электрона в вакууме, последний не в состоянии покинуть материал. Один из способов достижения отрицательного электронного средства – обработка эмиттерной поверхности атомами Cs. Другая возможность – полупроводник, легированный TiO, обрабатывается атомами водорода [4]. Об аналогичных добавках упоминается и в работе [5], посвященной материалам для изготовления МКП.

Загрязнения поверхности увеличивают число нежелательных примесей, а также число дефектов, которые представляют собой дополнительные энергетические ловушки для носителей заряда, препятствуя их продвижению к поверхности. Кроме того, на работу выхода влияет и уровень шероховатости эмиттирующей поверхности. При определенных условиях величину коэффициента вторичной эмиссии можно сделать отличной от единицы путем изменения работы выхода данной поверхности.

Диэлектрическое обрамление каналов должно быть прочным, поскольку пластина работает при достаточно больших электрических нагрузках на них. Кроме того, диэлектрик должен иметь химическое средство с полупроводником поверхности канала.

Рассмотрим процесс лавинообразования электронов в канале МКП для его аналитического описания в целях получения величины коэффициента вторичной эмиссии. Иницирующая частица, поступая на вход канала, обуславливает лавинообразование вторичных электронов (рис. 1).

Каждый вылетевший электрон, попадая в стенку канала, выбивает из ее поверхности несколько вторичных электронов, число которых представляет собой коэффициент вторичной эмиссии δ . Согласно теории вторичной эмиссии его значение определяется следующими процессами [6]:

- упругим и неупругим рассеянием первичных электронов;

- возбуждением внутренних вторичных электронов полупроводникового покрытия и диэлектрического обрамления при взаимодействии первичных электронов с ними;

- движением возбужденных вторичных электронов внутри эмиттера, их поглощением и выходом наружу.

Иными словами, лавинообразование электронов в канале представляет собой каскадный процесс, т. е. образование быстрыми вторичными электронами других вторичных электронов при их взаимодействии с атомами вещества.

С целью моделирования процессов в канале МКП была получена полуэмпирическая формула для коэффициента вторичной эмиссии [7]:

$$\delta(x, t) = \delta_m \left(\frac{E_f}{E_m} \sqrt{\cos \theta} \right)^\beta \exp \left[\alpha (1 - \cos \theta) + \beta \left(1 - \frac{E_f}{E_m} \sqrt{\cos \theta} \right) \right], \quad (1)$$

где δ_m – максимально возможное число вторичных электронов, создаваемых одним первичным с максимальной энергией E_m при угле падения $\theta = 90^\circ$; α и β – коэффициенты, величины которых определяются в результате сравнения с экспериментальными данными и подбираются практически вручную для различных напряжений питания пластины.

В формулу (1) входят энергия E_f и угол θ падения первичного электрона на поверхность эмиттера. Их средние значения зависят от расстояния x и времени пролета первичного электрона t в вакуумной части канала. Величины x и t , а также значение $\cos \theta(x, t)$ можно рассчитать исходя из кинетических уравнений движения заряженной частицы в электрическом поле [8]. Недостатком выражения (1) является его практическая нечувствительность к изменениям напряжения на пластине. Иными словами, для каждого значения приложенного к пластине напряжения необходимо находить величины калибровочных коэффициентов, сравнивая результаты моделирования с экспериментальными данными. Предлагаем следующую модель.

Зная число электронов, попадающих на полупроводниковую поверхность в данной точке канала в любой момент времени, а также суммарную энергию, которой они обладают, можно найти число свободных электронов, которое эта энергия создает внутри поверхности. В предположении симметрии условий и того, что толщина полупроводникового слоя невелика (~ 16 нм – 10 мкм [9]), считаем, что генерация электронно-дырочных пар происходит мгновенно и равномерно по всему элементу объема эмиссионного слоя, покрывающего канал. Часть этой энергии идет на выход электрона из материала, часть термализуется в решетке и поляризует диэлектрический слой, остальная энергия образует дополнительное число электронно-дырочных пар. При этом предполагаем (согласно [9]), что число электронов в s -зоне равно числу дырок в v -зоне. Иными словами, число электронов, образующихся в единичном объеме полупроводника в единицу времени (скорость генерации электронно-дырочных пар), есть [10]

$$g = \gamma \cdot \frac{E_f}{E_g} \cdot \chi, \quad (2)$$

где γ – вероятность неупругого рассеяния электрона с полной передачей его энергии электронной системе в слое эмиттера; E_f – суммарная энергия падения первичных электронов; E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника; χ – вероятность вылета вторичных электронов из поверхности.

Вновь образованные электроны внутри поверхности изменяют положение уровня Ферми, уменьшая высоту потенциального барьера материала. Образующиеся при этом положительные частицы (дырки) создают положительный заряд, который начинает двигаться вдоль оси Ox (см. рис. 1) в направлении начала канала. Он вносит свой вклад в увеличение тока вдоль стенок, который со временем уменьшается вследствие рекомбинации дырок с электронами, поступающими от источника питания всей пластины. Электроны, движущиеся перпендикулярно образующей канала и обладающие энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера, войдут в число частиц, создающих лавину в вакууме. С одной стороны, эта лавина, образуя отрицательный заряд, к концу канала становится достаточной для увеличения высоты потенциального барьера полупроводника, с другой стороны, она начинает тормозить движущиеся в ней электроны. В результате этого торможения длины пролетов электронов уменьшаются, что, в свою очередь, ведет к снижению их энергии падения на поверхность канала. Оценив

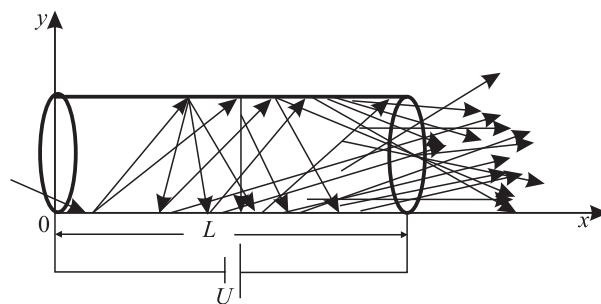


Рис. 1. Формирование лавины вторичных электронов в отдельном канале МКП

значение энергии падения электронного потока на поверхность, можно сказать, изменяет ли она вид функции распределения по энергиям носителей заряда внутри приповерхностного слоя. Предполагаем, что распределение электронов по энергиям внутри приповерхностного слоя подчиняется статистике Максвелла – Больцмана с функцией распределения $f_{MB}(E)$. Величина составляющей напряженности поля перпендикулярно образующей канала такова, что отсутствует эффект туннелирования [11].

Угол падения первичного электрона, так же как и его энергия, должен влиять на число вторичных электронов, которое он выбивает. Но в силу того, что эмитирующий слой представляет собой пористую поверхность, состоящую из кристаллитов [6, 9], можно считать, что на коэффициент вторичной эмиссии угол падения первичного электрона не оказывает существенного влияния. Направление вылета вторичных электронов из поверхности подчиняется распределению косинусов [6].

МКП представляет собой прибор, обладающий высокой чувствительностью даже к очень слабым потокам ионизирующего излучения, попадающего извне. Это означает, что слой эмиттера канала имеет низкое сродство к электрону, такое, что внешняя частица очень малой энергии в состоянии создать в любом канале лавину вторичных электронов. С другой стороны, этот процесс способствует наличию постоянного темнового тока j_{st} [12].

Итак, при поступлении на вход прибора иницирующей частицы, создающей лавину вторичных электронов, появляется ток вторичной электронной эмиссии в вакуум. Величина плотности этого тока зависит от изменения положения уровня Ферми носителей заряда в приповерхностной области эмиттера:

$$j = j_{st} \cdot \exp\left(\frac{\delta F}{kT}\right), \quad (3)$$

где k – постоянная Больцмана; T – абсолютное значение температуры поверхности; δF – величина изменения положения уровня Ферми, связанная с потоком первичных электронов, при условии постоянства вида внутренней функции распределения свободных носителей заряда по энергиям $f_{MB}(E)$.

Пусть n_{st} и F_{st} есть концентрация электронов проводимости, обуславливающих постоянный стационарный ток вдоль стенок канала в отсутствие потока первичных электронов, и определяемое ею положение уровня Ферми соответственно. Тогда согласно [13] уровень Ферми для невырожденного газа электронов проводимости

$$F_{st} = E_c - kT \ln\left(\frac{N_c}{n_{st}}\right), \quad (4)$$

где E_c – энергетическое положение дна зоны проводимости; N_c – эффективная плотность состояний электронов в c -зоне.

Неравновесные свободные носители заряда изменяют положение уровня Ферми на величину

$$\delta F = F - F_{st}, \quad (5)$$

где

$$F = E_c - kT \ln\left(\frac{N_c}{n_{st} + \delta n}\right) - \quad (6)$$

его положение, обусловленное появлением новых носителей заряда δn при условии, что не изменился вид функции распределения энергии электронов внутри приповерхностного слоя эмиттера. Причем

$$\delta n = g \cdot \tau, \quad (7)$$

где g – скорость генерации, определяемая формулой (2); τ – время их жизни (в предположении, что $\delta n = \delta p$, δp – число вновь образованных дырок, τ есть время жизни пары электрон – дырка).

Подставляя (7) в (6) с учетом (5), получаем

$$\delta F = kT \ln \frac{n_{st} + \delta n}{n_{st}}. \quad (8)$$

Разделим канал МКП по его длине на конечное число элементарных цилиндров длиной Δx , величина которой удовлетворяет точности описываемых физических процессов при вычислении выходных характеристик прибора (рис. 2). Считаем, что все процессы, происходящие в каждом таком цилиндре, носят стационарный характер. Элементарный цилиндрический объем приповерхностного слоя эмиттера высотой Δx , таким образом, равен

$$\Delta V = 2\pi \cdot r \cdot h \cdot \Delta x, \quad (9)$$

где r – радиус канала; h – толщина полупроводниковой пленки PbO.

Тогда плотность тока, поступившего в вакуум из элементарного объема приповерхностной области эмиттера ΔV в условиях процесса вторичной эмиссии, есть (уравнение (3) с учетом (7), (8) и (9))

$$j = j_{st} \cdot \Delta V \left(1 + \frac{\delta n}{n_{st}} \right) = j_{st} \cdot \Delta V \left(1 + \frac{\gamma \cdot \chi \cdot \tau \cdot E_f}{E_g \cdot n_{st}} \right). \quad (10)$$

Концентрацию n_{st} можно связать с сопротивлением канала R_k . Известно, что проводимость канала σ_k связана с R_k соотношениями

$$\sigma_k = \frac{1}{\rho_k}; R_k = \rho_k \cdot \frac{L}{S}, \quad (11)$$

где ρ_k – удельное сопротивление материала эмиттера пластины; R_k – электрическое сопротивление канала; L – длина канала; S – площадь сечения полупроводникового слоя, представляющего собой цилиндр со стенками толщиной h (см. рис. 2). С другой стороны,

$$\sigma_k = q n_{st} \mu_n, \quad (12)$$

где μ_n – подвижность электронов, обеспечивающих σ_k . Тогда

$$n_{st} = \frac{S}{q \mu_n R_k L}. \quad (13)$$

Иными словами, высокое сопротивление канала обеспечивает малое значение n_{st} , позволяющее приповерхностному слою эмиттера реагировать даже на небольшие изменения в концентрации.

Запишем выражение для коэффициента вторичной эмиссии с учетом свойств полупроводникового слоя эмиттера и калибровки для одного первичного электрона, образующего вторичные:

$$\delta(x, t) = 2\pi \cdot r \cdot h \cdot \Delta t \cdot j_{st} \left(1 + \frac{\gamma \cdot \chi \cdot \tau \cdot E_f(x, t)}{E_g \cdot n_{st}} \right). \quad (14)$$

С учетом величины стационарной составляющей потока электронов с поверхности j_{st} нами были подсчитаны коэффициенты вторичной эмиссии, вычисленные по формуле (14) с использованием свойств полупроводникового эмиттера канала пластины и для сравнения – по эмпирической формуле Геста [7] (рис. 3).

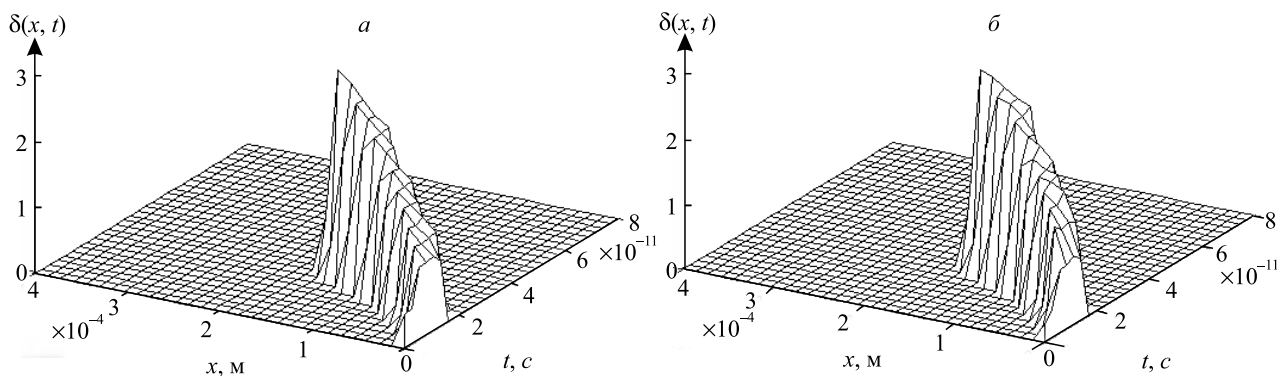


Рис. 3. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии от расстояния и времени пролета первичного электрона, вычисленная: а – для случая полупроводникового эмиттера; б – по формуле Геста

Хорошее соответствие коэффициента вторичной электронной эмиссии, как видно из рис. 3, получено нами с использованием свойств полупроводниковой поверхности и математически [7]. В отличие от формулы из [7] наше выражение связывает значения основной рабочей характеристики МКП как с параметрами работы прибора (радиус канала, напряжение питания), так и со свойствами полупроводникового эмиттера (толщина слоя эмиссии, концентрация носителей заряда, ширина запрещенной зоны).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Мой жес Б. Я. Физические процессы в оксидном катоде. М., 1968.
2. Аитов Р. Д., Коржавый А. П., Кристя В. И. Эмиссионные свойства холодных катодов с оксидной пленкой на поверхности для отпаянных газоразрядных приборов // Обзоры по электронной технике. Сер. 6, Материалы. 1991. Вып. 5 (1612).
3. Electron emission properties of the negative electron affinity (111) 211 Diamond-TiO interface // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 1994. Vol. 339. P. 75–80.

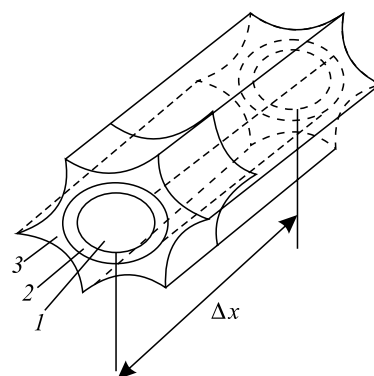


Рис. 2. Элементарный цилиндр – часть канала МКП: 1 – вакуумированная область канала; 2 – полупроводниковый слой; 3 – диэлектрическое обрамление из свинцового стекла

4. Malta D. P., Posthill J. B., Humphreyset T. P. Exposure of diamond to atomic hydrogen: secondary electron emission and conductivity effects // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 1994. Vol. 339. P. 39–44.
5. Желтов В. Б., Иванов В. Н., Конаева Г. Я. Новые направления технологии микроканальных пластин // Оптический журн. 1993. № 1. С. 64–69.
6. Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. М., 1969.
7. Guest A. G. A computer model of channel multiplier plate performance // Acta Electronica. 1971. Vol. 14, № 1. P. 79–89.
8. Апанасович В. В., Чудовская Е. А. Моделирование процессов образования выходного сигнала микроканальной пластины // Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика, Математика. Механика. 1988. № 2. С. 67–68.
9. Извозчиков В. А., Тимофеев О. А. Фотопроводящие окислы свинца в электронике. Л., 1979.
10. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1990.
11. Зи С. Физика полупроводниковых приборов : в 2 т. М., 1984. Т. 1.
12. Чудовская Е. А. Темновой ток канала микроканальной пластины // Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика. 2014. № 1. С. 39–43.
13. Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М., 1964.

Поступила в редакцию 27.08.2014.

Елена Аркадьевна Чудовская – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры телекоммуникаций и информационных технологий.