

## Вторичная электронная эмиссия и методы ее исследования

Д.П. Николаев

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»  
101000, Российская Федерация, г. Москва  
ул. Мясницкая, 20

В статье рассмотрены и приведены физическая и математическая модели процесса вторичной электронной эмиссии – вторичных электронов, вырванных из металла при облучении поверхности металла потоком первичных электронов. Предложен анализ процессов, протекающих в эффективных эмиттерах, при условии облучения сканирующим пучком и выбор необходимых аппаратных и технических средств. Выполнен анализ погрешности измерения коэффициента вторичной электронной эмиссии при различных схемах контроля.

Содержатся теоретические обоснования для построения математической модели выхода вторичных электронов из твердого тела под действием падающего на него потока первичных электронов. На основе математической модели, являющейся результатом решения кинетического уравнения, разработан алгоритм расчета коэффициента истинной вторичной электронной эмиссии в зависимости от энергии первичных электронов.

Изложена структурная схема автоматизированного программно-технического комплекса, позволяющего измерять коэффициент вторичной электронной эмиссии различных материалов с высокой степенью достоверности.

*Ключевые слова:* вторичная электронная эмиссия, эффективный эмиттер, физическая модель, математическая модель, поверхность мишени, коэффициент вторичной электронной эмиссии, электронный луч, отклоняющая система.

### 1. Физическая модель вторичной электронной эмиссии

Рассмотрим физическую модель вторичной электронной эмиссии. Пусть в декартовой системе координат, слева от плоскости  $X = 0$ , располагается твердое тело (эффективный эмиттер вторичных электронов с отрицательным электронным сродством). Справа нормально к границе раздела «твердое тело – вакуум» на поверхность падает пучок первичных электронов с заданной энергией  $E_p$ . Пучок первичных электронов может быть промодулирован по интенсивности с некоторой частотой.

Электроны первичного пучка, взаимодействуя с электронами твердого тела, вызывают из твердого тела вторичную электронную эмиссию.

Для исследования материала, из которого изготавливается эффективный эмиттер вторичных электронов, ставится задача найти ток эмиссии в зависимости от энергии первичных электронов и частоты модуляции первичного пучка [1; 7].

Рассматривается эмиссия электронов из эффективных эмиттеров с отрицательным электронным сродством на поверхности, ограничивающим класс исследуемых материалов. Данной моделью охватываются полупроводники с оп-

ределенной шириной запрещенной зоны, легированные акцепторной примесью. В такой постановке предполагается, что до момента облучения эмиттера первичным пучком электроны твердого тела находятся в состояниях с энергией, равной потоку валентной зоны, а в зоне проводимости их концентрация пренебрежимо мала. В зависимости от свойств рассматриваемого материала и энергии  $E_p$  первичные электроны проникают вглубь по оси  $OX$  на некоторое расстояние  $R$ , которое называют глубиной проникновения. При своем движении они возбуждают электроны твердого тела. Известно, что в материалах с отрицательным электронным сродством процесс эмиссии электронов из твердого тела в основном определяется выходом термализованных электронов. Время жизни термализованных электронов на четыре порядка больше времени жизни вторичных электронов. Это дает возможность рассматривать процесс выхода электронов как стационарный, так как все релаксационные явления, связанные с возбуждением электронов и их термализацией, не влияют на эмиссию термализованных электронов. Учитывая, что изменение концентрации электронов, обеспечивающих эмиссию из твердого тела, происходит вдоль движения первичного пучка на глубину

проникновения  $R$  вдоль оси  $OX$ , задачу можно свести к одномерной [2; 11].

Таким образом, задача о процессе вторичной электронной эмиссии из полупроводников с отрицательным электронным сродством сводится к одномерной стационарной задаче нахождения количества возбужденных электронов твердого тела в направлении оси  $X$  в зависимости от энергии первичных электронов и их выхода из твердого тела в вакуум при различной частоте модуляции первичного пучка [5; 7].

Произведем математическое описание процесса вторичной электронной эмиссии из материалов с отрицательным электронным сродством и выполним описание явления с помощью кинетического уравнения. Количественное описание явлений переноса носителей заряда в полупроводниках под действием внешних и внутренних полей с учетом процессов рассеяния возможно при использовании метода кинетического уравнения Больцмана. Состояние совокупности электронов задается функцией распределения  $f(\vec{r}, \vec{k}, t)$ , где  $\vec{r}$  – координаты электрона;  $\vec{k}$  – волновой вектор электрона;  $t$  – время. Функция распределения  $\bar{e} = f(\vec{r}, \vec{k}, t)$  представляет собой плотность вероятности нахождения электрона в точке  $\vec{r}$  с волновым вектором  $\vec{k}$  и удовлетворяет уравнению:

$$-\frac{\partial f}{\partial t} = (\nabla_{\vec{r}} f, \vec{v}) + (\nabla_{\vec{k}} f, \vec{F} / h), \quad (1)$$

где  $\vec{v}$  – групповая скорость электронов;  $\vec{F}$  – сила, действующая на электрон;  $h$  – постоянная Планка.

Уравнение (1) оценивает изменение функций распределения электронов под действием процессов переноса и внешних полей. Если зависимость энергии от волнового вектора имеет вид

$$E(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{m \bar{v}_\phi^2}{2}, \quad (2)$$

где  $\bar{v}_\phi^2$  – фазовая скорость электрона

$$\bar{v}_\phi = \frac{\hbar \vec{k}}{m};$$

$m$  – эффективная масса электрона, то из (2) следует, что групповая скорость  $\vec{v}$  равна фазовой скорости  $\bar{v}_\phi$ :

$$\vec{v} = \frac{dE}{m d\bar{v}_\phi} = \frac{m}{2m} \frac{d\bar{v}_\phi^2}{d\bar{v}_\phi} = \frac{m 2\bar{v}_\phi d\bar{v}_\phi}{2m d\bar{v}_\phi} = \bar{v}_\phi. \quad (3)$$

В этом случае член переноса в уравнении (1) можно переписать в следующем виде:

$$(\nabla_{\vec{r}} f, \vec{v}) = \frac{\hbar}{m} (\nabla_{\vec{r}} f, \vec{k}). \quad (4)$$

Такая замена справедлива для термализованных электронов минимума зоны проводимости при энергиях, не выходящих за пределы параболической зависимости от волнового вектора.

Учет процесса перехода электронов из зоны проводимости в валентную зону производится добавлением в выражение (1) дополнительного члена:

$$\mu(\vec{r}, \vec{k}) \cdot f(\vec{r}, \vec{k}), \quad (5)$$

где  $\mu(\vec{r}, \vec{k})$  – вероятность рекомбинации в единицу времени электрона с волновым вектором  $\vec{k}$ , находящегося в точке  $\vec{r}$ .

Переход электронов под влиянием внешнего фактора в зону проводимости полупроводника может быть учтен добавлением в (1) члена, учитывающего этот процесс:

$$G(\vec{r}, \vec{k}) \cdot f(\vec{r}, \vec{k}), \quad (6)$$

где  $G(\vec{r}, \vec{k})$  – вероятность генерации в единицу времени электрона в точке  $\vec{r}$  с волновым вектором  $\vec{k}$ .

Рассеяние электронов может происходить на других электронах, и тогда уравнение Больцмана будет нелинейным, или на третьих телах, в этом случае уравнение Больцмана остается линейным и вероятность  $P(\vec{k}, \vec{\rho})$  перехода электрона из состояния с волновым вектором  $\vec{k}$  в состояние  $\vec{\rho}$  не зависит от функции распределения [4; 8].

В данном случае рассматриваются эмиттеры с отрицательным электронным сродством, количество электронов в зоне проводимости пренебрежимо мало, поэтому необходимо учитывать рассеяние только на тепловых колебаниях решетки (фононах).

Выражение, учитывающее процессы рассеяния электронов, называется интегралом столкновения и записывается в виде

$$\int [P(\vec{\rho}, \vec{k}) f(\vec{r}, \vec{\rho}) - P(\vec{k}, \vec{\rho}) f(\vec{r}, \vec{k})] \frac{d\tau \vec{\rho}}{4\pi^3}, \quad (7)$$

где  $d\tau \vec{\rho}$  – элементарный объем  $\vec{\rho}$  пространства.

С учетом изложенного рассматриваемый процесс описывается уравнением Больцмана, принимающим вид:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial f}{\partial t} = & \frac{\hbar}{m} (\nabla_{\vec{r}} f, \vec{k}) + (\nabla_{\vec{k}} f, \frac{\vec{F}}{h}) - \\ & - \mu(\vec{r}, \vec{k}) \cdot f(\vec{r}, \vec{k}) + G(\vec{r}, \vec{k}) \cdot f(\vec{r}, \vec{k}) + \\ & + \int [P(\vec{\rho}, \vec{k}) \cdot f(\vec{r}, \vec{\rho}) - P(\vec{\rho}, \vec{k}) \cdot f(\vec{r}, \vec{k})] \cdot \frac{d\tau \vec{\rho}}{4\pi^3}. \end{aligned} \quad (8)$$

Для однозначного решения уравнения Больцмана (8) необходимо задать граничные условия на функцию распределения [3; 5].

Приведем кинетическое уравнение Больцмана (8) к уравнению диффузии.

Решение кинетического уравнения Больцмана, полученного в виде уравнения (8), представляет собой сложную задачу, которая намного упрощается, если размеры рассматриваемой области значительно больше свободного пробега электрона. Геометрические размеры эффективного эмиттера вторичных электронов практически всегда больше его длины свободного пробега, поэтому такое упрощение вполне правомерно для рассматриваемой задачи [1; 6; 9].

Рассмотрим стационарную одномерную задачу, когда функция распределения  $f(\vec{r}, \vec{k})$  зависит только от одной координаты  $X$ , расположенная нормально к поверхности эмиттера, т. е.  $f(\vec{r}, \vec{k}) = f(x, \vec{k})$ . Функция  $\delta = \sigma - \eta$  аксиально симметрична относительно оси  $X$ , т. е.  $f(x, \vec{k}) = f(x, \vec{k}, \cos \Theta)$ , где  $\Theta$  – угол с нормалью. Предположим, что внешние поля отсутствуют и электроны распределяются по энергиям по закону Больцмана. При сделанных предположениях функцию распределения можно записать в виде

$$f(\vec{r}, \vec{k}) = f(\vec{r}, \vec{v}) = \frac{16}{\pi^3} v_0^3 \exp\left(-\frac{4v^2}{\pi v_0}\right) F(x, \cos \Theta), \quad (9)$$

где

$$v_0 = \left(\frac{8hT}{\pi m}\right)^{\frac{1}{2}};$$

$h$  – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура.

С учетом этого выражения и упрощающих предположений уравнение Больцмана после интегрирования по углам переписывается в виде

$$\begin{aligned} \cos \Theta \left(\frac{\partial F}{\partial x}\right) &= \\ &= (2l)^{-1} \int_0^T [(x, \cos \Theta) - F(x, \cos \Theta)] \sin \Theta d\Theta - \\ &- \left(\frac{l}{3L^2}\right) F(x, \cos \Theta), \end{aligned} \quad (10)$$

где  $l$  – длина свободного пробега электрона;  $L$  – диффузионная длина  $L = (D\tau)^{1/2}$ ;  $D$  и  $\tau$  – выражаются через дифференциальное сечение рассеяния на фонах  $p(\vec{k}, \vec{p})$  и вероятность рекомбинации в уравнении (8).

Разложим  $F(x, \cos \Theta)$  в ряд по полиномам Лежандра вдоль оси  $x$ :

$$F(x, \cos \Theta) = F_0(x) + F_1(x) \cos \Theta + \dots \quad (11)$$

Подставляя (11) в (10) и преобразуя, получим

$$F(x, \cos \Theta) = \frac{1}{2} n(x) - \frac{1}{2} l \cos(\Theta) \frac{dn}{dx}, \quad (12)$$

где  $n(x)$  – есть решение уравнения диффузии.

$$D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n}{\tau} = G(x). \quad (13)$$

Величина  $G(x)$  определяет функцию генерации, то есть равна общему количеству электронов, прошедших в зону проводимости в единицу времени:

$$G(x) = \int_{v_k} G(x, \vec{k}) d\tau_k. \quad (14)$$

Непосредственно из выражения (12) вытекает условие применимости данного перехода от кинетического уравнения к диффузионному

$$n(x) \gg l \left(\frac{\partial n}{\partial x}\right). \quad (15)$$

Рассмотрим вопрос о согласовании решений кинетического и диффузионного уравнений. Данная ситуация возникает, если выполняется условие (15). В этом случае кинетическое уравнение (8) сводится к диффузионному (13). Пусть  $f(x, \vec{k})$  есть решение уравнения (8), а  $h(x)$  – решение уравнения (13). Плоскость  $X = 0$  представляет собой границу раздела. Определим ток через плоскость  $X = 0$  из решения кинетического и диффузионного уравнений по следующим формулам:

$$j_k = \frac{l}{4\pi^2} \int_{v_k} \vec{v} f(x, k) d\tau_k, \quad (16)$$

$$j_\partial = \frac{1}{3} v_0 l \frac{\partial n}{\partial x} \Big|_{x=0}, \quad (17)$$

и потребуем равенства:

$$j_k = j_\partial. \quad (18)$$

В большинстве случаев равенство (18) однозначно определяет решение кинетического уравнения.

При отсутствии внешних электрических полей при конечном времени жизни носителей в рамках одномерной задачи уравнение диффузии принимает вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{1}{\tau} n(x, t) + G(x, t), \quad (19)$$

где  $D$  – коэффициент диффузии неосновных носителей;  $n(x, t)$  – средняя объемная плотность

электронов;  $\tau$  – время жизни неосновных носителей;  $G(x, t)$  – скорость генерации электронов.

Таким образом, на основании физической и математической моделей исследование переноса вторичной электронной эмиссии из эмиттеров с отрицательным электронным средством удается свести к нахождению решения стационарной, аксиально симметричной относительно координаты  $x$ , относительно одномерной задачи, в предположении малости длин свободного пробега электронов по термализации по сравнению с размерами рассматриваемой области и в предположении, что диффузионная длина неосновных носителей превосходит глубину заложения электронов [7].

## 2. Анализ процессов, протекающих в эффективных эмиттерах

Далее рассматриваются вопросы решения уравнения диффузии в случае эмиттера конечных размеров, выведено уравнение вычисления тока эмиссии; определен вид функции возбуждения и тока эмиссии через границу раздела в плоскости  $X = 0$ .

Для более полного раскрытия теории вторичной электронной эмиссии из различных материалов и для создания автоматизированного программно-технического комплекса необходимо рассмотреть ряд вопросов, имеющих прямое отношение к рассматриваемой проблеме: это распределение вторичных электронов по энергиям методами сферического конденсатора и магнитного анализа, – а также найти функцию распределения вторичных электронов по нормальным энергиям.

Проведем анализ процессов, протекающих в эффективных эмиттерах в условиях облучения сканирующим пучком, и выбор необходимых аппаратурных и технических средств [9; 14].

Для каждого элемента  $\Delta S(x, y)$  поверхности мишени развертки пучка в растр эквивалентна импульсному режиму бомбардировки (9). Разложение электронного пучка в растр может быть осуществлено в пределах одного кадра или нескольких кадров. Для первого случая применим метод одиночных импульсов, описанный Шульманом и Македонским (10), а для второго – метод периодических импульсов [1; 7] исследования вторичной электронной эмиссии. Анализ процессов, протекающих в эффективных эмиттерах в условиях облучения сканирующим

электронным пучком, описан в работах [1; 7; 11]. Поскольку ставится задача определения коэффициента вторичной электронной эмиссии – КВЭЭ для диэлектриков, полупроводников и проводников, то появляется необходимость применения растрообразующей аппаратуры с различной частотой развертки. Для отклонения электронного пучка применяют электростатический и электромагнитный способы. Электромагнитный способ обеспечивает меньшую размытость пятна на образец от электронного пучка, одного для каждой частоты развертки необходимо менять отклоняющие катушки и систему коррекции с целью обеспечения линейного пилообразного тока. Кроме того, для электромагнитных отклонений характерны геометрические искажения раstra типа «подушка» и «бочка». Реально достижимый диаметр пятна на мишени при электромагнитном отклонении составляет 10..20 мкм. Для электростатических систем отклонения диаметр пятна составляет 30..100 мкм, однако такие системы работают на любой практически применяемой частоте развертки. Геометрические искажения таких систем меньше, чем у электромагнитных. Диаметр пятна электростатических систем в соответствии с поставленной задачей вполне подходит практически для любых исследуемых образцов эффективных эмиттеров. Исходя из изложенного выше, автор считает целесообразным выбрать электронную пушку с электростатическим отклонением луча. Такая пушка монтируется в измерительной лампе. Для обеспечения работы пушки необходим блок электропитания измерительной лампы с индикаторами отклонения луча по  $X$  и  $Y$ , а также микроамперметр, регистрирующим ток луча [3; 10; 12].

## 3. Программно-технический комплекс для исследования вторичной электронной эмиссии

Существует несколько методов измерения плотности тока луча в поперечном сечении [9]. В ряде методов для этой цели используют экраны, расположенные на пути пучка и покрытые люминофором, светящимся под действием электронной бомбардировки. Описаны методы определения размеров пучка по свечению остаточных газов в баллоне лампы, по рентгеновскому излучению, возникающему в месте падения электронов на специальную мишень из медной

фольги. Эти способы применимы лишь при больших энергиях пучка.

Более точным и универсальным, хотя конструктивно и более сложным, является метод измерения плотности пучка, при котором исследуемый пучок падает на металлическую мишень с очень малым отверстием. Поток, проходящий через это отверстие, падает на коллектор и служит мерой плотности тока в месте расположения отверстия. Передвигая мишень, можно получить распределение плотности тока в поперечном сечении пучка. Диаметр пучка и распределение плотности тока в его поперечном сечении можно также определить и методом измерения тока, идущего на тонкие проволоки, помещенные на пути пучка. Электронный луч с помощью отклоняющей системы перемещается в направлении, нормальном этим проволокам. Номинальный режим работы эффективных эмиттеров выбирается в соответствии с рекомендациями [1; 7].

В работах [1; 7] приведены различные конструкции приборов для измерения КВЭЭ при различных значениях энергии первичных электронов. В данной работе использовалась стандартная измерительная электронно-оптическая система электроннолучевой трубки 6ЛО32. Исследуемый образец помещался на подогреваемую площадку, находящуюся в центре шарообразного коллектора; источником ускоряющего напряжения служил делитель со значениями напряжений 0...1600 В. Образец – мишень находится под потенциалом порядка 50..60 В. Если потенциал коллектора превышает потенциал мишени  $T$ , все вторичные электроны, эмитированные мишенью, попадают на коллектор, и в этом случае можно измерить полный вторично-электронный ток и определить значение КВЭЭ ( $\sigma$ ):

$$\sigma = \frac{I_2}{I_1}, \quad (20)$$

где  $I_2$  – полный вторичный электронный ток;  $I_1$  – ток первичных электронов [1; 10; 11].

Если же потенциал коллектора ниже потенциала мишени, то не все электроны будут иметь возможность достигнуть коллектора. Только те вторичные электроны попадут на коллектор, которые эмитируются с кинетической энергией, достаточной по величине для преодоления задерживающей разности потенциалов между коллектором и мишенью.

Таким образом, можно определить значение неупругого отражения ( $\eta$ ). Коэффициент неупругого отражения  $\eta$  определяется отношением

$$\eta = \frac{I_k}{I_1}, \quad (21)$$

где  $I_k$  – ток вторичных электронов катода к коллектору;  $I_1$  – ток первичных электронов.

Определив значения  $\sigma$  и  $\eta$ , можно ввести определение коэффициента истинной ВЭЭ –  $\delta$ :

$$\delta = \sigma - \eta. \quad (22)$$

Существует четыре основные схемы измерения  $\delta$ , и, кроме того, применяются также компенсационные и мостовые схемы. При определении  $\delta$  измеряются две независимые величины токов.

При достаточном для отбора всех вторичных электронов положительном потенциале  $U_c$  на коллекторе относительно мишени в цепи коллектора измеряется величина насыщения вторичного тока. Прибором, включенным в объединенную цепь мишени и коллектора, измеряется первичный ток  $i_p$ . Из этих двух измерений получаем

$$\sigma = \frac{i_{tm}}{(i_{tm} + i_{sm})} = \frac{i_{sm}}{i_p}, \quad (23)$$

причем погрешность для первой схемы измерения составляет

$$\Delta\sigma_a = \left( \frac{\Delta i}{i_p} \right) (1 + \sigma), \quad (24)$$

где  $\Delta i$  – погрешность измерения токов, принятая одинаковой для обоих измерений.  $\sigma$  определяется так же, как и в первом случае, а погрешность измерения равна

$$\Delta\sigma_b = \left( \frac{\Delta i}{i_p} \right) (1 + 2\sigma). \quad (25)$$

Для второго случая измеряется первичный ток  $i_p$  и насыщенный разностный ток  $i_{tm}$ , тогда

$$\sigma = \frac{(i_p - i_{tm})}{i_p} = \frac{i_{sm}}{i_p}. \quad (26)$$

Погрешность для второго случая равна

$$\Delta\sigma_c = \left( \frac{\Delta i}{i_p} \right) (2 + \sigma). \quad (27)$$

Для третьего случая одним прибором, включенным в цепь мишени, последовательно производятся два измерения токов при различной полярности напряжения на коллекторе [6; 9; 10].

При ускоряющем вторичные электроны потенциале измеряется насыщенный разностный

ток  $i_{tm}$ . Если на коллектор подать задерживающий потенциал, равный или несколько превышающий  $U_p$  (все вторичные электроны должны быть возвращены на мишень), то в цепи мишени потечет ток  $i_p$ . В этом случае  $\sigma$  и  $\Delta\sigma$  определяются из (26), (27) соответственно.

Анализируя способы определения  $\sigma$ , можно прийти к выводу о том, что наиболее точно КВЭЭ определяется как в первом случае при использовании импульсных методов измерений наиболее подвержена помехам.

В третьем случае по электронно-оптическим соображениям трудно осуществить на практике полное запирающее вторичных электронов. При подаче на коллектор задерживающего потенциала, близкого по абсолютной величине к  $U_p$ , может происходить расфокусировка первичного пучка или его смещение с мишени. Вследствие этого результаты измерений становятся недостаточно достоверными. Измерения для третьего случая позволяют получить точные значения  $\sigma$ , если для измерения  $i_p$  использовать вспомогательный цилиндр Фарадея, расположенный рядом с мишенью.

Проводя анализ методов ручного измерения и причин, влияющих на достоверность полученных результатов, необходимо отметить следующее:

во-первых, отсутствие надежного контроля за местом локализации первичного электронного потока на поверхности предварительной телевизионной оценки качественных характеристик вторично-эмиссионных свойств образца;

во-вторых, изменение диаметра пятна электронного луча по поверхности образца, что приводит к усреднению значений  $\sigma$ ,  $\eta$  и  $\delta$ ;

в-третьих, необходимость измерения вторично-электронных свойств образца на участках характеристик до наступления деградационных процессов.

При разработке и осуществлении машинного определения вторично-эмиссионных свойств образца автор столкнулся со следующими трудностями:

- наличие на сигнале помех от электромеханических устройств машины;
- наличие шумов при оцифровке сигнала;
- наличие шумов от собственных усилительных устройств.

Эти причины часто приводили к сбою в работе машины при формировании массива  $256 \times 256$  элементов разложения.

Указанные недостатки были учтены при создании автоматизированного программно-технического комплекса (ПТК). Структурная схема ПТК представляет собой измерительную лампу, откачной высоковакуумный агрегат, аппаратуру сопряжения, стандартные блоки управления, питание и блок формирующих напряжений измерительной лампы. Основным узлом, организующим процесс измерения и расчета КВЭЭ, служит ПЭВМ типа IBM PC с процессором типа 803 86DX; неотъемлемой частью ПТК является специальное программное обеспечение [13; 14].

Программно-технический комплекс может работать в четырех режимах, организуемых последовательно: «Подготовка», «Поиск мишени», «Сканирование мишени», «Расчет КВЭЭ». Последние три режима организуются программно.

## Заключение

Получены физическая и математическая модели вторичной электронной эмиссии из эмиттеров с отрицательным электронным средством, кинетическое и диффузионное уравнения переноса электронов.

Определены формулы измерения коэффициента вторичной электронной эмиссии.

Проанализированы основные схемы измерения истинного коэффициента вторичной эмиссии и погрешности измерения коэффициента вторичной эмиссии для конкретных схем.

Разработаны и созданы аппаратно-технические средства программно-технического комплекса.

Разработаны программное обеспечение, структура программно-технического комплекса, его работа для исследования эмиссионных процессов и измерения КВЭЭ.

## Список литературы

1. Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1979.
2. Справочник по основам электронной техники / Б.С. Герпунский [и др.]. Киев: Высшая школа, 1974.
3. Дулин В.Н. Электронные и ионные приборы. Л.: Энергия, 1973.
4. Михайлов В.П. Дифференциальные уравнения в частных производных. М.: Наука, 1983.
5. Степаненко И.П. Основы микроэлектроники. М.: Сов. радио, 1980.
6. Степанов В.Д., Юсов Ю.П., Якушенко Е.А. Основные направления работ по автоматизации измерений и конт-

- роля в электронной промышленности // Электронная техника. Серия 8. 1993. Вып. 4. С. 3–6.
7. Шульман А.Р., Фридрихов С.А. Вторично-эмиссионные методы исследования твердого тела. М.: Наука, 1977.
8. Шульман А.Р., Македонский В.Л. // ЖТФ. 22, 1540 (1952), 352 (1944), 69, 693 (1996).
9. Ушеренко А.А., Юрченко В.И. Контрольно-измерительная аппаратура для технологического контроля // Электронная промышленность. 1993. Вып. 9. С. 50.
10. Якушенков Ю.Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов. М.: Сов. радио, 2000.
11. Добрецов Л.Н., Гамаюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966.
12. Шука А.А. Электроника. СПб.: БХВ-Петербург, 2005.
13. Фокс Д. Программное обеспечение и его разработка. М.: Мир, 1985.
14. Тейер Т., Липов М. Надежность программного обеспечения. М.: Мир, 1981.

---

## Secondary electronic emission and methods of its study

*D.P. Nikolaev*

In the article physical and mathematical process models of secondary electronic emission of secondary electrons, wrested from hurled when irradiating a surface of metal by the flow of primary electrons are considered. Analysis of processes, running in the efficient emitters at the condition of irradiating by scanning bunch and choice necessary hardware and technical facilities has been offered. It has been considered an inaccuracy of measurement of secondary electronic emission factor under different checking.

The theoretical motivations for the building mathematical models of leaving the secondary electrons from the solid-state under the action of falling on it flow of primary electrons are considered. On mathematical models, based on the result of deciding a kinetic equation, an algorithm of calculation of true secondary electronic emission factor depending on energy of primary electrons has been designed.

A structured scheme of automated software-technical complex, allowing measure a factor of secondary electronic emission of different material with the high degree of validity are stated.

*Keywords:* secondary electron emission, efficient emitter, the physical model, mathematical model, the target surface, the coefficient of secondary electron emission, electron beam deflection system.

---