

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ  
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«ВОРОНЕЖСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ»

**СИСТЕМЫ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО  
ПРОЕКТИРОВАНИЯ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ  
КОМПОНЕНТОВ  
РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ СХЕМ.  
CROSSLIGHT APSYS**

Учебное пособие

Издательско-полиграфический центр  
Воронежского государственного университета  
2009

## Содержание

Введение.....	4
1. Теоретические основы моделирования полупроводниковых приборов в САПР Crosslight APSYS .....	4
1.1. Физические модели, применяемые в пакете Crosslight APSYS, и его возможности .....	4
1.2. Теория полупроводников, используемая пакетом APSYS .....	6
1.3. Численные методы, используемые в САПР Crosslight APSYS .....	12
2. Среда проектирования Crosslight APSYS .....	16
2.1. Интерфейс и работа с модулем SimuApsys .....	16
2.2. Интерфейс и работа с модулем LayerBuilder .....	18
2.3. Интерфейс и работа с модулем GeoEditor .....	19
2.4. Интерфейс и работа с модулем CrosslightView .....	20
3. Процедуры проектирования и основные файлы проекта .....	22
3.1. Синтаксис layer файла .....	25
3.2. Синтаксис geo файла .....	26
3.3. Синтаксис sol файла .....	28
3.4. Работа с результатами расчета с помощью файлов .plt .....	29
Список литературы .....	33

## 1.2. Теория полупроводников, используемая пакетом APSYS

Основными уравнениями, описывающими полупроводниковые устройства, являются уравнения Пуассона (1), уравнений непрерывности для электронов (2) и дырок (3) и кинетические уравнения Больцмана для электронов и дырок (4) и (5):

$$-\nabla \cdot \left( \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{dc}}{q} \nabla V \right) = -n + p + N_D(1 - f_D) - N_A f_A + \sum_j N_{ij}(\delta_i - f_{ij}), \quad (1)$$

$$\nabla \cdot J_n - \sum_j R_n^{ij} - R_{sp} - R_{st} - R_{au} + G_{opt}(t) = \frac{\partial n}{\partial t} + N_D \frac{\partial f_D}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot J_p + \sum_j R_p^{ij} + R_{sp} + R_{st} + R_{au} - G_{opt}(t) = -\frac{\partial p}{\partial t} + N_A \frac{\partial f_A}{\partial t}, \quad (3)$$

$$n_0 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - F}{kT}\right), \quad (4)$$

$$p_0 = N_v \exp\left(-\frac{E_v - F}{kT}\right), \quad (5)$$

где  $q$  – заряд электрона,  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная;  $\varepsilon_{dc}$  – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводникового кристалла;  $n$ ,  $p$ ,  $N_A$ ,  $N_D$ ,  $N_{ij}$  – концентрации свободных электронов, дырок, ионизированных акцепторов, доноров и  $j$ -го глубокого уровня соответственно;  $f_A$ ,  $f_D$ ,  $f_{ij}$  – заселенность мелких акцепторов, доноров и  $j$ -го глубокого уровня соответственно;  $\delta_i$  – константа, которая принимает значение 1 для глубоких доноров и 0 для глубоких акцепторов;  $J_n$ ,  $J_p$  – плотности токов электронов и дырок;  $R_n^{ij}$ ,  $R_p^{ij}$  – скорости рекомбинаций электронов и дырок в единице объема через  $j$ -й глубокий уровень;  $R_{sp}$  – скорость спонтанной рекомбинации в единице объема;  $R_{st}$  – скорость вынужденной рекомбинации в единице объема;  $R_{au}$  – скорость оже-рекомбинации в единице объема, если она учитывается при расчетах;  $G_{opt}$  – скорость генерации носителей в единице объема, стимулированной оптическим излучением;  $n_0$ ,  $p_0$  – концентрация равновесных электронов и дырок;  $N_c$ ,  $N_v$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости и в валентной зоне;  $E_c$ ,  $E_v$  – энергии, соответствующие дну зоны проводимости и потолку валентной зоны;  $F$  – уровень Ферми;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – термодинамическая температура. Эти уравнения определяют вольтамперные характеристики полупроводникового устройства.

При моделировании в САПР Crosslight APSYS возможно использование ещё двух моделей для описания распределений носителей по энергиям  $w$  и температурам. Не следует путать температуру носителей с температурой ионной решётки. Распределений носителей по энергиям показывает, насколько распределение носителей отклоняется от распределения Ферми –

Дирака. Такая модель называется ещё гидродинамической. В САПР APSYS используется вариант этой модели, разработанный Азовым [2]. Для простоты будем рассматривать только уравнения для горячих электронов. Соответствующие уравнения для дырок полностью аналогичны.

$$\nabla \cdot S + R_n w - \nabla E_c \cdot J_n + \frac{n(w - w_0)}{\tau_w} + \frac{\partial(nw)}{\partial t} = 0, \quad (6)$$

$$S = -\frac{5}{3} J_n w - \frac{10}{9} \mu_n n w \nabla w. \quad (7)$$

Здесь  $w$  – полная энергия электрона,  $w_0 = 3kT/2$  – энергия электрона в состоянии теплового равновесия с решёткой,  $S$  – интенсивность потока энергии электронов, а  $\tau_w$  – время релаксации энергии.

Главной задачей при моделировании процессов является независимое решение этих уравнений относительно электростатического потенциала  $V$ , концентраций электронов и дырок  $n$  и  $p$ , а также энергий электронов и дырок  $W_n$  и  $W_p$ , соответственно. Из теории физики полупроводниковых устройств известно, что плотности потока носителей тока  $J_n$  и  $J_p$  из уравнений (2) и (3) могут быть записаны как функции концентрации носителей и квазиуровней Ферми [16]:

$$J_n = n \mu_n \nabla E_{fn}, \quad (8)$$

$$J_p = p \mu_p \nabla E_{fp}, \quad (9)$$

где  $\mu_n$  и  $\mu_p$  – подвижности электронов и дырок, соответственно. Для удобства будем использовать плотность потока носителей вместо плотности тока и наоборот, не смотря на то, что они различаются на величину элементарного заряда. В гидродинамической модели выражение для электронного (дырочного) тока выглядит иначе:

$$J_n = \mu_n \left\{ -n \nabla [\psi + \chi + \gamma_n] + \frac{2}{3} \nabla(nw) - nw \nabla \ln(m_n) \right\}. \quad (10)$$

Граничные условия для уравнений (1)–(3) могут быть реализованы как омические контакты, контакты с барьером Шоттки, неймановские (отражающие) границы, элементы с сосредоточенными параметрами и контакты, управляемые током. Граничные условия на уравнения для горячих электронов здесь накладываются на температуру носителей у контактов.

**Для учета процессов генерации-рекомбинации носителей** заряда, в том числе и в присутствии глубоких уровней (ловушек), используется модель рекомбинации носителей Шокли – Рида – Холла, описываемая соотношениями:

$$R_n^j = c_{nj} n N_{ij} (1 - f_{ij}) - c_{nj} n_{1j} N_{ij} f_{ij}, \quad R_p^j = c_{pj} p N_{ij} f_{ij} - c_{pj} p_{1j} N_{ij} (1 - f_{ij}), \quad (18)$$

где  $n_{1j}$  – концентрация электронов в случае совпадения квазиуровня Ферми с энергетическим уровнем  $E_{ij}$   $j$ -го глубокого уровня,  $p_{1j}$  концентрация для дырок в аналогичных условиях. Для переходного процесса справедливо следующее уравнение, описывающее динамику заполнения ловушек [3]:

$$N_{ij} \frac{\partial f_{ij}}{\partial t} = R_n^{ij} - R_p^{ij} \quad (19)$$

Коэффициенты захвата носителей  $c_{nj}$  и  $c_{pj}$  можно выразить через сечение захвата с помощью соотношений:

$$c_{nj} = \sigma_{nj} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_n}}, \quad (20)$$

$$c_{pj} = \sigma_{pj} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_p}}. \quad (21)$$

Зная концентрацию ловушек  $N_{ij}$ , сечения захвата для электронов  $\sigma_{nj}$  и дырок  $\sigma_{pj}$  и энергетические уровни ловушек  $E_{ij}$ , из (18) и (19) можно получить выражение для степени ионизации глубоких уровней в установившемся состоянии:

$$f_{ij} = \frac{c_{nj}n + c_{pj}p}{c_{nj}(n + n_{1j}) + c_{pj}(p + p_{1j})}. \quad (22)$$

При моделировании происходящих во времени процессов заселённость глубоких уровней является функцией времени, зависящей от сечения захвата и локальной концентрации носителей. В этом случае состояние глубоких уровней ищется для каждого шага во времени из (18).

Концентрация электронов и дырок в полупроводнике, входящая в уравнения (1)–(3) подчиняется статистике Ферми – Дирака и может быть описана выражениями [4]:

$$n = N_c F_{1/2} \left( \frac{E_{fn} - E_c}{kt} \right), \quad (23)$$

$$p = N_v F_{1/2} \left( \frac{E_v - E_{fp}}{kt} \right), \quad (24)$$

где  $F_{1/2}$  – интеграл Ферми порядка  $1/2$ .

**На границе гетероперехода образуется квантовая потенциальная яма**, приводящая к образованию тонкого слоя двумерного электронного газа. Для учета этого явления в формулах распределения концентрации (23), (22) необходимо внести слагаемое, характеризующее плотность носителей в яме. Построение модели концентрации носителей в симметричной яме исходит из использования приближения плоских зон при отсутствии внешнего электрического поля (это ситуация наблюдается в состоянии равновесия). При небольшом локальном изменении потенциала, можно продолжить использование приближения плоских зон, если ввести небольшую поправку в энергетический уровень локализованных состояний (рис. 1а). Для упрощения расчетов в этом случае считается, что все электроны сосредоточены в области потенциальной ямы и их концентрация может быть найдена, используя локальный уровень Ферми и уровень локализованных состояний. В этом случае концентрацию носителей в яме можно рассчитать по формуле: