

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, ε_0 – электрическая постоянная; ε_{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; δ_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 τ_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 μ_n и μ_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:

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

где n_{1j} – концентрация электронов в случае совпадения квазиуровня Ферми с энергетическим уровнем E_{tj} 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 σ_{nj} и дырок σ_{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: