

УДК 535.21

## **Спектральная зависимость коэффициента лавинного умножения от глубины залегания *p-n* перехода**

А.А. Короннов

НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха

### **Введение**

Информация о глубине залегания *p-n* перехода является отправной для расчета времени травления эпитаксиальной структуры при производстве германиевого лавинного фотодиода по меза-планарной технологии. Проведенные ранее исследования показали, что предоставленные заводом изготовителем данные о глубине перехода могут значительно отличаться от реальных, и требуют проверки. Это делает актуальным определение глубины залегания *p-n* перехода в эпитаксиальных структурах, а определение ее по значению коэффициента умножения реализуемому в готовой фотодиодной структуре представляет особый интерес, поскольку не требует трудоемких операций фотолитографии и послойного травления с межоперационным измерением обратных токов структуры.

Процесс умножения фототока протекающего через *p-n* переход лавинного фотодиода обычно рассматривают для случая односторонней инжекции носителей в область пространственного заряда. Такой подход приемлем при анализе структур с глубоким залеганием *p-n* перехода, когда можно пренебречь фотогенерацией носителей в области пространственного заряда, и проводить расчет коэффициента лавинного умножения на основании простых и известных выражений. Однако для структур, в которых область поглощения не разделена с областью умножения расчет коэффициента лавинного умножения не корректно проводить в рамках упрощенной модели. Поэтому для рассматриваемого в настоящей работе лавинного фотодиода со структурой, представленной на рис 1, расчет фототоков в лавинном и безлавинном режимах следует проводить с учетом положения *p-n* перехода.

### **Решение для фототока лавинного фотодиода в безлавинном режиме.**

Работу лавинного фотодиода при напряжении обратного смещения  $u$  не обеспечивающем развитие процесса лавинного умножения можно рассматривать аналогично обычному фотодиоду. При этом для расчета полного фототока необходимо решить уравнения непрерывности для *p* и *n* областей, и учесть вклад в общий фототок фотогенерации носителей в обедненном слое.

Принимая во внимание несимметричность *p-n* перехода можно считать, что область

пространственного заряда сосредоточена в слаболегированной р-области.[Гауэр], и имеет толщину  $l_{scr}$  определяемую на основании решения уравнения Пуассона. Принимаемая в работе модель резкого р-п перехода позволяет использовать следующую формулу [Гауэр]:

$$l_{scr} = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0}{e \cdot N_a} \cdot \varphi_d + u}$$

где

$$\varphi_d = \frac{k \cdot T}{e} \cdot \ln \left( \frac{N_d \cdot N_a}{N_i^2} \right)$$

$k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $e$  – заряд электрона,  $N_a$  – концентрация акцепторной примеси в р-области,  $N_d$  – концентрация донорной примеси в п-области,  $N_i$  – собственная концентрация носителей в Ge,  $\varepsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Задаваясь глубиной залегания р-п перехода  $x_{pn}$ , можно рассчитать плотность тока в барьерной области[]:

$$J_{scr} = -e \cdot \int_{x_{pn}-l_{scr}}^{x_{pn}} G(x) dx$$

Где  $G(x)$  определяется механизмом фотогенерации носителей в объеме полупроводника и в соответствии с работой [] может быть записан в виде:

$$G(x) = \eta(1 - R) \cdot \frac{\lambda \cdot \Phi}{h \cdot c \cdot S} \cdot \alpha \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$$

$$G(x) = \eta \cdot (1 - R) \cdot \frac{\lambda}{S}$$

Решение для р+-р области фотодиода можно искать пренебрегая изменением концентрации от р к р+ слою, что вполне допустимо поскольку падение потенциала на р+-р переходе пренебрежимо мало в сравнении с падением потенциала на р-п переходе, а концентрация неосновных носителей на поверхности р+ слоя определяется скоростью поверхностной рекомбинации. Поэтому для р+-р области стационарное уравнение непрерывности и первое граничное условие запишется следующим образом.

$$0 = \eta(1 - R) \cdot \frac{\lambda \cdot \Phi}{h \cdot c \cdot S} \cdot \alpha \cdot \exp(-\alpha \cdot x) + D_n \cdot \frac{d^2}{dx^2} \Delta n(x) - \frac{\Delta n(x)}{\tau_n}$$

$$\sigma(n(x) - n_p) = D_n \cdot \left( \frac{d}{dx} n(x) \right)$$

где

$$\Delta n(x) = n(x) - n_p$$

Поскольку концентрация неосновных носителей при  $x = x_{pn} - l_{scr}$

выражение для концентрации стр 61

то при напряжении  $u \gg kt/e$  обеспечивающем безлавинный режим работы фотодиода второе граничное условие запишется в виде:

$$\Delta n(x_{scr}) = n(x_{scr}) - n_p$$

Аналитическое решение для плотности электронного тока в р-области было найдено подстановкой решения уравнения (1) в соотношение

$$J_n(x) = e \cdot D_n \cdot \left( \frac{d}{dx} n(x) \right)$$

Полученное в результате выражение для плотности тока на границе р - области и обедненного слоя имеет следующий вид:

$$J_n(x_{pn}) := \frac{D_n}{L_n} \cdot \frac{N_i^2}{N_a} \cdot e \cdot \frac{\exp\left(\frac{x_{pn} - l_{scr}}{L_n}\right) \cdot \left(\frac{D_n}{L_n} + \sigma\right) - \exp\left(-\frac{x_{pn} - l_{scr}}{L_n}\right) \cdot \left(\frac{D_n}{L_n} - \sigma\right)}{\exp\left(\frac{x_{pn} - l_{scr}}{L_n}\right) \cdot \left(\sigma + \frac{D_n}{L_n}\right) + \exp\left(-\frac{x_{pn} - l_{scr}}{L_n}\right) \cdot \left(\frac{D_n}{L_n} - \sigma\right)} +$$

$$D_n \cdot \frac{\exp\left[-(x_{pn} - l_{scr}) \cdot \left(\alpha - \frac{1}{L_n}\right)\right] \cdot \left(\frac{L_n \cdot \sigma}{D_n} + 1\right) + \exp\left[-(x_{pn} - l_{scr}) \cdot \left(\alpha + \frac{1}{L_n}\right)\right] \cdot \left(\frac{L_n \cdot \sigma}{D_n} - 1\right) - 2 \cdot \left(L_n \cdot \alpha + \frac{L_n \cdot \sigma}{D_n}\right)}{\left[\exp\left(\frac{x_{pn} - l_{scr}}{L_n}\right) \cdot \left(\sigma + \frac{D_n}{L_n}\right) - \exp\left(-\frac{x_{pn} - l_{scr}}{L_n}\right) \cdot \left(\sigma - \frac{D_n}{L_n}\right)\right]} + \alpha \cdot L_n^2 \cdot \exp[-\alpha \cdot (x_{pn} -$$

Чтобы учесть вклад в общий фототок поглощения излучения в п области необходимо решить для нее стационарное уравнение непрерывности относительно неосновных носителей:

$$0 = \frac{1}{D_p} \cdot \left( \eta(1 - R) \cdot \frac{\lambda \cdot \Phi}{h \cdot c \cdot S} \right) \cdot \alpha \cdot \exp(-\alpha \cdot x) + \frac{d^2}{dx^2} \Delta p(x) - \frac{\Delta p(x)}{D_p \cdot \tau_p}$$

Поскольку область пространственного заряда не распространяется в п-область, первое

граничное условие можно записать для точки  $x_{pn}$ , где концентрация носителей определяется соотношением

$$p_n = n_n \cdot \exp(-eV/kT) \text{ ???}$$

и аналогично граничному условию в p-области может быть записано следующим образом:

$$\Delta p \left( x_{pn} \right) = -p_n$$

Пологая размеры n-области достаточно большими можно записать второе граничное условие для  $x \rightarrow \infty$ , где концентрация дырок достигает своего равновесного значения

$$\Delta p (\infty) = 0$$

Нахождение решения уравнения (2) с последующей его подстановкой в выражение

$$J_p(x) = -e \cdot D_p \cdot \left( \frac{d}{dx} p(x) \right)$$

Позволяет найти плотность дырочного тока втекающего в область пространственного заряда из n-области

$$J_p(\lambda, x_{pn}) := e \cdot \frac{D_p}{L_p} \cdot \frac{N_i^2}{N_d} + e \cdot \frac{L_p \cdot \alpha(\lambda) \cdot \exp[-\alpha(\lambda) \cdot x_{pn}]}{L_p \cdot \alpha(\lambda) + 1} \cdot \left[ \eta \cdot (1 - R) \cdot \frac{\lambda \cdot \Phi}{h \cdot c \cdot S_{\text{beam}}} \right]$$

В результате полный фототок лавинного фотодиода в безлавинном режиме определяется суммой электронного  $J_n$ , дырочного  $J_p$  и генерационного тока в области пространственного заряда:

$$J_{\Sigma}(\lambda, x_{pn}) := J_p(\lambda, x_{pn}) + J_{scr}(\lambda, x_{pn}) + J_n(\lambda, x_{pn})$$

### Решение для фототока лавинного фотодиода в лавинном режиме.

При увеличении напряжения обратного смещения происходит уширение области пространственного заряда. Поэтому электронная составляющая тока в p-области в лавинном режиме работы фотодиода будет отличаться от найденной выше вследствие увеличения значения  $l_{scr}$ . Дырочный ток в n-области останется прежним в связи с сохранением справедливости граничных условий принятых для безлавинного режима работы фотодиода.

Токи в области пространственного заряда при достаточно высокой напряженности поля, когда существенен вклад процесса ударной ионизации, описываются дифференциальным уравнением [русская про пробой]:

$$\frac{d}{dx} J_n(x) = -\frac{d}{dx} J_p(x) = \alpha_n \cdot J_n(x) + \alpha_p(x) \cdot J_p(x) + e \cdot G(x)$$

решение которого искалось при смещенном начале координат к левой границе области пространственного заряда, что эквивалентно сдвигу влево функции генерации носителей в объеме полупроводника:

$$G(x) = \eta(1 - R) \cdot \frac{\lambda \cdot \Phi}{h \cdot c \cdot S} \cdot \alpha \cdot \exp[-\alpha \cdot [x + (x_{pn} - L_{scr})]]$$

Это позволило записать часть граничных условий при  $x=0$

$$J_n(0) = J_{n0} \quad J_n(L_{scr}) = I - J_{p0}$$

$$J_p(0) = I - J_{p0} \quad J_p(L_{scr}) = J_{p0}$$

где сумма  $J_n$  и  $J_p$  определяет полный ток  $J$  через p-n переход.

В результате Решение уравнения (3) для дырочной составляющей тока на правой границе p – области было получено в следующем виде

$$J_{p0}(\lambda, x_{pn}) := \frac{e \cdot P(\lambda) \cdot \exp[-\alpha(\lambda) \cdot x_{pn}] \cdot \alpha(\lambda) \cdot \left( \frac{1}{\alpha(\lambda) - \alpha_p + \alpha_n} \right) \cdot \left( 1 - \frac{\alpha_p}{\alpha_n} \right) \cdot \left[ \exp[\alpha(\lambda) - \alpha_p + \alpha_n] \cdot L_{scr} - 1 \right] + J_{p0}(\lambda, x_{pn}) \cdot \left( 1 - \frac{\alpha_p}{\alpha_n} \right) \cdot \exp[\alpha_n - \alpha_p] \cdot L_{scr}}{1 - \frac{\alpha_p}{\alpha_n} \cdot \exp[\alpha_n - \alpha_p] \cdot L_{scr}}$$

где  $L$  - ширина области пространственного заряда при напряжении смещения  $U$  определяется в соответствии с выражением (6). Значения коэффициентов ударной ионизации также зависят от приложенного напряжения смещения:

$$a_n = A \cdot \exp$$

Перезаписав выражение для электронного тока инжектируемого в область пространственного заряда

$$J_{n0}(\lambda, x_{pn}) := \frac{D_n}{L_n} \cdot \frac{N_i^2}{N_a} \cdot e \cdot \frac{\exp\left(\frac{x_{pn} - l_{scr}}{L_n}\right) \cdot \left(\frac{D_n}{L_n} + \sigma\right) - \exp\left(-\frac{x_{pn} - l_{scr}}{L_n}\right) \cdot \left(\frac{D_n}{L_n} - \sigma\right)}{\exp\left(\frac{x_{pn} - l_{scr}}{L_n}\right) \cdot \left(\sigma + \frac{D_n}{L_n}\right) + \exp\left(-\frac{x_{pn} - l_{scr}}{L_n}\right) \cdot \left(\frac{D_n}{L_n} - \sigma\right)}$$

значение полного тока фотодиода в лавинном режиме можно определить суммой

$$J = J + J + J$$

## Эксперимент

Воздействие мощного сфокусированного лазерного излучения на поверхность чувствительной площадки лавинного фотодиода позволяет испарить слой полупроводника не повреждая p-n переход. Применение такого подхода дает возможность реализовать на одном фотодиоде несколько однотипных структур с различной глубиной залегания p-n перехода и провести для каждой из них измерение коэффициента лавинного умножения фототока.

Экспериментальные данные были получены в результате измерения фототоков при фокусировке излучения на чувствительной площадке, и в кратере глубиной порядка 1 мкм. Измерения проводились на длинах волн 1.064 мкм, 1.3 мкм, 1.54 мкм в лавинном и безлавинном режимах работы фотодиода. В результате чего были рассчитаны значения коэффициентов лавинного умножения фототока для рассмотренных длин волн.

Теоретический расчет коэффициентов лавинного умножения для разных глубин залегания p-n перехода проводился на основании полученных выражений для фототока лавинного фотодиода в лавинном и безлавинном режимах.

$$M=J/J_m$$

При этом подвижность и время жизни носителей искались в соответствии с данными, представленными в [Григорьев] для концентрации акцепторной  $N_a =$  и донорной примеси  $N_d =$ . Коэффициент диффузии  $D$  определялся соотношением Эйнштейна, а диффузионная длина из равенства:

$$L_n := \sqrt{D_n \cdot \tau_n}$$

Для вычисления коэффициентов ударной ионизации дырок и электронов использовались выражения (3) с подстановкой коэффициентов [5]:

$$A_n := 53.2 \cdot 10^6 \quad b_n := 1.9 \cdot 10^6$$

$$A_p := 22.4 \cdot 10^6 \quad b_p := 1.59 \cdot 10^6$$

Скорость поверхностной рекомбинации  $\sigma$  принималась равной  $53 \cdot 10^3$ . Радиус фотодиода был выбран в соответствии размерами фотошаблона равным 100 мкм. Коэффициент отражения просветляющего покрытия  $\text{SiO}_2$   $R=0.04$ , но в случае расчета фототока в области с испаренной поверхностью заменялся на 0.4, что соответствует коэффициенту отражения германия.

Поскольку реально измеряемое значение величины коэффициента лавинного умножения зависит от сопротивления нагрузки и от объемного сопротивления фотодиода [], :

То при сопоставление теоретических данных с экспериментальными следует рассматривать отношение коэффициентов лавинного умножения. Это позволяет исключить влияние объемного сопротивления и избавиться от необходимости его измерения.

Аппроксимация экспериментального отношения проводилась отношением коэффициентов лавинного умножения полученных для глубин залегания р-п перехода отличающихся на 1 мкм, что соответствует глубине кратера. Варьирование при расчетах значения глубины перехода позволило добиться хорошего согласия теории с экспериментом (рис.1), при вполне реальной величине для рассматриваемой структуры фотодиода 4.67 мкм.

### **Заключение.**

Представленная в настоящей работе математическая модель фотодиода была построена с учетом влияния глубины залегания р-п перехода на величину фототока в лавинном и безлавинном режимах. Это позволило определить глубину залегания р-п перехода у исследуемого лавинного фотодиода по измеренным коэффициентам умножения фототока при фокусировке излучения на чувствительную площадку и на дно абляционного кратера, сформированного на ней. Полученное в результате значение 4.67 мкм находится в ожидаемом диапазоне 1.4 — 5.4 мкм, определенным техническими требованиями к эпитаксиальной структуре из которой изготавливался исследуемый фотодиод.

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность определения глубины залегания р-п перехода в уже готовой фотодиодной структуре. Использование этих данных в условиях серийного производства фотодиодов для корректировки технологического процесса способно обеспечить повышение процента выхода годных германиевых лавинных фотодиодов.