

H поперечный дрейф пар к грани S_+ (магнитоконцентрационный эффект) полностью компенсирует влияние их продольного выноса (контактная эксклюзия), и сигнал ОЛ исчезнет.

На рис. 2 приведены зависимости интенсивности ОЛ от H при фиксированных значениях E различной полярности. Здесь в отсутствие магнитного поля исходная мощность ОЛ определяется дефицитом концентрации неравновесной ЭД плазмы в условиях эксклюзии при фиксированных значениях E . Изменение баланса процессов продольного и поперечного переноса ЭД плазмы при выносе ее на грань S_+ (магнитоконцентрационный эффект) наблюдается и в этом случае. Это приводит к уменьшению мощности ОЛ с увеличением H (кривые 1'—3'). При выносе носителей заряда к грани S_- (кривые 1—3) мощность ОЛ увеличивается с ростом H , поскольку в данном случае оба процесса способствуют истощению ЭД плазмой объема образца. Насыщение кривых 3 на рис. 1, 2 свидетельствует о том, что мощность ОЛ в этом случае приближается к мощности равновесного рекомбинационного излучения полупроводника в области межзонных переходов [5]. Это позволило оценить реальные значения максимальной мощности ОЛ, достигаемые в эксперименте. Расчет в соответствии с [5] дает для наблюдаемых в нашем эксперименте потоков ОЛ величины порядка $2 \cdot 10^{-6}$ Вт/см².

Таким образом, анизотропия проводимости, возникающая в скрещенных электрическом и магнитном полях, позволяет управлять мощностью отрицательной люминесценции, вызванной контактной эксклюзией. Управление в зависимости от величины и знака E и H приводит к увеличению или уменьшению мощности ОЛ, а в отдельных случаях — к ее немонотонному изменению. Немонотонный характер полевых зависимостей мощности ОЛ является следствием сложного профиля распределения концентрации неравновесной ЭД плазмы, исследования которого будут продолжены в дальнейшем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] С. С. Болгов, В. К. Малютенко, В. И. Пипа. Письма ЖТФ, 5, 1444 (1979).
- [2] В. К. Малютенко, К. Ю. Гуга, А. М. Рыбак. ФТП, 24, 1467 (1990).
- [3] В. К. Малютенко, А. М. Рыбак, А. Г. Коллюх. ЖПС, 47, 299 (1987).
- [4] А. А. Акопян, С. А. Витусевич, К. Ю. Гуга, В. К. Малютенко, А. М. Рыбак. ФТП, 26, 389 (1992).
- [5] С. С. Болгов, В. К. Малютенко, В. И. Пипа. ФТП, 17, 208 (1983).

Редактор Л. В. Шаронова

ФТП, том 26, вып. 12, 1992

ДИФфуЗИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ПРИМЕСЕЙ В ВАРИЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Л. С. Монастырский, Б. С. Соколовский

Львовский государственный университет им. Ив. Франко, 290054, Львов, Украина
(Получено 10.04.1992. Принято к печати 26.06.1992)

Важная роль, которую занимают диффузионные процессы в технологии изготовления приборов микроэлектроники, обуславливает значительный интерес к разработке адекватных физических моделей диффузии примесей в полупроводниках. При описании диффузии ионизированных примесей в гомозонных

полупроводниках (ГЗП) широкое распространение получила предложенная в [1] модель, в которой связанное с градиентом распределения примеси внутреннее электрическое поле обуславливает концентрационную зависимость коэффициента диффузии и приводит к двукратному увеличению последнего в случае больших концентраций примеси. Упомянутая модель обобщена в [2], где показано, что учет вырождения носителей заряда увеличивает степень нелинейности концентрационной зависимости коэффициента диффузии, причем возможно его возрастание на порядок и более.

В значительно меньшей степени исследованы процессы диффузии примесей в варизонных полупроводниках (ВЗП), которые находят широкое применение в микроэлектронике. В [3] показано, что свойственная ВЗП координатная зависимость амплитуды потенциального рельефа, в котором мигрирует примесный атом, обуславливает появление дрейфового потока, инвариантного относительно зарядового состояния примеси. Что же касается моделирования процессов электродиффузии ионизированных примесей в ВЗП, то в известной нам литературе данная проблема не рассматривалась, хотя важность ее решения не вызывает сомнений.

В данной работе рассматривается простая модель, позволяющая учесть влияние пространственной неоднородности зонной структуры на диффузию заряженной примеси в ВЗП.

Диффузия примеси, которая для определенности предполагается однократно заряженной, описывается в одномерном случае уравнением [4]

$$\frac{\partial N_{A,D}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[D_{A,D} \left(\frac{\partial N_{A,D}}{\partial x} \mp \frac{N_{A,D}}{kT} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \right], \quad (1)$$

где $N_{A,D}$ — концентрация акцепторных или донорных примесей, которые считаются полностью ионизированными, $D_{A,D}$ — коэффициент диффузии акцепторов или доноров, который в общем случае зависит от координаты [3], k — постоянная Больцмана, T — температура.

Фигурирующий в (1) электростатический потенциал φ удовлетворяет уравнению Пуассона, которое в обычно реализуемом на практике случае квазиравновесного пространственного распределения носителей заряда можно записать в следующем виде (для невырожденных ВЗП) [5]:

$$\frac{\epsilon_0}{e} \frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) = n_{i0} \left[\exp \left(\frac{e\varphi + \Delta\theta}{kT} \right) - \exp \left(- \frac{e\varphi + \Delta E_g + \Delta\theta}{kT} \right) \right] \pm \dot{N}_{A,D}, \quad (2)$$

где n_{i0} — собственная концентрация носителей в точке $x=0$ ВЗП, $\Delta E_g = E_g(x) - E_g(0)$, $\Delta\theta = \theta(x) - \theta(0)$, E_g — ширина запрещенной зоны, θ — электронное сродство, ϵ , ϵ_0 — диэлектрические проницаемости ВЗП и вакуума; e — абсолютное значение заряда электрона. При записи (2) принималось, что φ отсчитывается от уровня Ферми в собственном полупроводнике с составом, соответствующим точке $x=0$ ВЗП; кроме того, считалось, что эффективные плотности состояния в зоне проводимости и валентной зоне не зависят от координаты.

Для решения уравнения (1), дополненного соответствующими граничными условиями, необходимо в общем случае прибегать к численным методам [5]. Однако в наиболее часто реализующейся на практике ситуации, когда характерные длины, описывающие пространственную неоднородность N_A (N_D), E_g , θ , намного превышают дебаевскую длину экранирования, также можно воспользоваться приближением локальной квазинейтральности. В этом случае для напряженности внутреннего электрического поля $E(E, 0, 0) = -\nabla\varphi$ из (2) получим

$$E = \pm \frac{kT}{e \sqrt{N_{A,D}^2 + 4n_i^2}} \frac{\partial N_{A,D}}{\partial x} + \frac{1}{e} \frac{d\theta}{dx} + \frac{2n_i^2}{e \sqrt{N_{A,D}^2 + 4n_i^2} (\sqrt{N_{A,D}^2 + 4n_i^2} \mp N_{A,D})} \frac{dE_g}{dx}, \quad (3)$$

где $n_i = n_{i0} \exp(-\Delta E_g/kT)$, т. е. внутреннее электрическое поле в ВЗП представляет собой суперпозицию полей, формирующихся как за счет неоднородного распределения примеси, так и вследствие координатной зависимости E_g , θ . При $\nabla E_g = \nabla \theta = 0$ (3) переходит в формулу для внутреннего поля в ГЗП [1], которая широко используется при моделировании процессов диффузии заряженных примесей.

В предельных случаях больших и малых концентраций примеси из (3) получим

$$E = \frac{kT}{eN_A} \frac{\partial N_A}{\partial x} + \frac{1}{e} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{1}{e} \frac{dE_g}{dx} \quad \text{при } N_A \gg n_i, \quad (4)$$

$$E = -\frac{kT}{eN_D} \frac{\partial N_D}{\partial x} + \frac{1}{e} \frac{d\theta}{dx} \quad \text{при } N_D \gg n_i, \quad (5)$$

$$E = \frac{1}{e} \frac{d\theta}{dx} + \frac{1}{2e} \frac{dE_g}{dx} \quad \text{при } N_{A,D} \ll n_i. \quad (6)$$

Таким образом, в отличие от ГЗП миграция заряженной примеси в ВЗП даже при небольших ее концентрациях (по сравнению с концентрацией собственных носителей) имеет диффузионно-дрейфовый характер. В то время как в ГЗП внутреннее электрическое поле усиливает диффузию, в ВЗП оно может и противодействовать ей. Последнее, как следует из (1), (3), имеет место в случае, когда поле, обусловленное неоднородностью зонной структуры, превышает поле, связанное с градиентом концентрации примеси, и противоположно ему направлено. Если принять во внимание, что в реальных структурах градиенты E_g , θ могут достигать значений 10^2 — 10^3 эВ/см [6], то очевидна важность учета дрейфового перемещения примесей в обусловленном варизонностью электрическом поле.

Полученные выше соотношения легко обобщить на случай совместной диффузии донорных и акцепторных примесей.

В заключение отметим, что предложенный подход можно использовать для уточнения уравнения диффузии примесей в однородных по химическому составу полупроводниках, когда проявляется обусловленный сильным легированием эффект сужения запрещенной зоны [7, 8].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] K. Lehovc, J. A. Slobodsko. Sol. St. Electron., 3, 45 (1961).
- [2] И. Б. Снапиров, Н. Н. Ткаченко. Письма ЖЭТФ, 50, 111 (1989).
- [3] Т. Д. Джафаров. Дефекты и диффузия в эпитаксиальных структурах, 207. Л. (1978).
- [4] Б. И. Болтакс. Диффузия примесей в полупроводниках, 462. М. (1961).
- [5] Б. С. Соколовский. Автореф. канд. дис. Львов (1986).
- [6] Г. П. Пека, В. Ф. Коваленко, А. Н. Смоляр. Варизонные полупроводники, 251. Киев (1989).
- [7] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов, т. 1, 455. М. (1984).
- [8] Д. О. Бычковский, О. В. Константинов, Б. В. Царенков. ФТП, 24, 1848 (1990).