

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВАРИЗОННЫХ СТРУКТУР С НЕЛИНЕЙНЫМ ПРОФИЛЕМ СОСТАВА

С. В. Клецкий

Институт полупроводников Академии наук Украины, 252650, Киев, Украина
(Получена 20.11.1991. Принята к печати 7.04.1992)

Рассмотрена обратная задача фотопроводимости варизонных структур $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с нелинейным профилем состава при оптическом возбуждении со стороны широкозонной поверхности. Определены профили ширины запрещенной зоны, обеспечивающие требуемый вид спектральной характеристики.

Встроенное квазиэлектрическое поле в полупроводнике (ПП) с координатной зависимостью состава и, следовательно, ширины запрещенной зоны $E_g(r)$ существенно влияет на распределение неравновесных носителей заряда (ННЗ) и фактически определяет вид его спектральной характеристики (СХ). Влияние профиля состава на СХ варизонных полупроводников рассматривалось, например, в [1-4]. Краткий анализ этих результатов показывает перспективность создания неоднородных ПП структур с нестандартными характеристиками. В связи с этим особый интерес представляют постановка и решение обратной задачи фотопроводимости, связанной с определением нелинейного профиля состава при некоторой наперед заданной СХ. Диффузионно-дрейфовые уравнения, описывающие фотопроводимость в варизонных ПП, не имеют точных решений в квадратурах для функций произвольного вида $E_g(r)$. Удобным способом математического описания широкого класса экспериментально наблюдаемых неоднородностей в ПП твердых растворах является приближение полиномами высоких степеней:

$$E_g(r) = \sum_{i=1}^n b_i r^{n-i}. \quad (1)$$

При подборе необходимой СХ это представление позволяет провести моделирование физических процессов в варизонных структурах с практически любыми резко меняющимися профилями состава.

В данной работе приведены некоторые результаты решения обратной задачи фотопроводимости для ПП пластины n -типа, освещаемой с широкозонной стороны монохроматическим светом интенсивности Φ_0 , с энергией фотонов $h\nu$ из области собственного поглощения. Эти результаты не претендуют на исчерпывающее описание проблемы, а лишь демонстрируют возможности подхода. Для простоты было принято, что внешнее электрическое поле пренебрежимо мало, а собственное поглощение для прямозонных твердых растворов локализовано в непосредственной близости от точки с координатной r_0 , где $E_g(r_0) = h\nu$. Эти допущения не являются принципиальными и могут быть уточнены даже в рамках принятой модели монополярного варизонного полупроводника [1]. Кроме того, считалось, что не происходит накопления неравновесных носителей в складках потенциального рельефа, поскольку глубина соответствующих потенциальных ям существенно

меньше средних значений изменения ширины запрещенной зоны по толщине образца. Подобные флуктуации состава на фоне технологически заданного профиля концентрации часто наблюдаются на практике и не приводят к значительным изменениям физических свойств варизонных структур.

Стационарное распределение неравновесных дырок можно описать с помощью диффузионно-дрейфового уравнения

$$\frac{d^2 \Delta p}{dr^2} - \frac{e \mathcal{E}}{kT} \frac{d \Delta p}{dr} - \frac{e}{kT} \frac{d \mathcal{E}}{dr} \Delta p - \frac{\Delta p}{D \tau} + \frac{\beta \Phi(r, r_0)}{D} = 0 \quad (2)$$

и двух граничных условий

$$D \frac{e \mathcal{E}(0)}{kT} \Delta p(0) - D \left. \frac{d \Delta p}{dr} \right|_{r=0} = -\Delta p(0) s, \quad (3)$$

$$\Delta p(d) = 0. \quad (4)$$

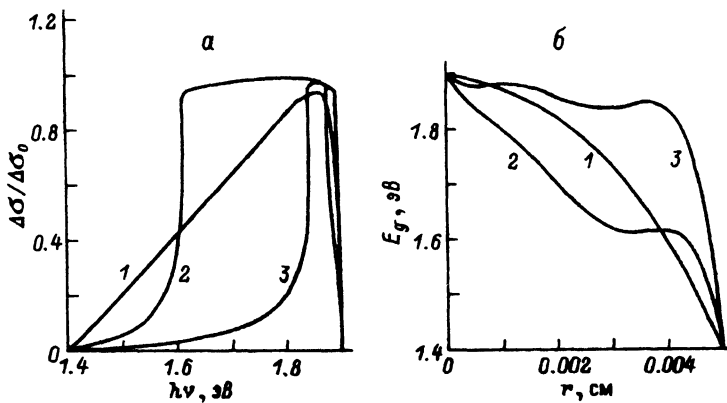
Здесь e — заряд электрона; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; $\mathcal{E} = -\frac{1}{e} \frac{dE_g}{dr} = -\frac{1}{e} \sum_{i=1}^{n-1} (n-i) b_i r^{n-i-1}$; D — коэффициент диффузии неравновесных дырок; s — скорость поверхностной рекомбинации; $\Phi(r, r_0) = \Phi_0 \delta(r-r_0)$ — функция генерации, где $\Phi_0 = \text{const}$, а $\delta(r)$ — дельта-функция Дирака; β — внутренний квантовый выход, соответствующий числу пар неравновесных носителей, рожденных одним квантом света.

Подвижность μ и время жизни τ неравновесных дырок в общем случае существенно зависят от состава твердого раствора. Так, для сплава $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ эти величины меняются на порядки при изменении x от значения 0.14 до 0.24 [5]. Для твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0 \leq x \leq 0.35$) эта зависимость значительно более слабая [6].

СХ фотопроводимости в относительных единицах определялась как отношение изменений фотопроводимости образца при неоднородной и однородной генерации носителей и рассчитывалась по формуле [4]

$$\frac{\Delta \sigma}{\Delta \sigma_0} = \frac{1}{\beta \Phi_0 \tau} \int_0^d \Delta p(r) dr. \quad (5)$$

Несмотря на кажущуюся простоту, задачу (2)—(4) можно решить только численно, так как при фиксированной энергии кванта величина r_0 является корнем алгебраического уравнения высокой степени. Хорошо разработанный аппарат полиномиальных приближений существенно облегчает решение поставленной задачи и позволяет обойти процедуру двойного численного дифференцирования при решении диффузионно-дрейфового уравнения в конечных разностях. Для численного решения задачи был создан программный продукт, работающий следующим образом. Дельтавидная функция генерации «размазывалась» по ближайшим к точке r_0 узлам. По нескольким реперным точкам ($N < 8$), описывающим возможные вариации состава твердого раствора, строился интерполяционный полином Лагранжа и с помощью обобщенной теоремы Виета определялись коэффициенты полинома (1). После численного решения задачи (2)—(4) методом прогонки определялось стационарное распределение дырок. СХ варизонной структуры рассчитывалась по формуле (5) с помощью процедуры Симпсона. Изменяя координаты реперных точек, можно путем последовательных приближений добиться требуемого вида СХ.



a — спектральные характеристики фотопроводимости трех варизонных структур. $D = 5 \text{ см}^2/\text{с}$, $s = 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$, $T = 300 \text{ К}$, $\beta = 1$. Номера кривых соответствуют номерам на рисунке. *б* — распределение ширины запрещенной зоны по толщине для трех варизонных структур: 1 — E_g^1 , 2 — E_g^2 , 3 — E_g^3 .

На рисунке представлены некоторые численные результаты решения обратной задачи фотопроводимости варизонного слоя $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Для трех заданных СХ (см. рисунок, *a*) рассчитаны три профиля $E_g(r)$ (см. рисунок, *б*). Для структуры с линейно нарастающей чувствительностью (кривая 1) профиль ширины запрещенной зоны имеет вид

$$E_g^1 = -0.225R^3 - 0.184R^2 - 0.091R + 1.9 \text{ (эВ)},$$

где $R = r/d$. Подобная структура может применяться, например, в устройствах, измеряющих энергию и частоту квантов в монохроматическом пучке света. Селективный фотоприемник с относительно широкой полосой чувствительности (кривая 2) имеет профиль

$$E_g^2 = 0.578R^5 - 5.439R^4 + 7.615R^3 - 3.115R^2 - 0.139R + 1.9 \text{ (эВ)}.$$

И, наконец, селективный δ -чувствительный фотоприемник должен иметь профиль

$$E_g^3 = -12.28R^5 + 24.933R^4 - 17.64R^3 - 5.076R^2 - 0.589R + 1.9 \text{ (эВ)}.$$

Определение технологических условий выращивания эпитаксиальных слоев с заданным профилем состава различными методами представляет собой отдельную задачу. Применительно к методу жидкофазной эпитаксии полупроводниковых твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и $\text{Mn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ подобные задачи рассматривались, например, в [7, 8].

Таким образом, предложенный подход позволяет рассчитать требуемое распределение состава полупроводникового твердого раствора по толщине эпитаксиального слоя для выполнения конкретной функциональной задачи и тем самым обеспечить необходимые приборные характеристики. Он легко обобщается и на многие другие применения варизонных полупроводников, что представляет значительный интерес при разработке разнообразных устройств с заданными, предельными и экзотическими характеристиками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] О. В. Константинов., Г. В. Царенков. ФТП. 10, 720 (1976).
- [2] V. I. Osinakil, S. A. Malyshev, M. P. Ryzhkov. Phys. St. Sol. (a), 74, 43 (1982).
- [3] В. И. Осинский, С. А. Малышев, М. П. Рыжков. ДАН БССР, 25, 707 (1981).

- [4] В. А. Кудинов, Г. П. Пека, А. Н. Смоляр. УФЖ, 34, 742 (1989).
- [5] G. Cohen-Solal, J. Marfaing. Sol. St. Electron., 11, 1131 (1968).
- [6] В. Ф. Коваленко, Г. П. Пека, Л. Г. Шепель. ФТП. 14, 1350 (1980).
- [7] Г. И. Жовнир, С. В. Клецкий. ЖТФ, 57, 2247 (1987).
- [8] G. I. Zhovnir, S. V. Kletskii, N. V. Sochinskii. Phys. St. Sol. (a), 115, K31 (1989)

Редактор В. В. Чалдышев
