

# ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОСВЕТЛЯЮЩИХ ПОКРЫТИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С УЧЕТОМ СПЕКТРАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

С.А. Матюнин

Самарский государственный аэрокосмический университет

## Аннотация

Рассматриваются вопросы математического моделирования просветляющих покрытий элементов оптоэлектроники с учетом спектрального взаимодействия.

Общепризнанно, что применение оптоэлектроники в вычислительной, контрольно-измерительной технике и системах управления позволяет добиться высоких метрологических характеристик, устойчивости к электромагнитным воздействиям, позволяет создавать помехоустойчивые каналы связи, элементы практически идеальной гальванической развязки измерительных, управляющих и силовых цепей и т.д. В тоже время, оптоэлектронным элементам (ОЭЭ), особенно полупроводниковым, присущ ряд недостатков, сдерживающих их широкое применение. Прежде всего, полупроводниковые ОЭЭ характеризуются низкой температурной стабильностью. Например, величина температурного коэффициента изменения мощности излучения полупроводникового инфракрасного диода доходит до 1,5 %/°С.

С другой стороны, остаются нерешенными некоторые важные моменты теории оптоэлектронного преобразования. Так, под действием внешних дестабилизирующих факторов (ВДФ) и информативно-полезных управляющих воздействий изменяются спектральные характеристики ОЭЭ. В результате их изменения возникает эффект спектрального взаимодействия [1]. Игнорирование спектрального взаимодействия элементов при разработке оптоэлектронных устройств приводит к большим погрешностям моделирования. Например, «просветление» поверхности полупроводниковых оптоэлектронных элементов без учета спектрального взаимодействия приводит к ухудшению их температурных характеристик (рис.1). На рис. 1:  $\Phi(\lambda, t), T(\lambda, t), \Phi_M(t)$  - относительная спектральная характеристика излучения источника излучения (ИИ), пропускания просветляющего покрытия и температурная зависимость максимума излучения ИИ, соответственно.

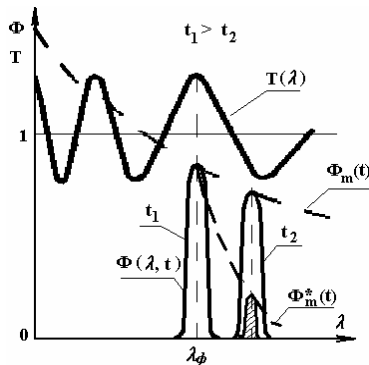


Рис. 1. Спектральное взаимодействие просветляющего покрытия и излучающего диода

Из анализа характеристик термокомпенсированных по цепи оптического канала ОЭЭ следует,

что для эффективной температурной стабилизации необходимо оптимизировать взаимное расположение спектральных характеристик ОЭЭ и термокомпенсирующего покрытия (ТКП) [2]. В конструктивном отношении целесообразно использование в качестве ТКП тонкопленочных просветляющих покрытий, наносимых непосредственно на поверхность полупроводниковых кристаллов ОЭЭ.

Допустим, что на выводящую излучение поверхность кристалла источника излучения нанесено ТКП, а полоса излучения ИИ достаточна мала, так что его спектральную характеристику можно аппроксимировать функцией Гаусса [3]:

$$\Phi_A^*(t) = \Phi_M^*(t) \ell^{-K_\phi [v - v_\phi(t)]^2},$$

где  $v_\phi(t) = \frac{\lambda_\phi(t)}{C}$  - частота максимума излучения;  $C$  -

скорость света;  $t$  - температура,  $K_\phi$  - параметр аппроксимации. Допустим так же, что поглощение в пленке ТКП отсутствует. Тогда световой поток, прошедший через ТКП с учетом селективности интерференционного покрытия определится [2]:

$$\Phi_A^*(t) = \Phi_M(t) T_M(t) \int_{v_H}^{v_B} \frac{\ell^{-K_\phi [v - v_\phi(t)]^2}}{(1+r^2) + 2r \cos[B^*v]} dv,$$

где  $T_M(t) = \frac{16n_1 n_2^2 n_3}{(n_1 + n_2)^2 (n_2 + n_3)^2}$ ;  $n_1, n_2, n_3$  - показатели преломления оптической среды, полупроводника и пленки ТКП;

$r = \frac{(n_3 - n_2)(n_2 - n_1)}{(n_1 + n_2)^2 (n_2 + n_3)^2}$ ;  $B^* = \frac{B}{C} = \frac{4\pi n_2 d_2}{C}$ ;

$d_2$  - толщина пленки;  $v_H, v_B$  - спектральный диапазон излучения ИИ.

Учитывая, что  $r \ll 1$  и что для ОЭЭ видимой и инфракрасной области спектра при:  $v_H \geq v \geq v_B$

$$\ell^{-K_\phi [v - v_\phi(t)]^2} \rightarrow 0$$

и, принимая в первом приближении  $v_\phi(t) = v_{\phi 0} [1 + \alpha_{v\phi} \Delta t]$ , получим:

$$\begin{aligned} \Phi_A^*(t) &= \sqrt{\frac{\pi}{K_\phi}} \frac{\Phi_{M0} \ell^{-\alpha_\phi \Delta t}}{1+r^2} \times \\ &\times \left\{ 1 + 2 \sum_{i=1}^{\infty} (-r)^i \ell^{\frac{(iB^*)^2}{4K_\phi}} \cos[iB^*v_\phi(t)] \right\} \approx \\ &\approx \sqrt{\frac{\pi}{K_\phi}} \frac{\Phi_{M0} \ell^{-\alpha_\phi \Delta t}}{1+r^2} \left\{ 1 - 2r \ell^{\frac{-B^{*2}}{4K_\phi}} \cos[B^*v_{\phi 0} (1 + \alpha \Delta t)] \right\}, \end{aligned}$$

где  $\Phi_M(t) = \Phi_{M0} \ell^{-\alpha_\phi \Delta t}$ ,  $\alpha = \alpha_{v\phi} - (\alpha_{n2} + \alpha_{d2})$ ;  $\alpha_{n2}, \alpha_{d2}$  температурные коэффициенты изменения показателей преломления и толщины пленки ТКП.

Без нарушения общности рассуждений можно принять величину нижней границы изменения температуры равной нулю  $t_H=0$ , т.к. заменой переменной диапазон изменения  $t \in [t_H, t_B]$  всегда можно свести к диапазону  $t \in [0, t_B - t_H]$ . В этом случае величина среднего в диапазоне рабочих температур светового потока определится из выражения:

$$\Phi_{A0}^* = \sqrt{\frac{\pi}{K_\phi}} \frac{\Phi_{M0}}{\alpha_\phi \alpha_B (1+r^2)^2} \times \\ \times (e^{d^2/\alpha} - 1 - \frac{2rB_2 e^{4K_\phi}}{1+B^2} [e^{d^2/\alpha} [\frac{1}{B_2} \cos B^* v_{\phi 0} (1 + \alpha_B) + \\ + \sin B^* v_{\phi 0} (1 + \alpha_B)] - (\frac{1}{B_2} \cos B^* v_{\phi 0} + \sin B^* v_{\phi 0})]) ,$$

где  $B_2 = \frac{\alpha}{\alpha_\phi} B^* v_{\phi 0}$ , а погрешность температурной стабилизации определится из выражения:

$$P_M^* = \sup \left\{ \left| \frac{\Phi_A^*(t_H)}{\Phi_{A0}^*} - 1 \right|, \left| \frac{\Phi_A^*(t_B)}{\Phi_{A0}^*} - 1 \right|, \left| \frac{\Phi_A^*(t_N)}{\Phi_{A0}^*} - 1 \right| \right\},$$

где  $t_N = \frac{1}{\alpha} \left\{ \frac{1}{B^* v_0} \left[ \arcsin \frac{1}{\sqrt{1+B_2^2}} - \arcsin \frac{e^{4K_\phi}}{2r\sqrt{1+B_2^2}} + 2\pi N \right] - 1 \right\}$  - значения температуры, соответствующие максимумам температурной зависимости погрешности компенсации;  $N$  - порядок интерференции.

Оптимальное значение толщины ТКП  $d_{2opt}$  определяется по критерию минимума температурной погрешности в диапазоне рабочих температур, а величина коэффициента преломления  $n_2$  выбирается из условия наилучшего просветления  $n_2 = \sqrt{n_1 n_3}$ .

На рис. 2 изображена зависимость максимальной температурной погрешности  $P_M^*$  для арсенидогаллиевого ИИ при различной толщине пленки  $d_2$  (для двух значений температурного коэффициента некомпенсированного ИИ).

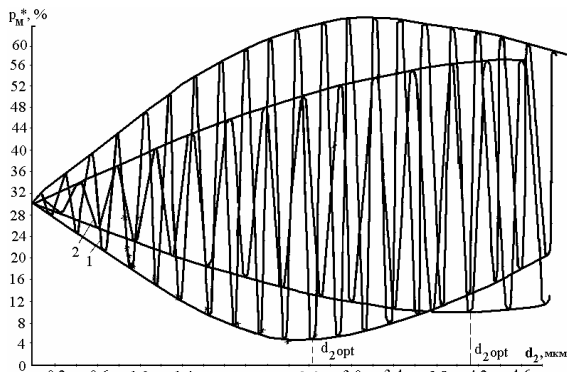


Рис. 2. Оптимизация ТКП

Проведенные экспериментальные исследования подтвердили возможность снижения температурной погрешности в 10-15 раз.

Проведенный анализ температурных характеристик термокомпенсированных ОЭЭ показывает, что применение спектроформирующих элементов (СФЭ) с оптимальной спектральной характеристикой позволяет реализовать устройства с меньшей погрешностью.

Спектральная характеристика  $\Phi_n[\lambda - \lambda_{\phi mn}(t)]$  СФЭ определяется из решения линейного интегрального уравнения Фредгольма первого рода:

$$\Phi_M(t) \cdot \Phi_{mn}(t) \int_{\lambda_H}^{\lambda_B} \Phi[\lambda - \lambda_{\phi m}(t)] \cdot \Phi_n[\lambda - \lambda_{\phi mn}(t)] d\lambda = \Phi_{A0}^*.$$

После преобразований уравнение сводится к виду:

$$\int_{V_H}^{V_B} \Phi(V-U) \Phi_n(V) dV = f(U), \quad (1)$$

где  $f(U) = \Phi_{A0}^* / (\Phi_M^* [\Delta\lambda^{-1}(U)] \Phi_{mn} [\Delta\lambda^{-1}(U)]$ ;  $V_B = \lambda_B - \lambda_{\phi mn}(t)$ ;

$\Delta\lambda(t) = \lambda_{\phi m}(t) - \lambda_{\phi mn}(t)$ ;  $U = \Delta\lambda(t)$ ;  $V_H = \lambda_H - \lambda_{\phi mn}(t)$ .

Получено решение интегрального уравнения (1) в виде:

$$\Phi_n[\lambda - \lambda_{\phi mn}] = \sqrt{\frac{K_\phi}{\pi}} \left( \sum_{j=0}^N f_j (\lambda - \lambda_{\phi mn})^j + \sum_{i=1}^N \left[ \frac{(-1)^i}{i!} \left( \frac{1}{4K_\phi} \right)^i \cdot \sum_{j=2i}^N \frac{j!}{(j-i)!} f_j (\lambda - \lambda_{\phi mn})^{(j-2i)} \right] \right).$$

Анализ возможных конструктивных вариантов реализации СФЭ, показывает эффективность использования для формирования их спектральных характеристик интерференционных покрытий с переменной по поверхности толщиной пленок и интерференционных фильтров на профилированной подложке. Профиль подложки и закон изменения толщины пленок, также определяются из интегрального уравнения Фредгольма первого рода.

Разработаны методы компенсации разброса характеристик ОЭЭ в условиях их массового производства. На рис. 3 изображена конструкция полупроводникового излучающего диода с нанесенным на поверхность кристалла ТКП. С части поверхности кристалла ИИ, через которую выводится излучение диода во внешнюю среду, просветляющее термокомпенсирующее покрытие удалено (например, химическим травлением, испарением лазерным или электронным лучом и др.). Изменением соотношения потоков проходящего ТКП и минующего его, изменяется результирующий температурный коэффициент.

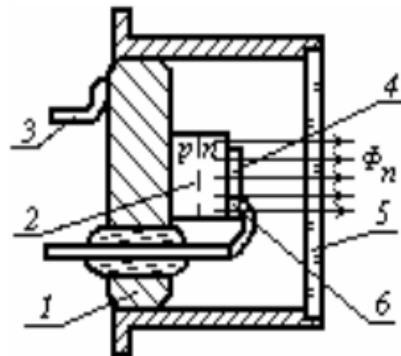


Рис. 3. Подстройка параметров термокомпенсированных ИИ

Представим в первом приближении температурную зависимость интегральной чувствительности приемника излучения термокомпенсированного  $\Phi_M^*(t)$  и некомпенсированного  $\Phi_M(t)$  ИИ в виде:

$$\Phi_M^*(t) = \Phi_{M0}^*(1 + \alpha_J^* t); \quad \Phi_M(t) = \Phi_{M0}(1 + \alpha_J t)$$

где  $\Phi_{M0} = \Phi_M(t_0)$ ;  $\Phi_{M0}^* = \Phi_M^*(t_0)$ .

Тогда температурная зависимость интегральной чувствительности  $\Phi_\gamma$  приемника излучения для оптрона, с части поверхности излучателя которого удалено термокомпенсирующее покрытие, можно определить из:

$$\Phi_\gamma(t) = \gamma_n \Phi_M^*(t) + (1 - \gamma_n) \Phi_M(t),$$

где  $\gamma_n = \frac{Q_{ТК}}{Q_0}$  - параметр подстройки;  $Q_0, Q_{ТК}$  - полная

площадь поверхности источника излучения и площадь поверхности, покрытая ТКП.

В линейном приближении имеем:

$$\Phi_\gamma(t) \approx \Phi_{M0} \beta_\gamma (1 + \alpha_J t),$$

где  $\beta_\gamma = 1 + \gamma_n(\beta - 1)$ ;  $\alpha_J = \frac{\gamma_n \beta \alpha_J^* + (1 - \gamma_n) \alpha_J}{\gamma_n \beta + (1 - \gamma_n)}$ .

Откуда имеем:  $a_r = 0$  при  $\gamma_n = \gamma_{opt} = \frac{1}{1 - \beta \rho_\gamma}$ , где

$\rho_\gamma = \frac{\alpha_J^*}{\alpha_J} \leq 0$  параметр перекомпенсации. Таким образом, соотношение поверхностей источника излучения, покрытых и непокрытых ТКП, определяется соотношением температурных коэффициентов изменения чувствительности в режиме перекомпенсации и некомпенсированного МОС. Видно, что величина коэффициента использования ИИ  $\beta_\gamma$  возрастает при уменьшении  $\rho_\gamma$ , т.е. чем больше перекомпенсация, тем больше коэффициент использования ИИ (рис. 4):

$$\beta_\gamma(\gamma_{opt}) = \frac{\beta(1 - \rho_\gamma)}{1 - \beta \rho_\gamma} \rightarrow 1, \rho_\gamma \rightarrow -\infty.$$

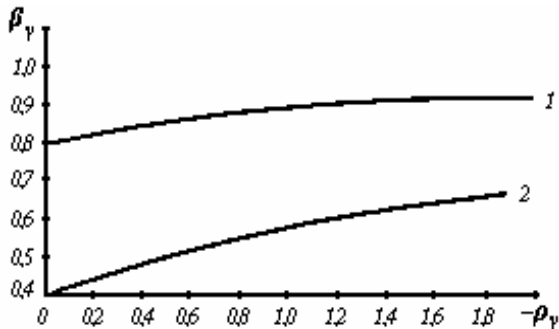


Рис. 4. Влияние параметра перекомпенсации

На рис. 5 (а), (б) изображены экспериментальные температурные зависимости погрешности температурной компенсации изменения мощности излучения арсенидогаллиевого диода при различных значениях параметра подстройки  $\gamma_n$  и исходной максимальной погрешности компенсации 8%, а на рис. 6 - зависимость максимальной погрешности температурной компенсации в диапазоне температур 30-130°C в зависимости от величины параметра подстройки  $\gamma_n$ .

В зависимости (см. рис. 6) наблюдается глубокий минимум при  $\gamma_n = \gamma_{opt} = 0,33$ . Здесь максимальная погрешность компенсации снижается более чем в 10 раз. Расхождение результатов расчета и экспериментальных данных не превышает 15%.

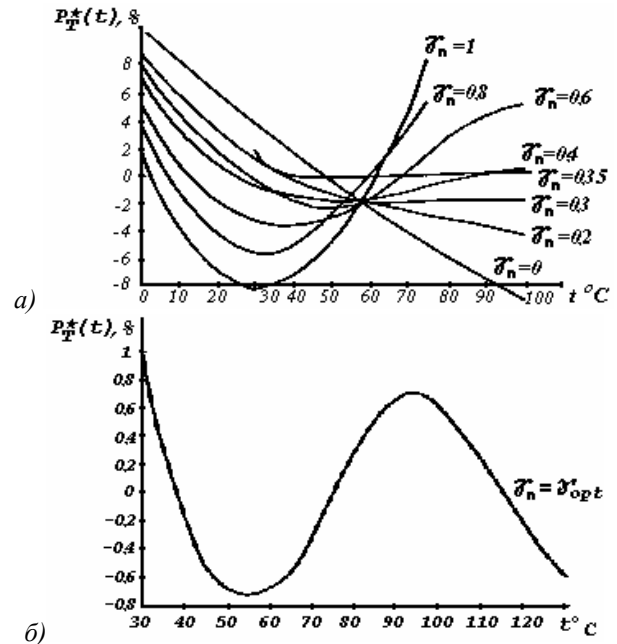


Рис. 5. Зависимость погрешности термокомпенсации от параметра подстройки

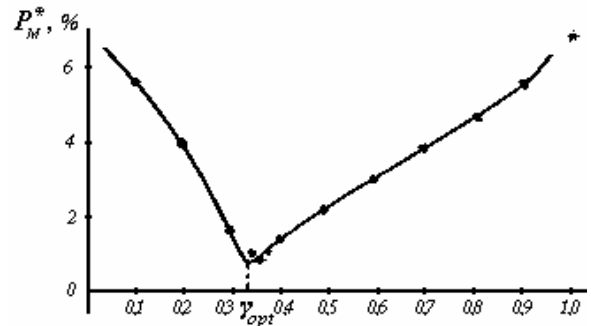


Рис. 6. Погрешность термокомпенсации (\* - экспериментальные значения)

### Литература

1. Многокомпонентные оптоэлектронные структуры спектрального взаимодействия в качестве элементов адаптивной оптики // Компьютерная оптика. Самара. М.: ИСОИ РАН, 2001. №21.
2. Матюнин С.А. Многокомпонентные оптронные структуры // Самара. Самарский научный центр РАН. 2001. 260с.
3. Матюнин С.А., Леонович Г.И. Использование функций Гаусса для аппроксимации спектральных характеристик многокомпонентных оптоэлектронных элементов // Микросистемная техника. 2001. №9. С. 33-36.