

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени С.П. Королева**

**ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И ОБЕСПЕЧЕНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ
МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ
АППАРАТУРЫ**

САМАРА, 2002

УДК 621.389:681.2

С.А. Матюнин

**Технология изготовления и обеспечение стабильности микроэлектронных
оптических элементов радиоэлектронной аппаратуры – Самара.: Самарский
государственный аэрокосмический университет имени С.П. Королева,
2002. -260с.:ил.**

Рассмотрены вопросы влияния температурных воздействий на характеристики оптоэлектронных элементов радиоэлектронной аппаратуры систем управления. Дан анализ методов и средств повышения стабильности оптоэлектронных элементов. Приведены необходимые теоретические сведения, результаты математического моделирования и экспериментального исследования. Рассмотрены схмотехнические и конструкторско-технологические особенности.

Для научных работников и специалистов, занимающихся разработкой элементов и устройств автоматического контроля, управления и измерения, а так же студентов авиационных вузов, обучающихся по специальности «Конструирование и производство РЭС».

Рецензент: д.т.н., профессор Калакутский Л.И.

ISBN

© Матюнин С. А.

© Самарский государственный аэрокосмический
университет имени С.П. Королева

СОДЕРЖАНИЕ

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ ...	3
ВВЕДЕНИЕ	4
1 Оптоэлектронные элементы систем управления, контрольно-измерительной и вычислительной техник	5
2 Обобщенная математическая модель МОС	15
3 Анализ элементной базы МОС. Влияние дестабилизирующих факторов	28
.....	
4 Методы стабилизации параметров оптоэлектронных элементов и устройств	51
5 Стабилизация параметров элементов МОС методом спектрального взаимодействия	67
6 Математические модели термокомпенсированных элементов МОС. Раздельная и комплексная стабилизация. Методика расчета	84
.....	
7 Оптимальный синтез спектроформирующих элементов МОС	115
8 Конструкторско-технологические особенности изготовления МОС. Особенности юстировки МОС	124
.....	
9 Анализ влияния конструктивных ошибок ТКФ на погрешность температурной компенсации	197
.....	
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	214

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

МОС	многокомпонентные оптронные структуры спектрального взаимодействия
МОЭ	многокомпонентные оптоэлектронные элементы спектрального взаимодействия как составная часть МОС
ОЭУ	оптоэлектронное устройство
ОЭЭ	оптоэлектронный элемент
ИИ	источник излучения
ПИ	приемник излучения
СР	среда распространения излучения
ОС	оптическая система ОЭУ. В общем случае включает в себя среду распространения излучения
МТП	многослойные тонкопленочные покрытия
ТКФ	термокомпенсирующий фильтр
ВДФ	внешние дестабилизирующие факторы
СФЭ	спектроформирующий элемент
ФД	фотодиод
ПТП	просветляющее термокомпенсирующее покрытие
ВАХ	вольт-амперная характеристика
ЭО	элементарный оптрон
ФПП	фотоэлектрический преобразователь перемещения
ОД	оптический дефлектор
КН	коммутатор напряжения
КФП	кодирующий фотоприемник

ВВЕДЕНИЕ

Общепризнанно, что применение оптоэлектроники в измерительной технике и системах управления позволяет добиться высоких метрологических характеристик, устойчивости к электромагнитным воздействиям, позволяет создавать быстродействующие помехоустойчивые каналы связи, элементы практически идеальной гальванической развязки измерительных, управляющих и силовых цепей и т.д. В настоящее время промышленностью освоен выпуск как отдельных оптоэлектронных

элементов (ОЭЭ) – источников излучения (ИИ) и приемников излучения (ПИ), так и целого ряда оптоэлектронных датчиков - от элементарных оптронов до прецизионных цифровых датчиков перемещения.

При разработке оптоэлектронной аппаратуры всегда приходится учитывать возможность ее эксплуатации при жестких внешних воздействиях естественного и искусственного происхождения. Наряду с высокой устойчивостью к электромагнитным наводкам и, практически, идеальной гальванической развязкой оптоэлектронным элементам и устройствам, особенно полупроводниковым, присуще низкая температурная стабильность. Так, величина температурного коэффициента изменения мощности излучения полупроводникового инфракрасного излучающего диода доходит до $1,5 \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$. Сильное влияние на характеристики ОЭЭ оказывают ионизирующее излучение, вибрационное воздействие и др.

Применение известных методов температурной стабилизации (за исключением термостатирования), лишает оптоэлектронику основного ее преимущества – идеальной гальванической развязки, в значительной мере усложняет схемотехнические решения, возникают сложности электропитания гальванически развязанных ОЭЭ. Кроме того, стремление к увеличению квантового выхода полупроводниковых излучателей и чувствительности приемников излучения путем просветления их поверхности и поверхностей оптических элементов приводит, зачастую, к существенному ухудшению их температурной стабильности.

Эффективный выход из сложившейся ситуации – серийный выпуск и применение многокомпонентных оптронных структур (МОС) и элементов (МОЭ), термокомпенсированных по оптическому каналу. Такая компенсация может быть осуществлена посредством взаимодействия спектральных характеристик ОЭЭ со спектральными характеристиками специальных тонкопленочных покрытий, наносимых в процессе изготовления ОЭЭ на их поверхность.

В данной работе на основе разработанных математических моделей и экспериментальных исследований изложены принципы построения МОС спектрального взаимодействия, сформулированы и показаны пути реализации повышения стабильности и точности систем измерения, контроля и управления.

1 Оптоэлектронные элементы и устройства систем управления, контрольно-измерительной и вычислительной техники

Известно [79], что обобщенную структуру ОЭУ можно представить в виде, изображенном на рис.1, причем в каждом конкретном случае реализуется лишь часть блоков. Можно выделить следующие основные группы ОЭУ: 1- оптоэлектронные элементы (источники излучения, элементы оптической системы, приемники излучения); 2 – элементарные оптроны (используют блоки источник излучения - оптическая система – приемник излучения); 3 – оптоэлектронные преобразователи (содержат совокупность элементарных оптронов, устройств согласования и управления).

Источники излучения предназначены для формирования светового потока с заданными пространственными, энергетическими, спектральными и волновыми характеристиками. В качестве ИИ могут выступать как естественные (природные), так и искусственные излучатели (рис. 2) [79]. К последним относятся лампы накаливания, светоизлучающие диоды, полупроводниковые лазеры и др. Выбор ИИ осуществляется исходя из требований к надежности, стоимости, временной стабильности и стабильности к внешним дестабилизирующим факторам (ВДФ). Искусственные ИИ питаются от специальных источников питания - формирователей сигналов управления ИИ, в качестве которых могут использоваться источники постоянного, переменного, импульсного тока или напряжения, а так же источники напряжения или тока специальной формы. При использовании естественных ИИ пространство излучения можно рассматривать как некоторое информационное многопараметрическое поле, информационными параметрами которого являются пространственная и временная структуры яркости и



Рис. 1 - Обобщенная структура оптоэлектронного устройства

спектрального состава излучения, распределения амплитуд, фаз, степени и пространственной ориентации поляризации.

Среда распространения (СР) пропускает через себя излучение от источника излучения к потребителям оптического излучения. Ею могут быть вакуум, газы, жидкости и твердые оптически прозрачные для излучения тела. При прохождении через СР энергетические параметры излучения претерпевают изменения, связанные с рассеиванием, поглощением, преломлением, изменением степени и ориентации поляризации, направления и скорости распространения.

Оптическая система осуществляет функции формирования, пространственных, волновых, спектральных параметров

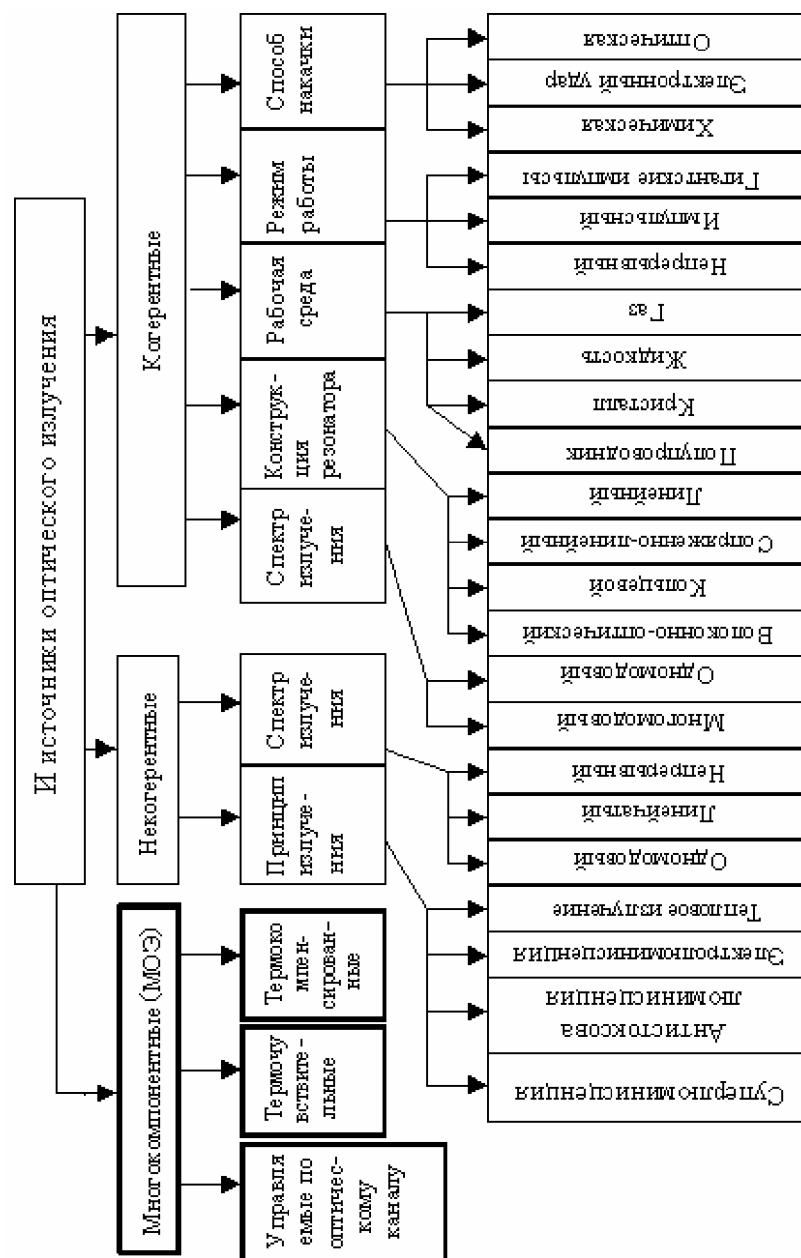


Рис.2 – Классификация ИИ

излучения в соответствии с заданными требованиями.

При использовании некогерентного излучения функции оптических систем ограничиваются формированием и фокусировкой изображения, диспергированием излучения по спектральному составу и степени поляризации, расщеплением, суммированием и изменением направления распространения излучения. При использовании когерентного излучения с помощью ОС можно создавать излучающие системы с заданными пространственно-амплитудными, частотными и фазовременными характеристиками.

Оптический фильтр избирательно пропускает по спектральному составу, проходящий через него поток. Существует большое многообразие оптических фильтров (рис. 3), реализованных на различных физических эффектах. Классификационная схема оптических фильтров приведена на рис. 3..

Анализатор изображения (модулятор) преобразует распределение яркости в пространстве предметов во временную последовательность проходящего через него потока излучения, деление освещенности в пространстве изображений. Если до анализаторов изображения информация, содержащаяся в излучении, является функцией нескольких переменных (координат, длины волны, степени поляризации, времени), то на выходе анализаторов вся информация определяется потоком излучения и его изменением во времени.

ПИ преобразуют оптическое излучение в электрические сигналы. Существует большое разнообразие типов приемников излучения, отличающихся физическими принципами работы, спектральной чувствительностью, составом элементов, конструктивным исполнением, пороговой чувствительностью, об

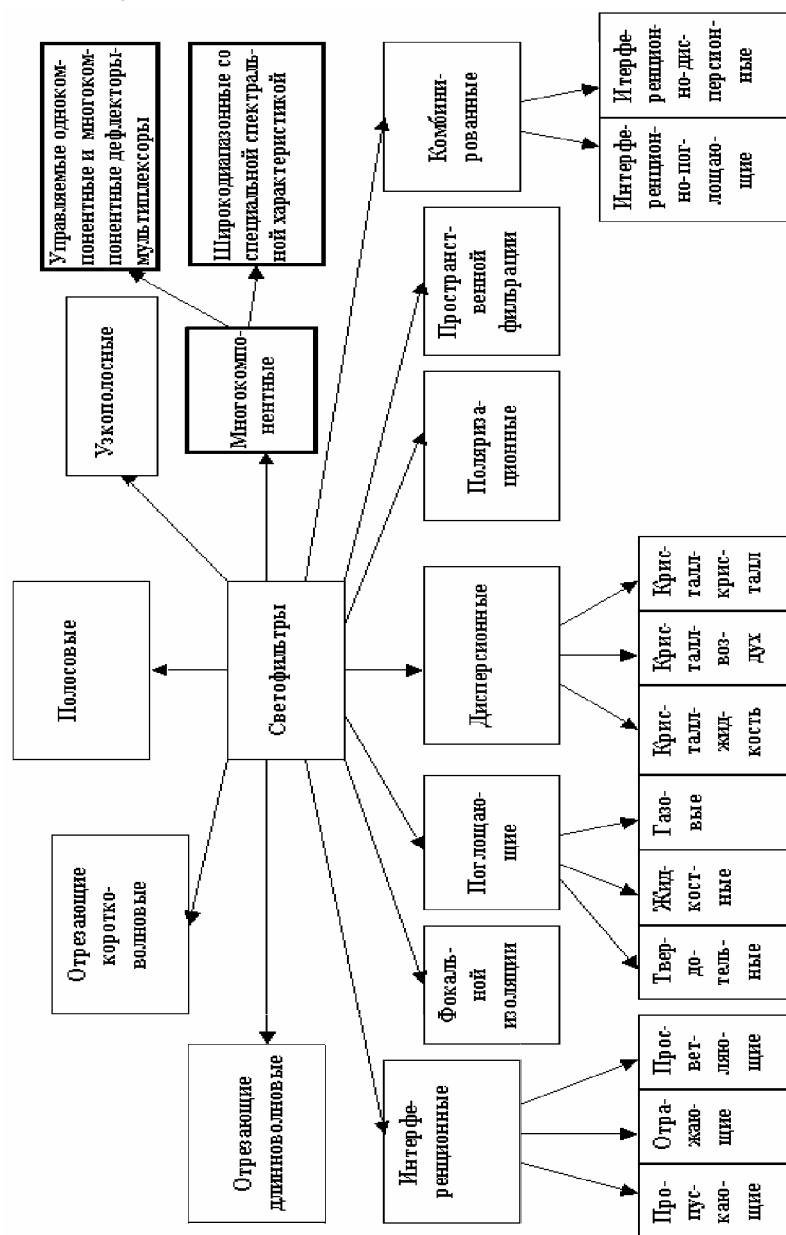


Рис. 3 – Классификация оптических фильтров

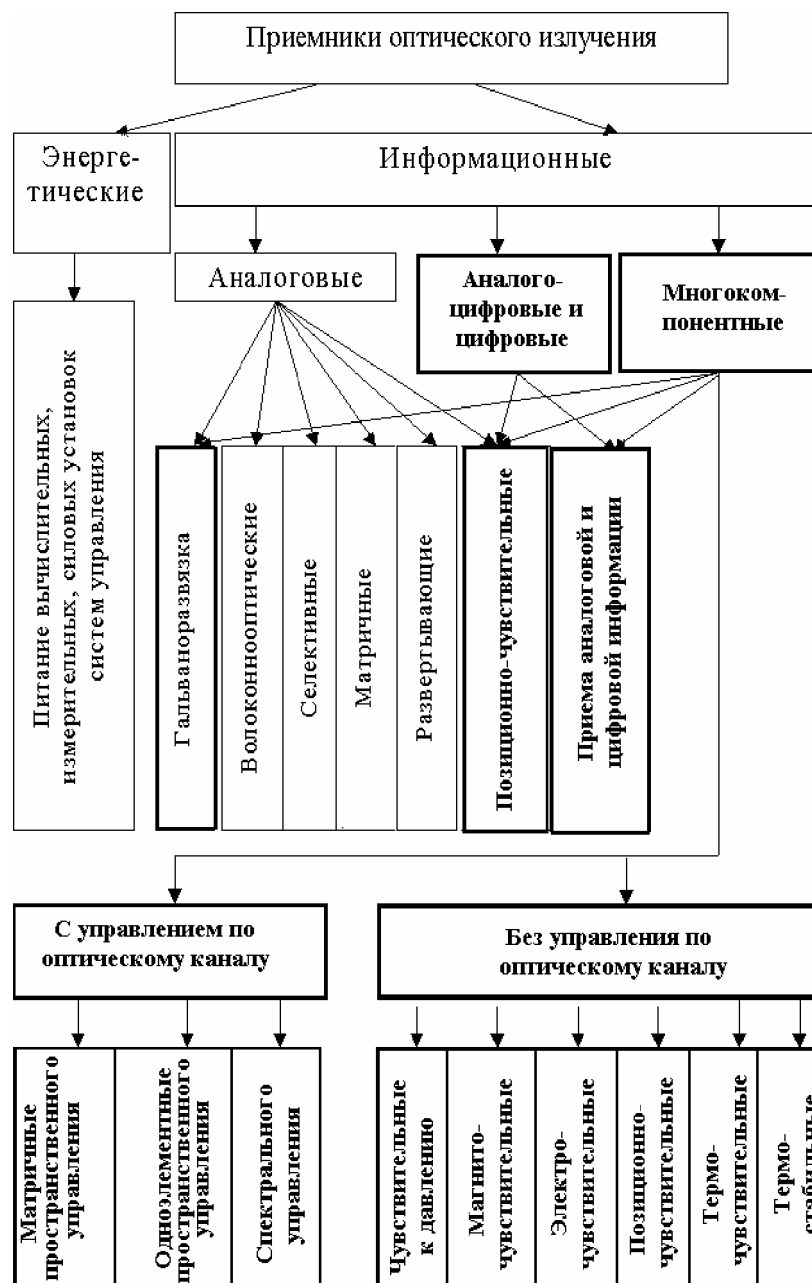


Рис. 4 – Классификация приемников излучения

наружительной способностью, шумовыми и спектральными характеристиками, быстродействием и др. Классификационная схема ПИ приведена на рис. 4.

В усилительно-преобразующем устройстве осуществляется усиление и обработка электрического сигнала. Содержание и последовательность обработки сигналов в нем зависят от конкретного типа ОЭУ и решаемых ими задач. Как правило, в этих устройствах осуществляется усиление сигнала по амплитуде и мощности, фильтрация полезного сигнала от помех, решение задач обнаружения и селекции, декодирование и др. Часто в состав систем обработки и усиления входят электромеханические исполнительные устройства.

Структурные схемы различных вариантов ОЭУ изображены на рисунках 5-7 [79]. ОЭУ информационно-измерительного типа (рис. 5) предназначены для сбора, обработки, измерения и воспроизведения на устройстве индикации информации о микроструктуре яркостных полей излучения в различных участках спектра

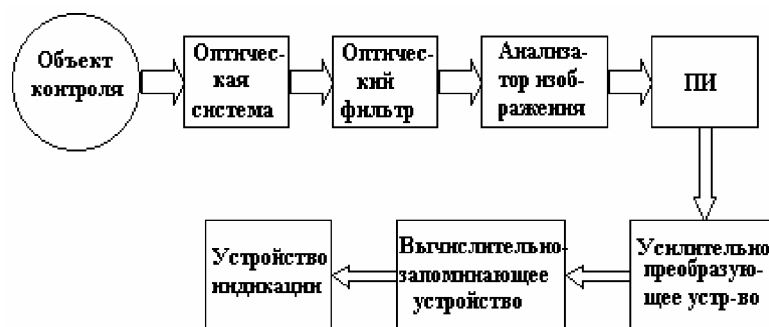


Рис. 5 - Функциональная схема оптоэлектронного устройства информационно-измерительного типа.

К этому типу ОЭУ относятся: тепловизионные приборы съемки тепловых карт местности, медицинской диагностики, контроля исправности систем технического зрения и систем распознавания объектов и образов и т. д., а так же приборы измерения характеристик излучения объектов контроля: координат, размеров, дальности и скорости движения; взаимной ориентации объектов; интегральной и спектральной энергетической плотности, спектрального состава, степени и ориентации поляризации излучения.

ОЭУ следящего типа (рис. 6) предназначены для автоматического сопровождения излучающих (собственным или отраженным излучением) объектов; для поддержания параметров излучения на заданном уровне и для измерения таких параметров по компенсационной схеме. Характерной особенностью ОЭУ этого типа является наличие в их функциональной схеме отрицательной обратной связи, охватывающей все или часть устройств ОЭУ, и позволяющей устранять рассогласование между входным и выходным значением регулируемой величины. К этому типу приборов могут быть отнесены: устройства слежения за малоразмерными источниками излучения, тепловые и лазерные головки самонаведения, системы астронавигации, автоматические секстаны, устройства для механической обработки деталей по фотокопиру; системы поддержания заданного режима технологических процессов по интегральному и спектральному составам излучения.

ОЭУ систем развязки измерительных, информационных и исполнительных устройств (рис. 7) предназначены гальванической развязки цифровых и аналоговых информационных цепей и сильноточными или высоковольтными цепями управления исполнительными органами. Характерной особенностью ОЭУ этого типа является наличие в их функциональной схеме элементарной оптронной структуры источник излучения - оптическая среда - приемник излучения.

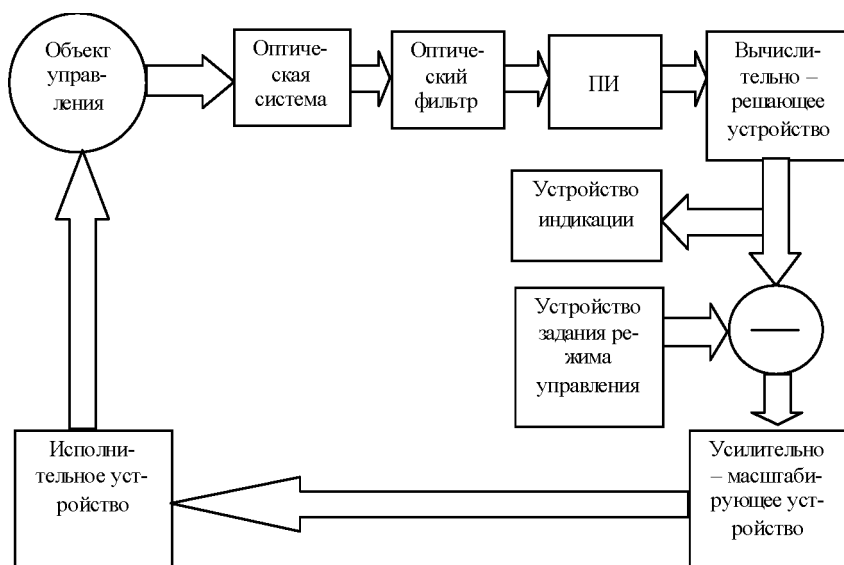


Рис. 6 - Функциональная схема оптоэлектронного устройства слеящего типа

Если воздействие информационных параметров (рис. 1) в информационных, слеящих ОЭУ и ОЭУ систем развязки может происходить как на источник излучения и формирователь сигналов управления, так и на элементы оптического тракта – среду распространения излучения, оптическую систему и оптический фильтр, то воздействие внешних дестабилизирующих факторов (ВДФ) происходит и на приемную часть ОЭУ – приемник излучения, усилитель-преобразователь, выходное устройство и т.д. А поскольку большинство ОЭЭ изготавливаются на основе полупроводниковых материалов, многие параметры которых зависят от ВДФ – воздействия температуры, радиации, вибрации и др., то приходится уделять особое внимание защите ОЭЭ от влияния ВДФ.

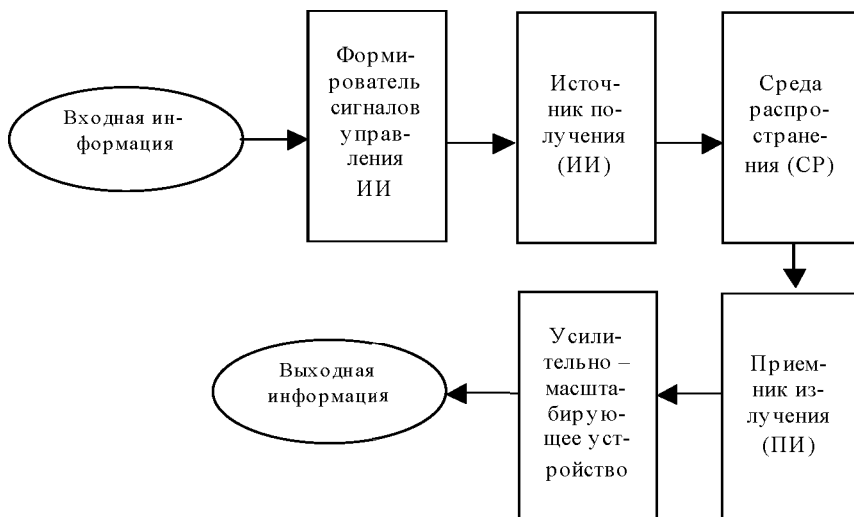


Рис. 7 - Функциональная схема ОЭУ систем развязки измерительных, информационных и исполнительных устройств

2 Обобщенная математическая модель МОС

Воздействие информационных параметров в ОЭУ происходит, в основном, двумя способами: 1 - путем пространственно - временной модуляции светового потока

некогерентного излучения (к этому же сводится изменение степени и направления поляризации излучения); 2 - путем интерференционного взаимодействия когерентных компонент излучения и их модуляции, т.е. путем воздействия на амплитуду (интенсивность) и фазу световой волны.

Например, в устройствах гальванической развязки аналоговых цепей – оптронах, воздействие информационного параметра осуществляется посредством управления режимом работы ИИ (интенсивностью его излучения), а в оптоэлектронных аналого-цифровых датчиках перемещения – посредством пространственной модуляции излучения в канале оптической связи источника и приемника излучения.

В то же время, использование принципа спектрального взаимодействия позволяет получить простые по конструктивному исполнению устройства с уникальными характеристиками. В многокомпонентных оптронных структурах спектрального взаимодействия (рис.8) на поверхность ОЭЭ, т.е. источников излучения (1), оптической системы (4) и приемников излучения (7), наносится дополнительный ряд компонент (2,3,5,6), выполняемых, обычно, в виде многослойных тонкопленочных покрытий (МТП). Эти компоненты, выполняя спектроформирующую функцию, функцию избирательной, временной и пространственной фильтрации, модуляции и коммутации, существенно изменяют свойства ОЭЭ. Здесь воздействие информационных параметров происходит в результате спектрального взаимодействия многокомпонентных оптоэлектронных элементов – в результате взаимного движения их спектральных характеристик. Такое движение спектральных характеристик может быть осуществлено различными путями: воздействием тепловых, электрических, магнитных, акустических, механических полей, изменением угла падения излучения и др.

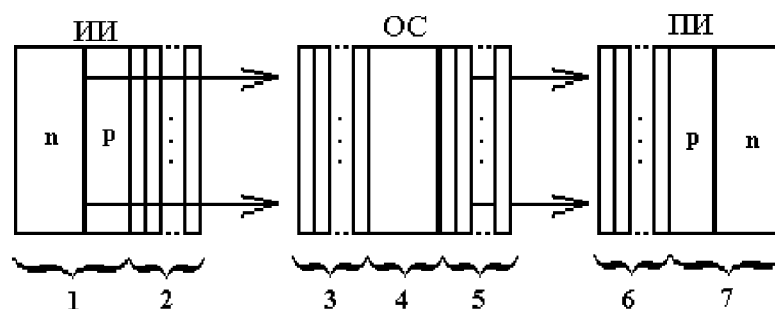


Рис. 8 - Структурная схема МООС

В результате такого взаимодействия становится возможным добиться инвариантности параметров ОЭУ к внешним дестабилизирующим факторам – температуре окружающей среды, вибрации и т.д., реализовать функцию временной и пространственной модуляции, коммутации, спектрального уплотнения, создать прецизионные оптоэлектронные элементы и устройства систем управления, измерения и контроля [57-58, 60-67].

Учитывая выше изложенное, можно сформулировать следующее определение МООС.

Многокомпонентные оптронные структуры (многокомпонентные оптоэлектронные элементы) спектрального взаимодействия - это оптоэлектронные устройства (элементы), в оптическую цепь которых введены (на поверхность которых нанесены) дополнительные оптические компоненты, выполняющие

спектроформирующую, спектровзаимодействующую, термокомпенсирующую функции, функции пространственной и временной модуляции и др., воздействие информационных параметров в которых происходит в результате взаимодействия их спектральных характеристик.

Обозначим через $\Phi^*(\lambda, t, \tau, U_\phi)$, $T^*(\lambda, t, \tau, U_T)$, $S^*(\lambda, t, \tau, U_S)$ - абсолютные спектральные характеристики излучения ИИ, пропускания оптической системы и чувствительности ПИ, через U_ϕ, U_T, U_S - управляющие сигналы источника излучения, оптической системы и приемника излучения, а через $\Phi_n^{*i}(\lambda, t, \tau)$, $T_n^{*j}(\lambda, t, \tau)$, $S_n^{*k}(\lambda, t, \tau)$ - абсолютные спектральные характеристики пропускания i, j, k -го МТП, нанесенных на поверхности ИИ, оптическую систему и ПИ соответственно. Тогда для последовательно соединенных МОЭ (рис. 8) спектральный состав излучения $I^*(\lambda, t, \tau)$, падающий на фоточувствительную площадку ПИ, определится из выражения:

$$I^*(\lambda, t, \tau) = \{\Phi^*(\lambda, t, \tau, U_\phi) \cdot \prod_{i \in I} \Phi_n^{*i}(\lambda, t, \tau)\} \cdot \{T^*(\lambda, t, \tau, U_T) \cdot \prod_{j \in J} T_n^{*j}(\lambda, t, \tau)\} \cdot \{S^*(\lambda, t, \tau, U_S) \cdot \prod_{k \in K} S_n^{*k}(\lambda, t, \tau)\},$$

где I, J, K - множество индексов компонент МТП, нанесенных на ИИ, элементы оптической системы и ПИ соответственно.

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования с достаточной степенью точности и не зависимо от физической природы процессов, происходящих в ОЭЭ, позволяют аппроксимировать их абсолютные спектральные характеристики разностными функциями вида:

$$\begin{aligned} \Phi^*(\lambda, t, \tau, U_\phi) &= \Phi_m(t, \tau, U_\phi) \cdot \Phi[\lambda - \lambda_\phi(t, \tau)], \\ T^*(\lambda, t, \tau, U_T) &= T_m(t, \tau, U_T) \cdot T[\lambda - \lambda_T(t, \tau)], \\ S^*(\lambda, t, \tau, U_S) &= S_m(t, \tau, U_S) \cdot S[\lambda - \lambda_s(t, \tau)], \end{aligned} \quad (1)$$

где: $\Phi[\lambda - \lambda_\phi(t, \tau)]$, $T[\lambda - \lambda_T(t, \tau)]$, $S[\lambda - \lambda_s(t, \tau)]$ - относительные спектральные характеристики мощности излучения ИИ, пропускания оптической системы и чувствительности ПИ соответственно; $\Phi_m(t, \tau, U_\phi)$, $T_m(t, \tau, U_T)$, $S_m(t, \tau, U_S)$ - температурно-временные зависимости изменения максимумов, а $\lambda_\phi(t, \tau)$, $\lambda_T(t, \tau)$, $\lambda_s(t, \tau)$ - температурно-временные зависимости длин волн максимумов соответствующих спектральных характеристик.

С учетом (1) спектральные характеристики МОЭ определяются:

$$\begin{aligned} \Phi^*(\lambda, t, \tau, U_\phi, U_{n\phi}^i, U_{n\phi}^j) &= \Phi_m(t, \tau, U_\phi) \cdot \Phi[\lambda - \lambda_\phi(t, \tau)] \cdot \prod_{i \in I} [\Phi_{mn}^i(t, \tau, U_{n\phi}^i) \cdot \Phi_n^i[\lambda - \lambda_{\phi n}^i(t, \tau, U_{n\phi}^i)]] \\ T^*(\lambda, t, \tau, U_T, U_{nT}^j, U_{nT}^k) &= T_m(t, \tau, U_T) \cdot T[\lambda - \lambda_T(t, \tau)] \cdot \prod_{j \in J} [T_{mn}^j(t, \tau, U_{nT}^j) \cdot T_n^j[\lambda - \lambda_{Tn}^j(t, \tau, U_{nT}^j)]] \\ S^*(\lambda, t, \tau, U_S, U_{nS}^k, U_{nS}^l) &= S_m(t, \tau, U_S) \cdot S[\lambda - \lambda_s(t, \tau)] \cdot \prod_{k \in K} [S_{mn}^k(t, \tau, U_{nS}^k) \cdot S_n^k[\lambda - \lambda_{sn}^k(t, \tau, U_{nS}^k)]] \end{aligned}$$

где $U_{n\phi}^i, U_{nT}^j, U_{nS}^k$ -

управляющие воздействия на максимумы пропускания соответствующих МТП,

$U_{n\lambda\Phi}^i, U_{n\lambda T}^j, U_{n\lambda S}^k$ - управляющие воздействия на длины волн максимумов спектральных характеристик МТП.

Так как в общем случае для МОЭ наблюдается двух координатная зависимость их спектральных характеристик, то их абсолютные спектральные характеристики (обозначены знаком «**») запишутся в виде:

$$\Phi^{**}(x, y, z, \lambda, t, \tau, U_{\Phi}^{**}) = \Phi^*(\lambda, t, \tau, U_{\Phi}, U_{n\Phi}^i, U_{n\lambda\Phi}^i) \cdot G_{\Phi}(x, y, z)$$

$$T^{**}(x, y, z, \lambda, t, \tau, U_T^{**}) = T^*(\lambda, t, \tau, U_T, U_{nT}^j, U_{n\lambda T}^j) \cdot G_T(x, y, z)$$

$$S^{**}(x, y, z, \lambda, t, \tau, U_S^{**}) = S^*(\lambda, t, \tau, U_S, U_{nS}^k, U_{n\lambda S}^k) \cdot G_S(x, y, z)$$

где: $G_{\Phi}(x, y, z)$, $G_T(x, y, z)$, $G_S(x, y, z)$ - весовые функции, учитывающие координатные зависимости соответствующих спектральных характеристик ИИ, оптической системы и ПИ соответственно, а $U_{\Phi}^{**}, U_T^{**}, U_S^{**}$ - множество управляющих воздействий МОЭ.

Тогда с учетом выражения для освещенности чувствительной площадки P_{II} ПИ от смещенного относительно него на величину x_0, y_0 ИИ с излучающей площадкой P_{II} , получим обобщенное выражение для величины выходного сигнала ПИ в виде:

$$J(t, \tau, U_{\Phi}, U_T, U_S, U_{n\Phi}, U_{nT}, U_{nS}, U_{n\lambda\Phi}, U_{n\lambda T}, U_{n\lambda S}) = \int_{\lambda_H}^{\lambda_B} \int_{x_H}^x \int_{y_H}^y \int_{\tau_H}^{\tau} \frac{\Phi^{**}(x_0, y_0, z_0, \lambda, t, \tau, U_{\Phi}^{**}) \cdot T^{**}(x, y, z, \lambda, t, \tau, U_T^{**}) \cdot S^{**}(x, y, z, \lambda, t, \tau, U_S^{**}) \cdot dx dy d\lambda}{[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z_0^2]} d\tau d\lambda d\lambda \quad (2)$$

Выражение (2) позволяет учесть как влияние информационных и управляющих воздействий на МОЭ, так и влияние внешних дестабилизирующих факторов.

В таблице 1 с приведены выражения для определения чувствительность МОС $\alpha_I = \frac{\Delta J}{J}$ к изменению управляющих сигналов и внешних дестабилизирующих факторов.

В таблице 1 приняты следующие условные обозначения:

$$\alpha_{\Phi M}^{\tau} = \frac{1}{\Phi_M(t, \tau, U_{\Phi})} \frac{\partial \Phi_M(t, \tau, U_{\Phi})}{\partial \tau}, \quad \alpha_{SM}^{\tau} = \frac{1}{S_M(t, \tau, U_S)} \frac{\partial S_M(t, \tau, U_S)}{\partial \tau}, \quad \alpha_{TM}^{\tau} = \frac{1}{T_M(t, \tau, U_T)} \frac{\partial T_M(t, \tau, U_T)}{\partial \tau}.$$

коэффициенты, характеризующие инерционность ИИ, ОС, ПИ;

$$\alpha_{\Phi Mn}^{j\tau} = \frac{1}{\Phi_{Mn}^j(t, \tau, U_{\Phi})} \frac{\partial \Phi_{Mn}^j(t, \tau, U_{\Phi})}{\partial \tau}, \quad \alpha_{TMn}^{j\tau} = \frac{1}{T_{Mn}^j(t, \tau, U_T)} \frac{\partial T_{Mn}^j(t, \tau, U_T)}{\partial \tau},$$

$$\alpha_{SMn}^{k\tau} = \frac{1}{S_{Mn}^k(t, \tau, U_S)} \frac{\partial S_{Mn}^k(t, \tau, U_S)}{\partial \tau} \quad - \text{коэффициенты, характеризующие инерционность}$$

ИИ, ОС, ПИ по цепям управления соответствующих МТП;

$$A = \int_{\lambda_H}^{\lambda_B} A_1 d\lambda, \quad \alpha_{\Phi M}^t = \frac{1}{\Phi_M(t, \tau, U_{\Phi})} \frac{\partial \Phi_M(t, \tau, U_{\Phi})}{\partial t},$$

Таблица 1 - Чувствительность МОС к управляющим воздействиям и внешним

дестабилизирующим факторам

Продолжение таблицы 1.

Воздействие			1		2		3		4	
Обозначение	Наименование	Обозначение	Коэффициент чувствительности		Выражение спектральной характеристики		Сдвиг		Выражение спектральной характеристики	
1	2	3								
$\Delta\tau$	время	γ_τ	$\alpha_{\Phi M}^\tau + \alpha_{SM}^\tau + \alpha_{TM}^\tau + \sum_{i \in I} \alpha_{\Phi M n}^{i\tau} + \sum_j \alpha_{TM n}^{j\tau} + \sum_k \alpha_{SM n}^{k\tau} +$		СДВИГ				$\frac{1}{A} \int_{\lambda_H}^{\lambda_B} A_1 [\sum_{i \in I} \lambda_{\Phi n}^i \beta_{\lambda \Phi n}^i \alpha_{\lambda \Phi n}^{iU\lambda} \Delta U_{n\lambda\Phi}^i] d\lambda$	
Δt	температура	γ_t	$\alpha_{\Phi M}^t + \alpha_{SM}^t + \alpha_{TM}^t + \sum_{i \in I} \alpha_{\Phi M n}^{it} + \sum_j \alpha_{TM n}^{jt} + \sum_k \alpha_{SM n}^{kt} +$		СДВИГ				$\frac{1}{A} \int_{\lambda_H}^{\lambda_B} A_1 [\sum_{j \in J} \lambda_{Tn}^j \beta_{\lambda Tn}^j \alpha_{\lambda Tn}^{jU\lambda} \Delta U_{n\lambda T}^j] d\lambda$	
$\Delta U_\Phi, \Delta U_{n\Phi}^j$	интенсивность излучения ИИ	γ_Φ	$\alpha_{\Phi M}^{U\Phi} \Delta U_\Phi + \sum_i \alpha_{\Phi M n}^{iU\Phi} \Delta U_{n\Phi}^i$		СДВИГ				$\alpha_{TM}^t = \frac{1}{T_m(t, \tau, U_T)} \frac{\partial T_m(t, \tau, U_T)}{\partial t}$	
$\Delta U_T, \Delta U_{nT}^j$	Пропускание ОС	γ_T	$\alpha_{TM}^{UT} \Delta U_T + \sum_j \alpha_{TM n}^{jUT} \Delta U_{nT}^j$		СДВИГ				$\frac{1}{S_m(t, \tau, U_S)} \frac{\partial S_m(t, \tau, U_S)}{\partial t}$	
$\Delta U_S, \Delta U_S^k$	чувствительность ПИ	γ_S	$\alpha_{SM}^{US} \Delta U_S + \sum_k \alpha_{SM n}^{kUS} \Delta U_{nS}^k$		СДВИГ				- температурные коэффициенты изменения максимумов спектральных характеристик ИИ, ОС, ПИ соответственно;	

$$\alpha_{\Phi M n}^{it} = \frac{1}{\Phi_{mn}^i(t, \tau, U_\Phi)} \frac{\partial \Phi_{mn}^i(t, \tau, U_\Phi)}{\partial t}, \quad \alpha_{TM}^{jt} = \frac{1}{T_{mn}^j(t, \tau, U_T)} \frac{\partial T_{mn}^j(t, \tau, U_T)}{\partial t},$$

$\alpha_{SM}^{kt} = \frac{1}{S_{mn}^k(t, \tau, U_T)} \frac{\partial S_{mn}^k(t, \tau, U_T)}{\partial t}$ - температурные коэффициенты изменения максимумов спектральных характеристик тонкопленочных покрытий ИИ, ОС, ПИ соответственно;

$$A^* = \Phi[\lambda - \lambda_\Phi(t, \tau)] \cdot \prod_{i \in I} \Phi_n^i[\lambda - \lambda_{\Phi n}^i(t, \tau, U_{n\lambda\Phi}^i)] \cdot T[\lambda - \lambda_T(t, \tau)] \cdot$$

$$\prod_{j \in J} T_n^j[\lambda - \lambda_{Tn}^j(t, \tau, U_{n\lambda T}^j)] \cdot S[\lambda - \lambda_S(t)] \cdot \prod_{k \in K} S_n^k[\lambda - \lambda_{sn}^k(t, \tau, U_{n\lambda S}^k)] d\lambda$$

$\alpha_{\lambda\Phi}^\tau = \frac{1}{\lambda_\Phi(t, \tau)} \frac{\partial \lambda_\Phi(t, \tau)}{\partial \tau}, \quad \alpha_{\lambda T}^\tau = \frac{1}{\lambda_T(t, \tau)} \frac{\partial \lambda_T(t, \tau)}{\partial \tau}, \quad \alpha_{\lambda S}^\tau = \frac{1}{\lambda_S(t, \tau)} \frac{\partial \lambda_S(t, \tau)}{\partial \tau}$ - коэффициенты, характеризующие инерционность изменения длин волн максимумов спектральных характеристик ИИ, ОС, ПИ;

$$\alpha_{\lambda\Phi n}^{i\tau} = \frac{1}{\lambda_{\Phi n}^i(t, \tau, U_{n\lambda\Phi}^i)} \frac{\partial \lambda_{\Phi n}^i(t, \tau, U_{n\lambda\Phi}^i)}{\partial \tau}, \quad \alpha_{\lambda T n}^{i\tau} = \frac{1}{\lambda_{Tn}^i(t, \tau, U_{n\lambda T}^i)} \frac{\partial \lambda_{Tn}^i(t, \tau, U_{n\lambda T}^i)}{\partial \tau}, \quad \alpha_{\lambda S n}^{k\tau} = \frac{1}{\lambda_{Sn}^k(t, \tau, U_{n\lambda S}^i)} \frac{\partial \lambda_{Sn}^k(t, \tau, U_{n\lambda S}^i)}{\partial \tau} -$$

коэффициенты, характеризующие инерционность изменения длин волн максимумов спектральных характеристик МТП соответственно ИИ, ОС, ПИ;

$$\alpha_{\lambda\Phi}^t = \frac{1}{\lambda_{\Phi}(t, \tau)} \frac{\partial \lambda_{\Phi}(t, \tau)}{\partial t}, \quad \alpha_{\lambda T}^t = \frac{1}{\lambda_T(t, \tau)} \frac{\partial \lambda_T(t, \tau)}{\partial t}, \quad \alpha_{\lambda S}^t = \frac{1}{\lambda_S(t, \tau)} \frac{\partial \lambda_S(t, \tau)}{\partial t} - \text{температурные коэффициенты}$$

изменения длин волн максимумов спектральных характеристик ИИ, ОС, ПИ;

$$\alpha_{\lambda\Phi n}^{jt} = \frac{1}{\lambda_{\Phi n}^j(t, \tau, U_{n\lambda\Phi}^i)} \frac{\partial \lambda_{\Phi n}^j(t, \tau, U_{n\lambda\Phi}^i)}{\partial t}, \quad \alpha_{\lambda T n}^{jt} = \frac{1}{\lambda_{Tn}^j(t, \tau, U_{n\lambda T}^i)} \frac{\partial \lambda_{Tn}^j(t, \tau, U_{n\lambda T}^i)}{\partial t},$$

$$\alpha_{\lambda S n}^{kt} = \frac{1}{\lambda_{Sn}^k(t, \tau, U_{n\lambda S}^i)} \frac{\partial \lambda_{Sn}^k(t, \tau, U_{n\lambda S}^i)}{\partial t} - \text{температурные коэффициенты изменения длин волн}$$

максимумов спектральных характеристик МТП соответственно ИИ, ОС, ПИ;

$$\beta_{\lambda\Phi} = \frac{\partial \Phi[\lambda - \lambda_{\Phi}]}{\partial \lambda_{\Phi}}, \quad \beta_{\lambda T} = \frac{\partial T[\lambda - \lambda_T]}{\partial \lambda_T}, \quad \beta_{\lambda S} = \frac{\partial S[\lambda - \lambda_S]}{\partial \lambda_S} - \text{крутизна спектральных характеристик ИИ,}$$

ОС, ПИ;

$$\beta_{\lambda\Phi n}^j = \frac{\partial \Phi_n^j[\lambda - \lambda_{\Phi n}^j]}{\partial \lambda_{\Phi n}^j}, \quad \beta_{\lambda T n}^j = \frac{\partial T_n^j[\lambda - \lambda_{Tn}^j]}{\partial \lambda_{Tn}^j}, \quad \beta_{\lambda S n}^k = \frac{\partial S_n^k[\lambda - \lambda_{Sn}^k]}{\partial \lambda_{Sn}^k} - \text{крутизна спектральных характеристик}$$

МТП соответственно ИИ, ОС, ПИ;

$$\alpha_{\Phi M}^{U\Phi} = \frac{1}{\Phi_M(t, \tau, U_{\Phi})} \frac{\partial \Phi_M(t, \tau, U_{\Phi})}{\partial U_{\Phi}}, \quad \alpha_{T M}^{UT} = \frac{1}{T_M(t, \tau, U_T)} \frac{\partial T_M(t, \tau, U_T)}{\partial U_T}, \quad \alpha_{S M}^{US} = \frac{1}{S_M(t, \tau, U_S)} \frac{\partial S_M(t, \tau, U_S)}{\partial U_S} -$$

коэффициенты чувствительности максимумов спектральных характеристик ИИ, ОС, ПИ к соответствующим управляющим воздействиям;

$$\alpha_{\Phi M n}^{iU\Phi} = \frac{1}{\Phi_{Mn}^i(t, \tau, U_{\Phi n}^i)} \frac{\partial \Phi_{Mn}^i(t, \tau, U_{\Phi n}^i)}{\partial U_{\Phi n}^i}, \quad \alpha_{T M n}^{iUT} = \frac{1}{T_{Mn}^i(t, \tau, U_{Tn}^i)} \frac{\partial T_{Mn}^i(t, \tau, U_{Tn}^i)}{\partial U_{Tn}^i}, \quad \alpha_{S M n}^{kUS} = \frac{1}{S_{Mn}^k(t, \tau, U_{Sn}^k)} \frac{\partial S_{Mn}^k(t, \tau, U_{Sn}^k)}{\partial U_{Sn}^k} -$$

коэффициенты чувствительности максимумов спектральных характеристик МТП к соответствующим управляющим воздействиям ИИ, ОС, ПИ;

$$\alpha_{\lambda\Phi n}^{iU\lambda} = \frac{1}{\lambda_{\Phi n}^i(t, \tau, U_{n\lambda\Phi}^i)} \frac{\partial \lambda_{\Phi n}^i(t, \tau, U_{n\lambda\Phi}^i)}{\partial U_{n\lambda\Phi}^i}$$

$$\alpha_{\lambda T n}^{iU\lambda} = \frac{1}{\lambda_{Tn}^i(t, \tau, U_{n\lambda T}^i)} \frac{\partial \lambda_{Tn}^i(t, \tau, U_{n\lambda T}^i)}{\partial U_{n\lambda T}^i}$$

$$\alpha_{\lambda S n}^{kU\lambda} = \frac{1}{\lambda_{Sn}^k(t, \tau, U_{n\lambda S}^i)} \frac{\partial \lambda_{Sn}^k(t, \tau, U_{n\lambda S}^i)}{\partial U_{n\lambda S}^i} - \text{чувствительности изменения длин волн максимумов}$$

спектральных характеристик МТП к соответствующим управляющим воздействиям ИИ, ОС, ПИ.

Как видно из (2) и таблицы 1 **выходной сигнал ПИ определяется** величиной излучаемого ИИ светового потока, спектральными характеристиками МОЭ и **взаимодействием спектральных характеристик**. Причем, этим **взаимодействием**

можно управлять как путем изменения соответствующих управляющих воздействий, так и изменением крутизны и взаимного расположения спектральных характеристик МОЭ.

Например, пусть МОС состоит из ИИ и ПИ, а оптическая система содержит два спектроформирующих элемента (СФЭ). Допустим так же, что ИИ питается от стабильного источника питания и характеризуется равномерной плотностью потока излучения по поверхности, а управляющие сигналы воздействуют только на элементы оптической системы.

Тогда выходной сигнал ПИ для стационарного режима работы определится из выражения:

$$J(U_{n\lambda T}^1, U_{n\lambda T}^2, U_{Tn}^1, U_{Tn}^2) = \{\Phi_m \cdot T_m \cdot S_m\} \cdot T_{mn}^1(U_{nT}^1) \cdot T_{mn}^2(U_{nT}^2) \cdot \int_{\lambda_{\Pi}}^{\lambda_{\Phi}} \{\Phi[\lambda - \lambda_{\Phi}] \cdot T[\lambda - \lambda_T] \cdot S[\lambda - \lambda_s]\} \cdot T_n^1[\lambda - \lambda_{Tn}^1(U_{n\lambda T}^1)] \cdot T_n^2[\lambda - \lambda_{Tn}^2(U_{n\lambda T}^2)] \cdot d\lambda \quad (3)$$

Пусть, для

определенности, СФЭ сформированы на базе интерференционных фильтров, для которых характерно изменение длины волны максимума пропускания при изменении оптической толщины резонансных слоев (например, при изменении углов падения излучения ψ_1, ψ_2 на их поверхность):

$$T_n^1[\lambda - \lambda_{Tn}^1(U_{n\lambda T}^1)] = \frac{1}{1 + D_1 \cdot \cos\left[\frac{d_1}{\lambda} \cos\psi_1\right]}; T_n^2[\lambda - \lambda_{Tn}^2(U_{n\lambda T}^2)] = \frac{1}{1 + D_2 \cdot \cos\left[\frac{d_2}{\lambda} \cos\psi_2\right]} \text{ где } D_1, D_2 - \text{определяют}$$

полуширины пропускания СФЭ (определяются конструктивными параметрами); d_1, d_2 - оптические толщины резонансных слоев фильтров.

Если зафиксировать один из фильтров неподвижно, а второй смещать относительно него на некоторый угол, то вследствие спектрального взаимодействия их спектральных характеристик выходной сигнал ПИ будет определяться изменением угла наклона второго фильтра. Кроме того, как видно из (3), имеется возможность управления выходным сигналом ПИ путем изменения величины максимума пропускания фильтров.

На рис. 9 изображены схема и семейство позиционных характеристик преобразователя угловых перемещений, реализованного на принципе спектрального взаимодействия, при различной крутизне спектральной характеристики фильтра. Как видно из рисунка, даже при небольших наклонах фильтра (наклон в 0,1 радиана при размере фильтра 10 мм соответствует линейному перемещению в 1 мм) наблюдается существенное изменение выходного сигнала ПИ.

Если принять, что управляющие воздействия на МОЭ неизменны во времени (см. 2), отсутствует координатная зависимость спектральных характеристик элементов, а внешние дестабилизирующие факторы проявляются только в температурных изменениях характеристик элементов, то температурную зависимость выходного сигнала ПИ можно определить из (4).

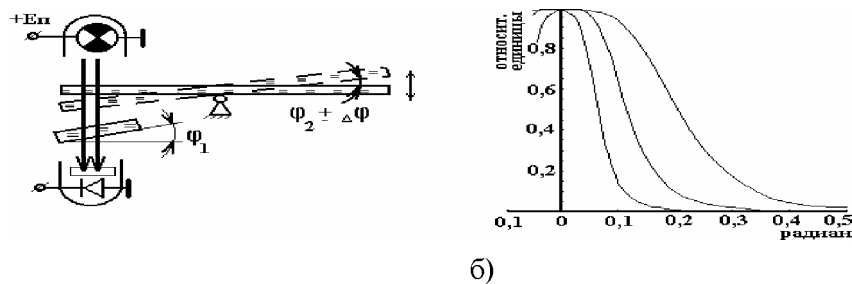


Рис. 9 – Схема и позиционные характеристики преобразователя угловых перемещений

Откуда следует, что температурная зависимость выходного сигнала ПИ так же определяется температурными зависимостями спектральных характеристик МОЭ и их взаимодействием.

$$J(t) = \{\Phi_M(t)T_M(t)S_M(t)\}T_M^{-1}(t).$$

$$\int_{\lambda_H}^{\lambda_B} \{\Phi[\lambda - \lambda_{\phi M}(t)]T[\lambda - \lambda_{LM}(t)]S[\lambda - \lambda_{SM}(t)]\}T_n^{-1}[\lambda - \lambda_{Tn}(t)]d\lambda \quad (4)$$

Если учесть, что при

изменении температуры МОЭ наблюдается сдвиг их спектральных характеристик, то из условия:

$$\int_{t_H}^{t_B} [J(t) - J_0]^2 dt \rightarrow \min, \quad (5)$$

где $J_0 = \frac{1}{t_B - t_H} \int_{t_H}^{t_B} J(t) dt$ - среднее значение интегральной чувствительности $J(t)$ в

диапазоне рабочих температур, можно определить оптимальную характеристику многослойного термокомпенсирующего покрытия $T_M^{-1}(t)T_n^{-1}[\lambda - \lambda_{Tn}(t)]$, обеспечивающего необходимую температурную стабильность параметров ПИ.

Проведенные экспериментальные и теоретические исследования, позволили создать ряд термокомпенсированных аналоговых МОЭ спектрального взаимодействия и прецизионных измерительных устройств на их основе. Так на рис. 10 а) приведены экспериментальные температурные зависимости изменения мощности излучения арсенидо-галлиевого светодиода, термокомпенсированного по цепи оптического канала путем нанесения на наружную поверхность кристалла светодиода тонкопленочного покрытия, а на рис.10 б – температурные зависимости изменения текущей относительной погрешности термокомпенсации $P(t)$.

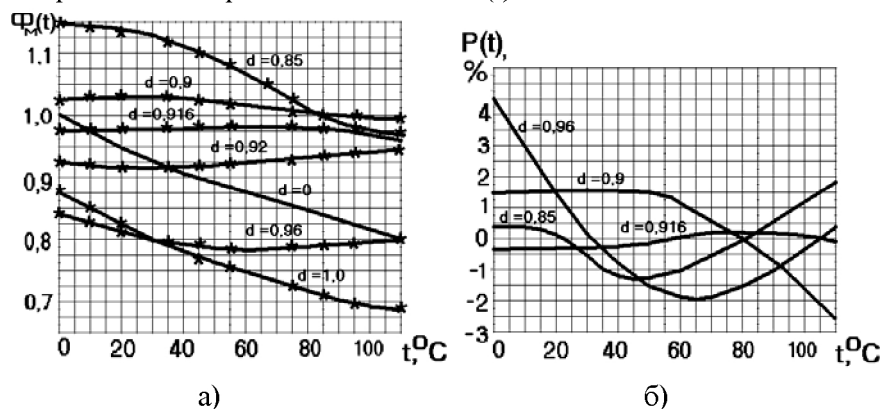


Рис. 10 - Температурные характеристики и погрешность термокомпенсации многокомпонентного арсенидо-галлиевого светодиода при различных толщинах МТП (мкм)

Как видно, при толщине тонкопленочного покрытия $d=0,916$ мкм в диапазоне температур от 0 до 110 градусов температурная погрешность ИИ не превышает 0,3%.

3 Анализ элементной базы МОС. Влияние дестабилизирующих факторов

Основные положения теории спектрального взаимодействия применимы к любой элементной базе оптоэлектроники. Ниже рассматриваются полупроводниковые оптоэлектронные элементы, получившие наибольшее распространение.

Как элементы вычислительной техники и систем управления МОЭ характеризуются системами входных и выходных характеристик, характеристиками передачи, определяющими функциональную связь входного и выходного сигнала, и характеристиками гальванической развязки. Системы входных и выходных характеристик МОЭ определяют параметры номинальных и максимально-допустимых режимов питания, темновые, температурные и вольтамперные характеристики (ВАХ), параметры, характеризующие динамические свойства, и др. Важнейшими характеристиками являются характеристики гальванической развязки и функции передачи. Элементарные оптроны (ЭО) и оптоэлектронные преобразователи, выполненные на дискретных элементах, обладают достаточно высокими характеристиками гальванической развязки (сопротивление развязки 10^9-10^{11} ом, напряжение развязки 100 -9000 В, емкость развязки 0,1-3 нф и т.д.), величина же функции передачи и её температурная стабильность остаются довольно низкими. Функция передачи ЭО определяется как системами входных и выходных характеристик (режимом питания, нагрузочными и спектральными характеристиками и т.д.), так и эффективностью преобразования электрической энергии в оптическое излучение ИИ, эффективностью передачи оптического излучения через ОС и эффективностью преобразования оптического излучения в электрический сигнал фотоприемника [73, 83-84] .

Полупроводниковые приемники излучения.

В принципе действия большинства полупроводниковых фоторезистивных ПИ основную роль играет поглощение энергии излучения валентными электронами [34]. Так как практически все параметры полупроводника зависят от температуры, то наблюдается сильная температурная зависимость внутреннего фотоэффекта. При этом для полупроводниковых фотоприемников характерно температурное изменение ширины запрещенной зоны, а значит и температурное смещение полосы собственного поглощения. Поэтому, при изменении температуры спектральная характеристика чувствительности фотоприемника сдвигается в длинно- или коротковолновую область спектра. Так, при значительном понижении температуры полупроводников на основе соединений свинца ширина их запрещенной зоны уменьшается, в результате чего длинноволновая граница фотопроводимости смещается в сторону более длинных волн

(рис. 11) [85]. Обратная картина наблюдается у фоторезисторов на основе индия, длинноволновая граница чувствительности которых при охлаждении смещается в сторону более коротких волн.

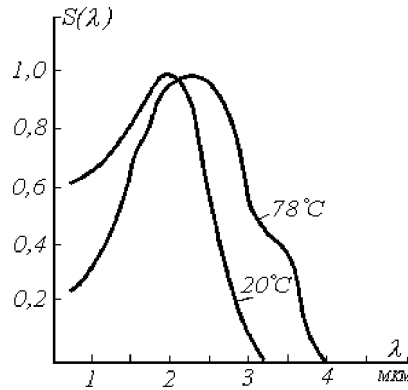


Рис. 11 – Температурный сдвиг спектральной характеристики ПИ

При построении фотодиодных МОС используются, в основном, следующие режимы питания фотодиодов (ФД): режим генерации фото-ЭДС, когда величина сопротивления нагрузки ФД $R_H \rightarrow \infty$; "вентильный" режим короткого замыкания, когда $R_H \rightarrow 0$; смешанный "вентильным" режим $0 < R_H < \infty$; "фотодиодный" режим, когда к ФД подключен внешний источник питания в запирающем направлении.

Вольт-амперную характеристику ФД можно описать выражением [14,30]:

$$I_n = I_\Phi - I_T = \frac{(U_n + E_n)}{R_H}, \text{ где } I_n - \text{ток во внешней цепи ФД;}$$

$$I_\Phi = Q_\Phi \int_{\lambda_H}^{\lambda_p} \bar{e} \chi \eta_\lambda (1 - R_\lambda) \Phi_\lambda e^{-\chi d_n} (L_1 + L_2) d\lambda - \text{ток фотогенерации (измеряется в режиме короткого замыкания);}$$

$$L_1 = \frac{L_p}{\chi^2 L_p^2 - 1} \left[\chi L_p e^{-\chi d_n} \operatorname{sech} h \frac{d_n}{L_p} - \chi L_p - th \frac{d_n}{L_p} \right];$$

$$L_2 = \frac{L_n}{\chi^2 L_n^2 - 1} \left[\chi L_n - \chi e^{-\chi d_p} \operatorname{sech} h \frac{d_p}{L_n} - th \frac{d_p}{L_n} \right];$$

где L_p, L_n - эффективные диффузионные длины дырок и электронов; η_λ - квантовый выход; d_p, d_n, Q_Φ - толщина базовой (p -область) области, глубина залегания и величина площади p - n перехода; $\bar{e}, \Phi_\lambda$ - заряд электрона и величина потока фотонов, падающего на ФД;

$$I_T \approx Q_s \bar{e} (q_p L_p th \frac{d_p}{L_p} + q_n L_n th \frac{d_n}{L_n}) (e^{\frac{\bar{e} U_n}{K_B T}} - 1) = I_{TO} (e^{\frac{\bar{e} U_n}{K_B T}} - 1) - \text{темновой ток ФД; } q_p, q_n -$$

скорости тепловой генерации неосновных носителей в p - и n - областях ФД.

При изменении температуры ФД изменяются как темновые характеристики ФД, так и световые. В частности изменяются: квантовый выход, ширина запрещенной зоны, коэффициент поглощения полупроводника и др. и как следствие – происходит сдвиг по

оси длин волн и изменение формы спектральной характеристики чувствительности ФД (рис.12), изменение максимума чувствительности, некоторое изменение формы спектральной характеристики. Поэтому при освещении фотодиода излучением сложного спектрального состава его температурные характеристики зависят от спектральных характеристик ИИ. Относительные спектральные характеристики фотоэлектрической чувствительности (режим короткого замыкания) типичных Si, Ge, InAs, GaAs - фотодиодов изображены на рис. 13. При освещении ФД от источника сплошного спектра (например, от лампочки накаливания) с ростом температуры ток фотогенерации ФД возрастает.

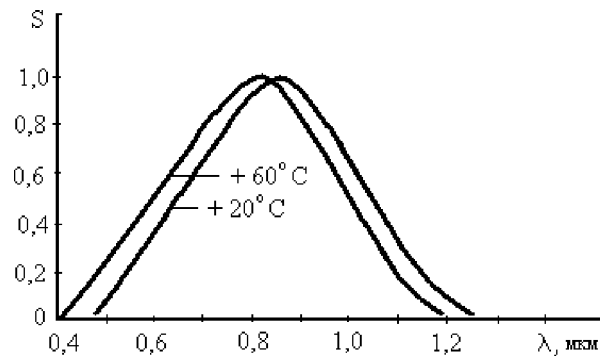


Рис. 12 - Спектральная характеристика кремниевого фотодиода

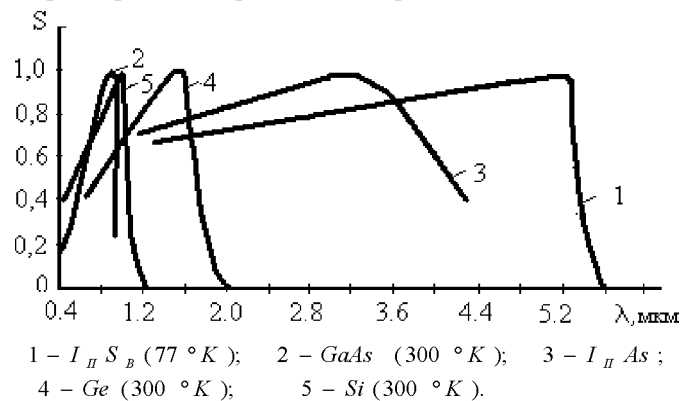


Рис.13 – Спектральные характеристики чувствительности ПИ

Для режима генерации фото-ЭДС имеем [25, 34]:

$$U_{xx} = \frac{A_\Phi K_B t}{e} \ln\left(\frac{I_\Phi}{I_{TO}} + 1\right),$$
 где A_Φ - коэффициент, учитывающий особенности рекомбинации носителей в p - n переходе.

Температурный коэффициент изменения фото-ЭДС в режиме холостого хода определяется, в основном, изменением темнового тока утечки фотодиода [34]:

$$\alpha_{xx} = \frac{1}{U_{xx}} \frac{dU_{xx}}{dt} \sim \frac{1}{t} \left(1 - \frac{E_3}{U_{xx} e}\right),$$
 где E_3 - ширина запрещенной зоны полупроводника.

Поскольку E_3 всегда больше eU_{xx} , то температурный коэффициент фото-ЭДС всегда отрицательный.

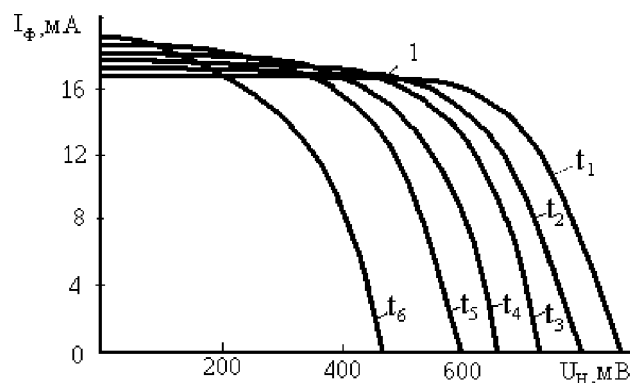
Смешанный "вентильный" режим работы фотодиода является промежуточным между режимом холостого хода и режимом короткого замыкания. Поэтому, при определенном сопротивлении нагрузки и спектральном составе принимаемого фотодиодам излучения возможна взаимная компенсация температурных изменений фото-ЭДС и тока короткого замыкания.

На рис. 14 изображено семейство вольт-амперных характеристик арсенидогаллиевого фотодиода для разных температур при освещении фотодиода от источника света типа А. Точкой 1 рис.14 обозначена область наименьших температурных изменений вольт-амперных характеристик фотодиода.

Ряд режимов питания ОЭЭ, например, режим генерации фото-ЭДС фотодиодов, включение в цепь питания фоторезисторов, фототранзисторов сопротивления нагрузки большой величины и др., характеризуется существенной нелинейностью их энергетических характеристик [23, 30]. В частности, для фоторезисторных ОЭУ с последовательно включенным в цепи питания фоторезистора сопротивлением нагрузки выходной сигнал U_H определяется:

$$U_H = I_\Phi R_H = \frac{E_\Pi R_H A^* \Phi_\Pi^\eta U_\Pi^\eta}{1 + R_H A^* \Phi_\Pi^\eta U_\Pi^\eta} = E_\Pi - U_\Pi,$$

где U_Π, Φ_Π - напряжение на фоторезисторе и величина светового потока, падающего на фоторезистор; A^* - коэффициент пропорциональности, определяемый чувствительностью и конструкцией фоторезистора; η, η - показатели степени, характеризующие нелинейность энергетических и вольт-амперных характеристик фоторезистора.



$$t_1 = 20^\circ\text{C}; \quad t_2 = 80^\circ\text{C}; \quad t_3 = 100^\circ\text{C}; \\ t_4 = 120^\circ\text{C}; \quad t_5 = 140^\circ\text{C}; \quad t_6 = 200^\circ\text{C}$$

Рис.14 – Вентильный режим работы ФД

Изменение режима питания нелинейных ОЭЭ и изменение величины падающего на нелинейный фотоприемник потока излучения меняет их спектральные и температурные характеристики. На рис. 15 изображены относительные спектральные характеристики чувствительности CdS фоторезисторов, измеренные равноэнергетическим методом, при разных величинах регистрируемого потока излучения, а на рис.16 изображены температурные характеристики изменения коэффициента усиления по току h_2 , максимума чувствительности и спектральные характеристики кремниевого фототранзистора.

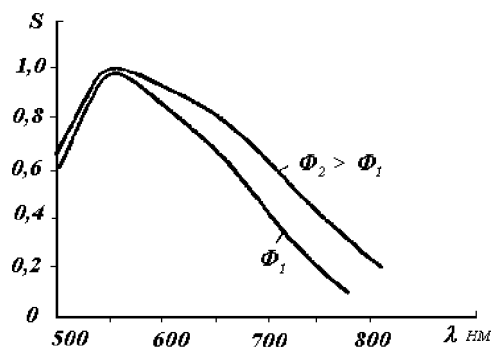


Рис. 15 – Зависимость чувствительности от величины светового потока

В [41] показано, что применение равносигнального метода измерения характеристик нелинейных ОЭЭ позволяет исключить влияние нелинейности характеристик ОЭЭ на результат измерений (рис.17). Как видно из сопоставления кривых спектральной чувствительности фоторезисторов (рис.15 и рис.17) равносигнальный метод позволяет получить совпадающие характеристики, не зависящие ни от параметров схемы включения, ни от мощности излучения ИИ. Совпадение спектральных характеристик, полученных равносигнальным методом, показывает, что относительные энергетические характеристики для всех длин волн подобны. Это позволяет определить реакцию ОЭЭ на излучение произвольного спектрального состава и мощности.

Таким образом, изменение температуры полупроводниковых приемников излучения проявляется на их спектральных характеристиках: в изменении максимумов спектральных характеристик; в смещении спектральных характеристик в более длинно- или коротковолновую области спектра; в изменении полуширины спектральных характеристик и их общей деформации.

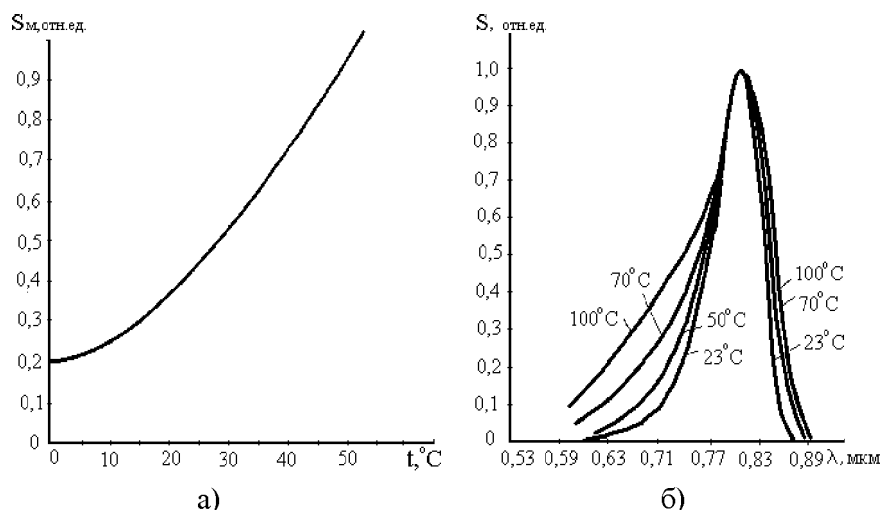


Рис. 16 – Температурные интегральные (а) и спектральные (б) характеристики кремниевого фототранзистора

Такое проявление изменения температуры на спектральных характеристиках ПИ позволяет аппроксимировать их абсолютные спектральные характеристики функциями с разностным аргументом (1).

Полупроводниковые источники некогерентного излучения.

В качестве источников излучения в ОЭУ широко используются полупроводниковые излучающие диоды инфракрасной и видимой области спектра [77]. Это обусловлено такими их характеристиками, как: высокое быстродействие и к.п.д., малые габаритно-весовые показатели, хорошая согласованность их спектральных характеристик со спектральными характеристиками фотоприемников и др.

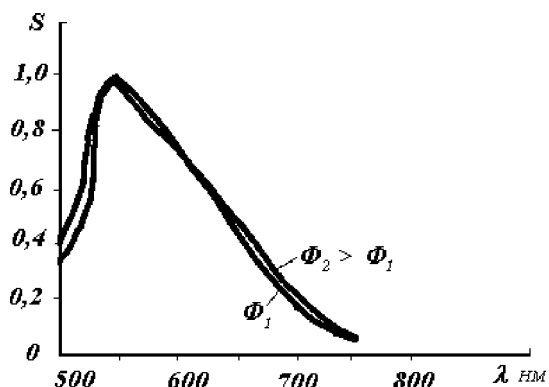


Рис. 17 – Спектральная характеристика CdS фоторезистора (равносигнальный метод)

Классификационная схема наиболее широко применяемых ИИ приведена на рис. 2. В то же время полупроводниковые источники излучения характеризуются сильной температурной зависимостью излучаемых потоков [30]. Температурная зависимость потоков излучения ИИ определяется многими конструктивно-технологическими факторами. На входных и выходных характеристиках ИИ влияние изменения температуры проявляется в изменении их вольт-амперных и спектральных характеристик. Сильное влияние на характер температурной зависимости потоков излучения оказывает режим питания ИИ. Обычно, зависимость интенсивности излучения

ИИ от тока питания I_{Π} аппроксимируют степенной функцией $\Phi_{\Pi} \approx (I_{\Pi})^{\gamma}$ [30, 39]. Во многих случаях γ также является функцией тока питания ($\gamma = 1 \div 3$ для *GaAs*, $\gamma = 1 \div 2$ для *GaP*).

Выделяя безизлучательную I_{δ} и излучательную I_{α} составляющие тока питания, вольтамперные характеристики полупроводниковых ИИ можно описать выражением [30]:

$$I_{\Pi} = I_{\alpha}(U_V, t) + I_{\delta}(U_V, t), \quad (6)$$

где U_V - величина напряжения питания ИИ (без учета падения напряжения на омическом сопротивлении полупроводника);

$$I_{\alpha}(U_V, t) \sim A^* \ell^{\frac{eU_V}{K_{\delta}t}}; \quad I_{\delta}(U_V, t) \sim B^* \ell^{\frac{eU_V}{K_{\delta}t}}$$

где A^* , B^* - некоторые функции температуры; e , K_{δ} - заряд электрона и постоянная Больцмана соответственно.

При любых механизмах излучательной и безизлучательной рекомбинации при изменении температуры происходит изменение вольтамперных характеристик (обычно, с ростом температуры ВАХ смещается в сторону больших токов со скоростью около $2 \text{ mV}/^{\circ}\text{K}$). На рис.18 а) и б) изображены вольтамперные характеристики полупроводниковых (*GaAs*, *GaP*, *SiC*) ИИ и температурные характеристики изменения прямого падения напряжения на ИИ при фиксированном токе питания.

Возможны следующие режимы питания ИИ: подключение к генератору тока, подключение к генератору напряжения и смешанный режим питания. При подключении ИИ к генератору тока интенсивность излучения с ростом температуры, обычно, падает (для *GaAs*, *CaP*). Исключением из этого являются карбидокремниевые ИИ (а также арсенидо- и фосфидогаллиевые ИИ, легированные некоторыми примесями [30]), интенсивность излучения которых достигает своего максимального значения при температурах близких к $40 - 60^{\circ}\text{C}$ (рис.19).

При изменении тока питания ИИ изменяется соотношение между излучательными и безизлучательными составляющими тока, что приводит к изменению их температурных характеристик.

Однако, для многих источников излучения в области рабочих температур эти изменения не существенны [27, 30]. На рис.18 и рис. 21 изображены экспериментальные температурные характеристики арсенидо-галлиевых ИИ, легированных кремнием, при различных токах питания. Как видно из рисунка, температурные характеристики мало зависят от режима питания ИИ. Так для арсенидо-галлиевых ИИ в области температур от минус 60 до плюс 80°C изменение температурных коэффициентов длины волны и полуширины спектральной характеристики излучения не превышает $0,2\%$ и 3% соответственно при изменении тока питания ИИ в 100 раз, а изменение температурного коэффициента максимума излучения не превышает величину $10 - 25\%$ при изменении тока питания ИИ в 40 раз.

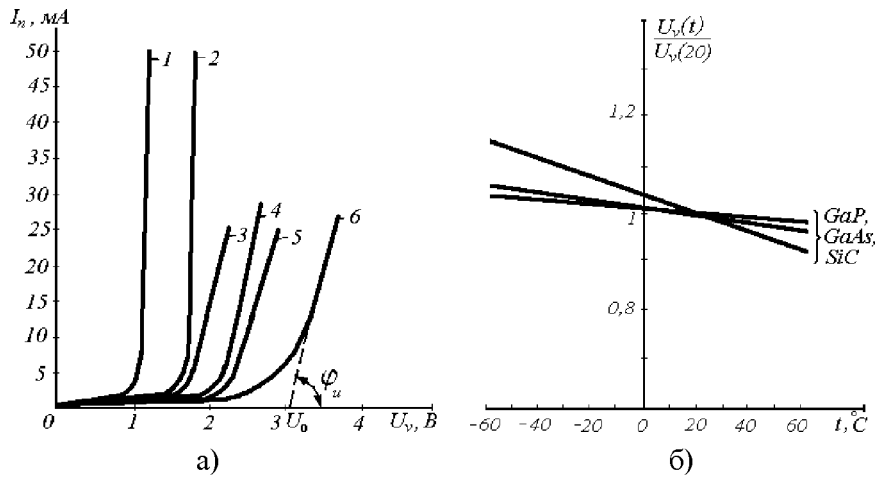


Рис. 18 – ВАХ и температурные характеристики ИИ

При подключении ИИ к генератору напряжения интенсивность излучения с увеличением температуры резко возрастает в результате роста тока питания, вызванного уменьшением ширины запрещенной зоны и сопротивления полупроводника. Для ограничения величины тока питания последовательно с генератором напряжения включают токоограничивающие сопротивление (смешанный режим питания).

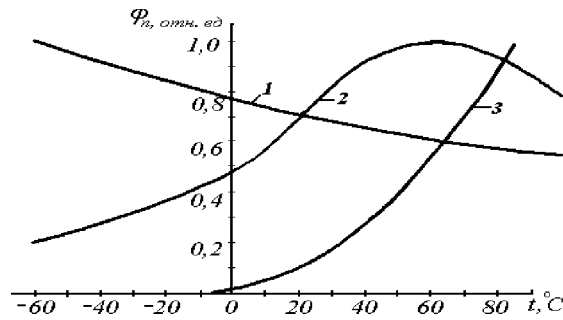


Рис. 19 – Температурные характеристики ИИ: 1 – GaAs, 2 – SiC, режим питания от генератора тока; 3 – GaAs, режим питания от генератора напряжения

В этом случае, положив в (6) величину I_n равной:

$$I_n = \frac{(E_n - U_v)}{R_{ог}} \quad (7)$$

где $R_{ог}$ величина токоограничивающего сопротивления, можно определить величину напряжения ИИ и величину излучательной составляющей тока питания.

Учитывая, что ИИ используются, в основном, на линейном участке своих вольтамперных характеристик и что величина напряжения U_v связана практически линейной зависимостью с температурой (см. рис.18 б), запишем (7) в виде:

$$I_n = G(1 + \alpha_G t)[U_v - U_o(1 + \alpha_U t)] = \frac{(E_n - U_v)}{R_{ог}}$$

где $G_o = tg\varphi_U$, $\alpha_G = \frac{1}{G_o} \frac{dG_o}{dt}$ - эквивалентное внутреннее

сопротивление ИИ, определяемое углом наклона φ_U при $t=0$, и температурный

коэффициент изменения внутреннего сопротивления ИИ; $U_o, \alpha = \frac{1}{U_o} \frac{dU_o}{dt}$ - напряжение

отсечки и температурный коэффициент смещения вольтамперной характеристики. В этом случае величина тока питания ИИ $I_n(t)$ определяется из выражения:

$$I_{II}(t) = \frac{\sigma_o(1+\alpha_G t)}{1+R_{oГ}G_o(1+\alpha_G t)}[E_{II}-U_o(1+\alpha_U t)],$$

а температурная зависимость мощности излучения из выражения:

$$\Phi_{II}^*(t) \approx \frac{aG_o^{\gamma_o}(1+\alpha_G t)^{\gamma_o}}{[1+R_{oГ}G_o(1+\alpha_G t)]^{\gamma_o}}[E_{II}-U_o(1+\alpha_U t)]^{\gamma_o}\Phi_{MO}(t).$$

Откуда можно определить величину температурного коэффициента изменения мощности излучения ИИ:

$$\alpha_{\Phi M} \approx \alpha_M + \frac{\gamma_o \alpha_G}{1+R_{oГ}G_o} - \frac{\gamma_o U_o \alpha_U}{E_{II}-U_o},$$

Тогда температурный коэффициент $\alpha_{\Phi M} = 0$ если:

$$R_{oГ} = \frac{1}{G_o} \left[\frac{(E_{II}-U_o)\gamma_o \alpha_G}{\gamma_o U_o \alpha_U - (E_{II}-U_o)} - 1 \right],$$

На рис.22 а, б изображены зависимости величины температурного коэффициента изменения мощности излучения и оптимальной величины сопротивления $R_{oГ}$ от величины напряжения источника питания арсенидогаллиевого излучающего диода.

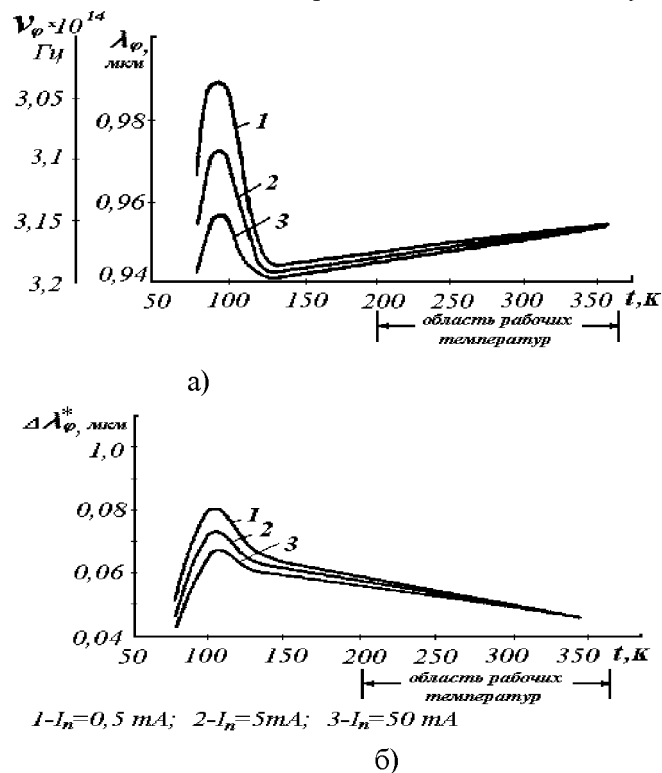


Рис. 20 – Температурные характеристики GaAs ИИ

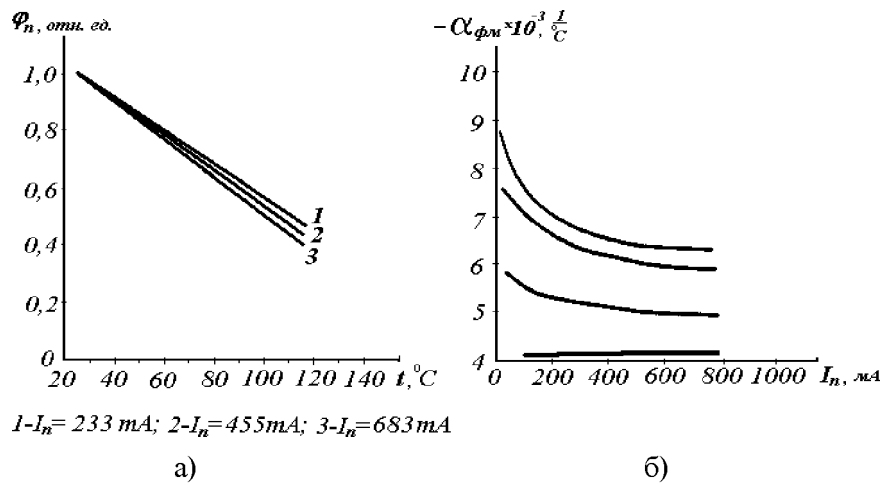


Рис. 21 – Температурные характеристики GaAs ИИ

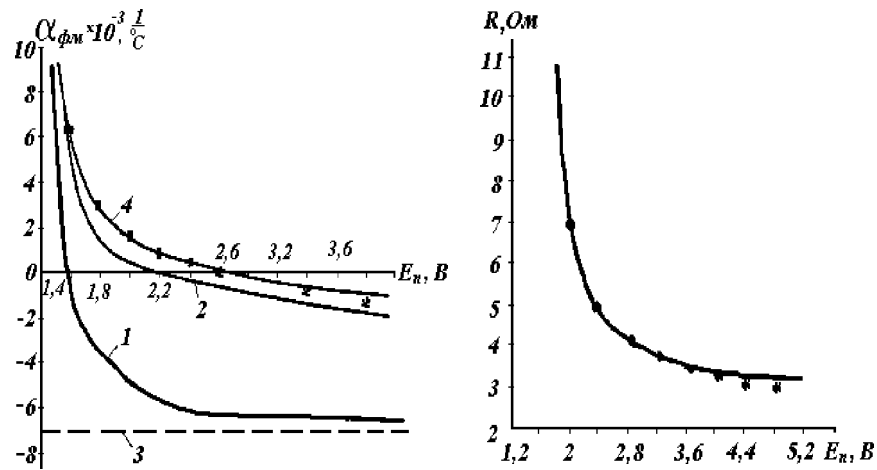
Однако, необходимость применения источника питания с малым внутренним сопротивлением (оптимальное значение сопротивления R_{OG} составляет величину менее 10 Ом, а внутреннее сопротивление источника питания должно быть существенно меньше величины R_{OG}), опасность токовой перегрузки ИИ при повышенной температуре окружающей среды, сильная зависимость величины температурного коэффициента изменения мощности излучения от режима питания и нелинейность люксамперной характеристики ограничивают область применения такой схемы питания.

Для устранения указанных недостатков величина токоограничивающего сопротивления выбирается, обычно, значительно больше величины внутреннего сопротивления ИИ $1/G_o$.

В этом случае, режим питания близок к режиму питания от источника тока, но величина температурного коэффициента изменения мощности излучения ИИ отличается от величины температурного коэффициента в режиме питания от источника тока (рис. 24). Чувствительность α_{MI}^* температурного коэффициента $\alpha_{\phi M}$ к изменению режима питания можно определить из выражения:

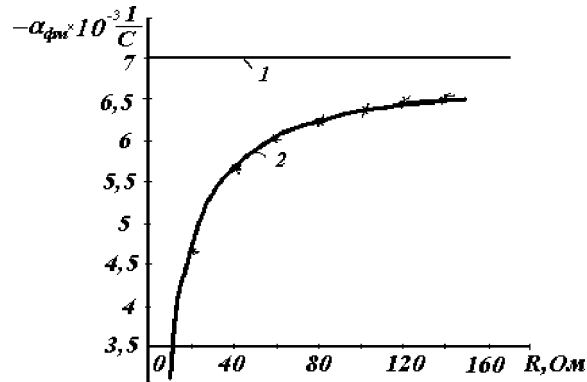
$$\alpha_{MI}^* = \alpha_{MI} + \frac{\gamma_o U_o (1 + R_{OG} G_o)}{(E_{II} - U_o)^2 G_o} \alpha_U$$

На основании выше изложенного можно сделать вывод, что спектральные характеристики источников излучения, так же как и спектральные характеристики приемников излучения, можно представить в разностной форме (1).



- 1: $\alpha_G = 0; R_{OG} = 5,52 \text{ Ом},$ 2: $\alpha_G = 1,15 \cdot 10^{-2} \frac{1}{^\circ C}; R_{OG} = 5,52 \text{ Ом}, I_n = \text{Const}$ а)
 4: $\alpha_G = 1,15 \cdot 10^{-2} \frac{1}{^\circ C}; R_{OG} = 4 \text{ Ом}.$
 б)

Рис. 22 – Температурные характеристики источников излучения для различных режимов питания



1-питание от генератора тока; 2-смешанный режим питания (знаком * обозначены экспериментальные значения)

Рис. 23 – Влияние ограничивающего сопротивления на температурный коэффициент изменения мощности излучения ИИ

Оптическая система. Спектроформирующие элементы.

Обычно на оптическую систему возлагаются функции передачи излучения от источника излучения к ПИ, модуляции потока излучения, пространственного распределения излучения, выделения излучения нужного спектрального состава и др. В общем случае любой оптический элемент обладает определенными селективными свойствами и его необходимо рассматривать как спектроформирующий элемент.

Например, узел формирования светового зонда считывания оптоэлектронного датчика перемещения, состоящий из щелевой диафрагмы и проецирующей изображение щелевой диафрагмы на плоскость фотоприемника линзы, представляет из себя фильтр фокальной изоляции (рис. 24) [31]. В определенной области спектра он может использоваться как отрезающий длинно- или коротковолновый фильтр. В качестве элементов, выделяющих излучение нужного спектрального состава, используются различные спектроформирующие элементы, характеристики которых, так же как и

характеристики ОЭЭ, зависят от температуры окружающей среды [1, 11, 13-15, 31, 37, 45]. Классификация спектроформирующих элементов, используемых в МОС, приведена на рис. 3.

По используемым физическим принципам СФЭ можно разделить на интерференционные, поглощающие, дисперсионные, фильтры фокальной изоляции и комбинированные. По типу спектральной характеристики - на отрезающие (коротко- и длинноволновые), полосовые и узкополосные, а также фильтры со специально сформированной спектральной характеристикой.

На рис. 25 изображены температурные зависимости спектральных характеристик поглощающих фильтров, а на рис.26 – дисперсионного фильтра на смеси бензола со спиртом (крайние кривые соответствуют изменению температуры на 30 °С) [34].

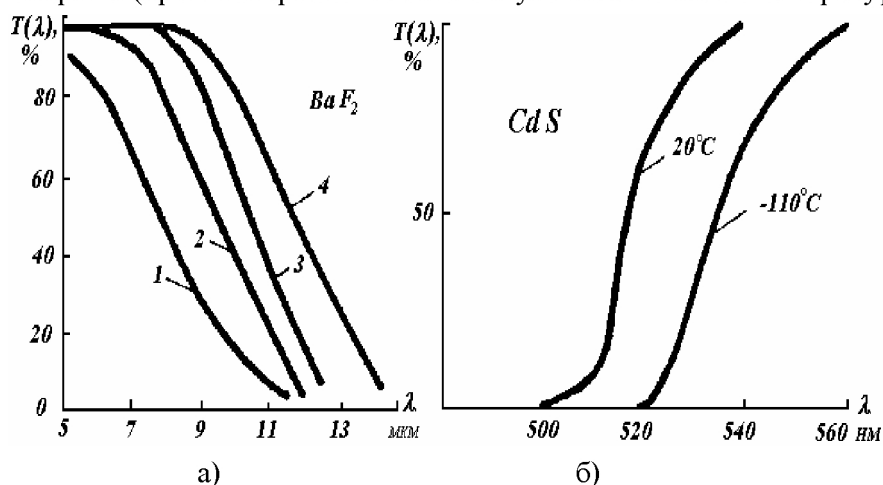


Рис. 24 – Спектральные характеристики ТКФ

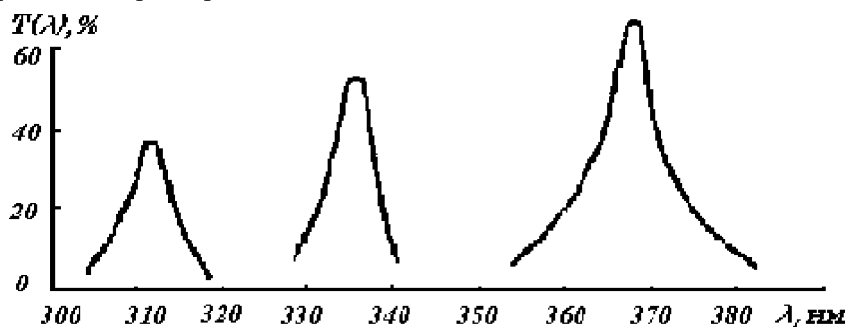


Рис.25 - Спектральные характеристики ТКФ

Анализ температурной зависимости спектральных характеристик СФЭ показывает, что изменение их температуры проявляется в изменении максимума пропускания (отражения), в смещении полосы пропускания (отражения) в более длинно или коротковолновую область спектра, в изменении полосы пропускания (отражения) и в общей деформации спектральной характеристики. Такое проявление изменения температуры на спектральных характеристиках СФЭ позволяет аппроксимировать их абсолютную характеристику пропускания (отражения) функцией с разностным аргументом (4).

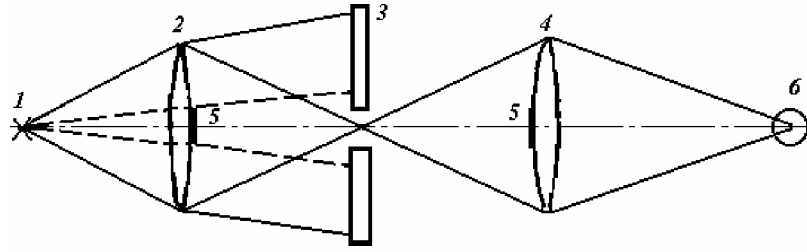


Рис.26 – Фильтр фокальной изоляции

В конструктивном и технологическом отношении наиболее удобно использование в МОС многослойных тонкопленочных покрытий. Поэтому рассмотрим более подробно процессы взаимодействия оптического излучения с МТП. Выделим, при этом, два класса МТП: 1 – однослойные (просветляющие) тонкопленочные покрытия (ПТП); 2- многослойные спектроформирующие покрытия.

При падении излучения на границу раздела двух сред с показателями преломления n_i, n_j под углом φ_1 к границе раздела френелевские коэффициенты отражения $r_{i,j}^{S,P}$ и пропускания $t_{i,j}^{S,P}$ на границе раздела сред i, j определяются из выражения [44]:

$$r_{i,j}^S = \frac{n_i \cos \varphi_i - n_j \cos \varphi_j}{n_i \cos \varphi_i + n_j \cos \varphi_j}, \quad r_{i,j}^P = \frac{n_i \cos \varphi_j - n_j \cos \varphi_i}{n_i \cos \varphi_j + n_j \cos \varphi_i}$$

$$t_{ij}^P = \frac{2n_i \cos \varphi_i}{n_i \cos \varphi_j + n_j \cos \varphi_i}, \quad t_{ij}^S = \frac{2n_i \cos \varphi_i}{n_i \cos \varphi_i + n_j \cos \varphi_j},$$

где индекс P, S сверху параметров означает, что параметр относится к P - компоненте падающего потока излучения, когда вектор электрического поля колеблется в плоскости падения, или к S - компоненте, когда вектор электрического поля колеблется в плоскости, перпендикулярной плоскости падения.

Если между этими средами помещена однородная прозрачная (просветляющая) пленка толщиной d_2 с показателем преломления n_2 , то согласно [41] абсолютная спектральная характеристика пропускания определяется выражением:

$$T_A^{S,P}(\lambda) = \frac{T_{32}^{S,P} T_{21}^{S,P}}{1 + (r_{32}^{S,P} r_{21}^{S,P})^2 + 2r_{32}^{S,P} r_{21}^{S,P} \cos[\frac{4\pi n_2 d_2}{\lambda} \cos \varphi_2]}, \quad (8)$$

$$\text{где } T_{32}^{S,P} = \frac{n_2 \cos \varphi_2}{n_3 \cos \varphi_3} (t_{32}^{S,P})^2; \quad T_{21}^{S,P} = \frac{n_1 \cos \varphi_1}{n_2 \cos \varphi_2} (t_{21}^{S,P})^2;$$

$$r_{32}^S = \frac{n_3 \cos \varphi_3 - n_2 \cos \varphi_2}{n_3 \cos \varphi_3 + n_2 \cos \varphi_2}; \quad r_{32}^P = \frac{n_3 \cos \varphi_2 - n_2 \cos \varphi_3}{n_3 \cos \varphi_2 + n_2 \cos \varphi_3};$$

$$t_{32}^S = \frac{2n_3 \cos \varphi_3}{n_3 \cos \varphi_3 + n_2 \cos \varphi_2}; \quad t_{32}^P = \frac{2n_3 \cos \varphi_3}{n_3 \cos \varphi_2 + n_2 \cos \varphi_3};$$

$$r_{21}^S = \frac{n_2 \cos \varphi_2 - n_1 \cos \varphi_1}{n_2 \cos \varphi_2 + n_1 \cos \varphi_1}; \quad r_{21}^P = \frac{n_2 \cos \varphi_1 - n_1 \cos \varphi_2}{n_2 \cos \varphi_1 + n_1 \cos \varphi_2}$$

$$t_{32}^S = \frac{2n_2 \cos \varphi_2}{n_2 \cos \varphi_2 + n_1 \cos \varphi_1}; \quad t_{21}^P = \frac{2n_2 \cos \varphi_2}{n_2 \cos \varphi_1 + n_1 \cos \varphi_2};$$

$\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ -углы падения луча света на границы раздела соответствующих сред.

Для нормально поляризованного потока излучения абсолютная спектральная характеристика пропускания пленки $T_A(\lambda)$ равна:

$$T_A(\lambda) = \frac{1}{2}[T_A^S(\lambda) + T_A^P(\lambda)].$$

При нормальном падении излучения на границу раздела сред $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = 0$ имеем:

$$r_{32}^S = r_{32}^P = \frac{n_3 - n_2}{n_3 + n_2}; \quad t_{32}^S = t_{32}^P = \frac{2n_3}{n_3 + n_2};$$

$$r_{21}^S = r_{21}^P = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}; \quad t_{21}^S = t_{21}^P = \frac{2n_2}{n_2 + n_1};$$

$$T_{32}^S = T_{32}^P = \frac{n_2}{n_3}(t_{32}^S)^2; \quad T_{21}^S = T_{21}^P = \frac{n_1}{n_2}(t_{21}^S)^2;$$

Из (1.15) имеем:

$$T_A(\lambda) \rightarrow \max, \quad \text{при } \lambda \rightarrow \frac{4n_2 d_2}{2N-1}, \quad T_A(\lambda) \rightarrow \min, \quad \text{при } \lambda \rightarrow \frac{2}{N}n_2 d_2 \quad \text{Обозначая:}$$

$$T_M = \frac{n_1 n_3 n_2^2}{(n_1 n_3 + n_2^2)^2}, \quad (9)$$

получим выражение для относительной спектральной характеристики пропускания просветленной поверхности полупроводника:

$$T(\lambda) = \frac{1}{H + D \cos \frac{B}{\lambda}}, \quad (10)$$

$$D = \frac{(n_2^2 - n_1^2)(n_3^2 - n_2^2)}{2(n_3 n_1 + n_2^2)^2}; \quad H = \frac{(n_1^2 + n_2^2)(n_3^2 + n_2^2) + 4n_1 n_2^2 n_3}{2(n_3 n_1 + n_2^2)^2}; \quad B = 4\pi n_2 d_2.$$

На рис.27 а) изображен график функции (8) для случая просветления поверхности полупроводникового ИИ с показателем преломления $n_3=4,4$ и $n_1=1$ (без учета поглощения в пленке ПТП). Из (8, 10) следует, что при изменении угла падения излучения на ПТП наблюдается сдвиг длины волны максимума пропускания и незначительное изменение ширины спектральной характеристики (рис.27 б).

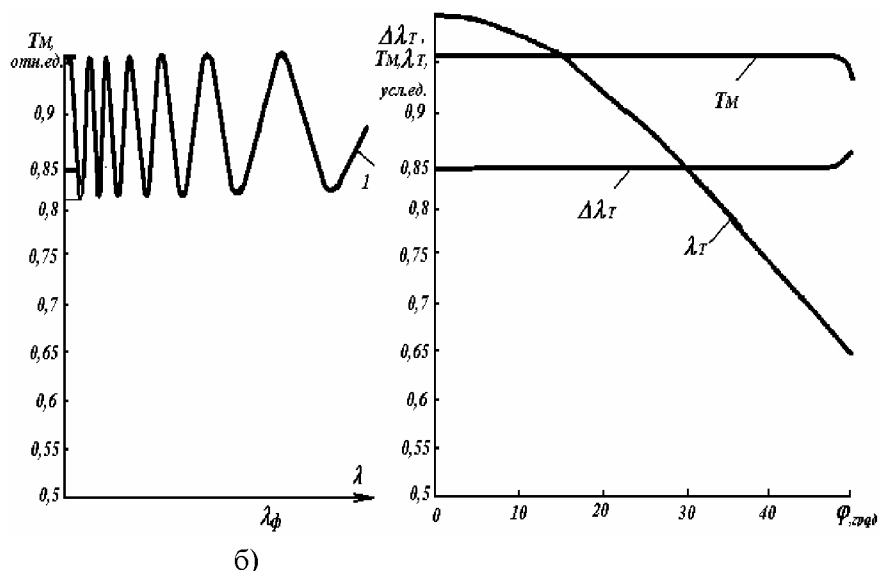


Рис. 27 а) – Спектральная характеристика ПТП, б) – зависимость характеристики ПТП от угла падения излучения.

Аналогичные процессы наблюдаются и многослойных тонкопленочных покрытиях. Так спектральная характеристика пропускания узкополосного фильтра описывается выражением (8-10). Однако, в силу большего коэффициента отражения зеркальных слоев фильтра повышается добротность и, соответственно, сужается полоса пропускания. Изменяя коэффициент отражения зеркальных составляющих путем изменения величины D , можно существенно изменить и полосу пропускания фильтра (рис.28).

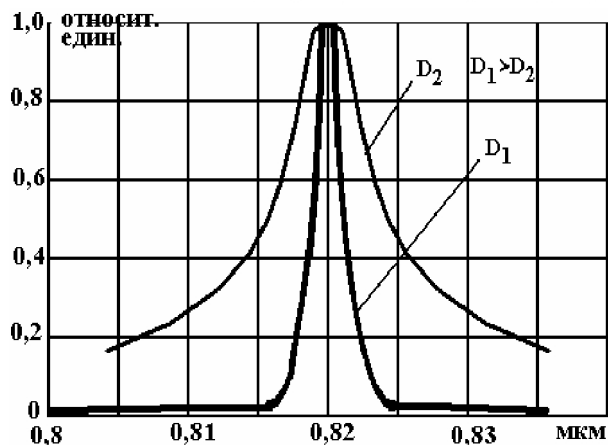
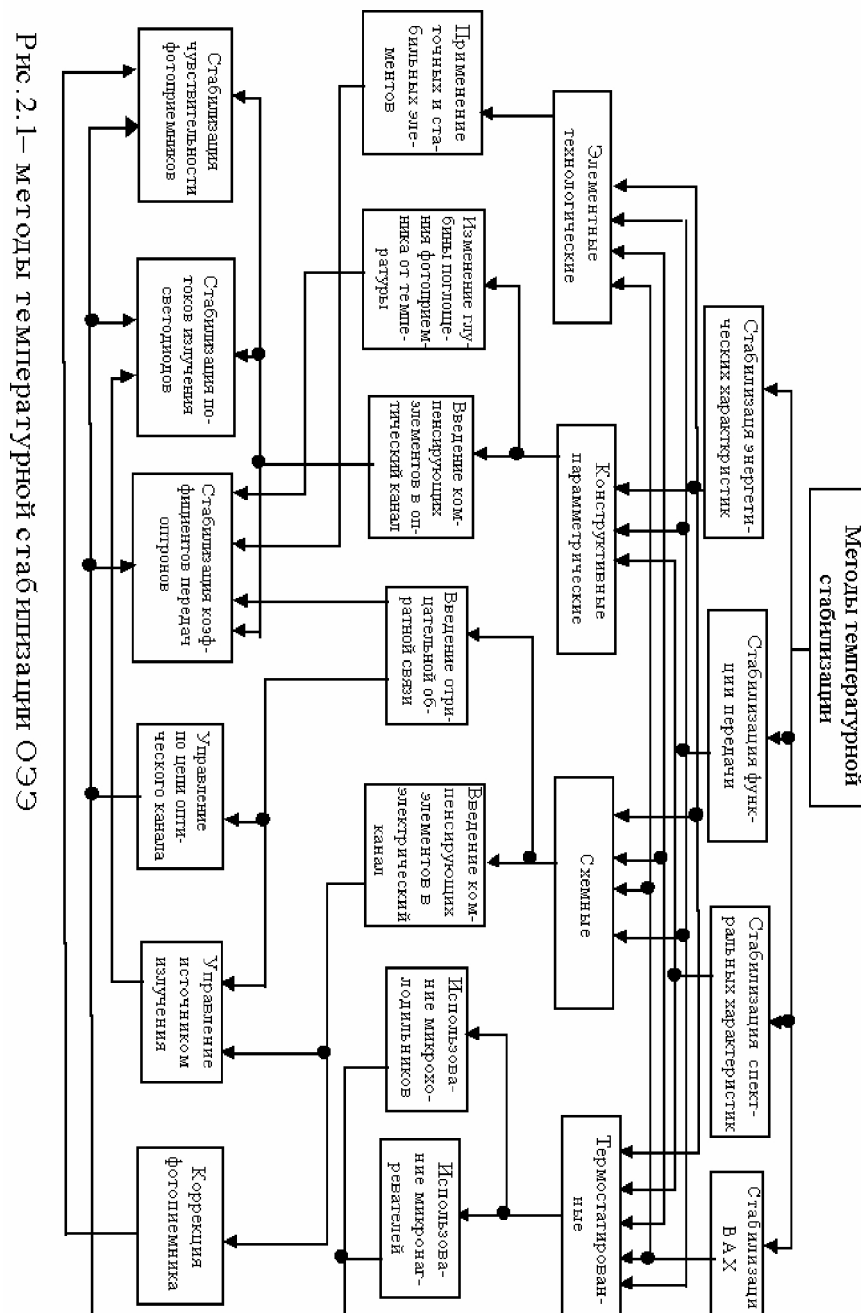


Рис. 28 – Зависимость спектральной характеристики МТП от добротности D

4 Методы стабилизации параметров элементов и устройств МОС

На рис. 29 изображена классификационная схема наиболее распространенных методов температурной стабилизации параметров ОЭЭ и устройств. Все методы температурной стабилизации можно условно разделить на стабилизацию: входных и выходных вольтамперных, темновых, энергетических, спектральных характеристик ОЭЭ и функции передачи. Стабилизация входных и выходных ВАХ осуществляется так же, как и для обычных полупроводниковых элементов - охватом элементов местной

отрицательной обратной связью, введением в цепь питания термокомпенсирующих элементов: термосопротивлений, термодиодов и т.д. Данные вопросы достаточно хорошо изучены и разработаны. Поэтому, в дальнейшем, вопросы стабилизации входных и выходных вольтампер-



ных характеристик не рассматриваются.

На рис.30 изображены различные схемные варианты параметрической стабилизации потоков излучения ИИ. Температурная компенсация изменения потока излучения ИИ схемы рис. 30 а) [56, 82] осуществляется изменением величины напряжения, а рис. 30 б) - величины тока питания ИИ. При изменении температуры окружающей среды происходит изменение величины излучаемого ИИ потока $\Phi_{\text{п}}$, изменение внутреннего сопротивления $R_{\text{в}}(t)$ и термокомпенсирующего сопротивления $R_{\text{т}}(t)$. Если величина излучаемого источником потока связана с величиной тока питания $I_{\text{п}}$ и температурой окружающей

среды соотношением: $\Phi_{II} = af_1(I_n)f_T(t)$, где a - коэффициент пропорциональности; $f_1(I_n), f_T(t)$ относительные зависимости потока излучения ИИ от тока питания и температуры соответственно, то для эффективной температурной компенсации изменения потока излучения ИИ необходимо применение термосопротивления с характеристикой (рис. 30 а):

$$R_T(t) = \frac{U_n}{f_I^{-1}} \left[\frac{a^*}{f_T(t)} \right] - R_v(t) \quad (11)$$

где f_I^{-1} - функция, обратная $f_I(I_n)$; $a^* = \text{Const}$.

С учетом разброса характеристик источников излучения реализация термосопротивления с характеристикой (11) в условиях серийного производства вызывает серьезные затруднения. Обычно применяется кусочно-линейная аппроксимация зависимости (11) с помощью набора термосопротивлений и ключевых устройств (например, диодных ключей). Рассмотренный вариант термокомпенсирующего устройства при своей конструктивной простоте обладает низкой эффективностью. Это связано как с трудностью реализации (11), так и отсутствием теплового контакта между ИИ и термокомпенсирующим элементом, большой тепловой инерцией и нелинейностью характеристик термосопротивлений, изменением соотношения (11) при изменении режима питания ИИ, необходимостью индивидуального подбора ИИ и термокомпенсирующего элемента по температурным характеристикам и, вследствие всего этого, низкой точностью стабилизации.

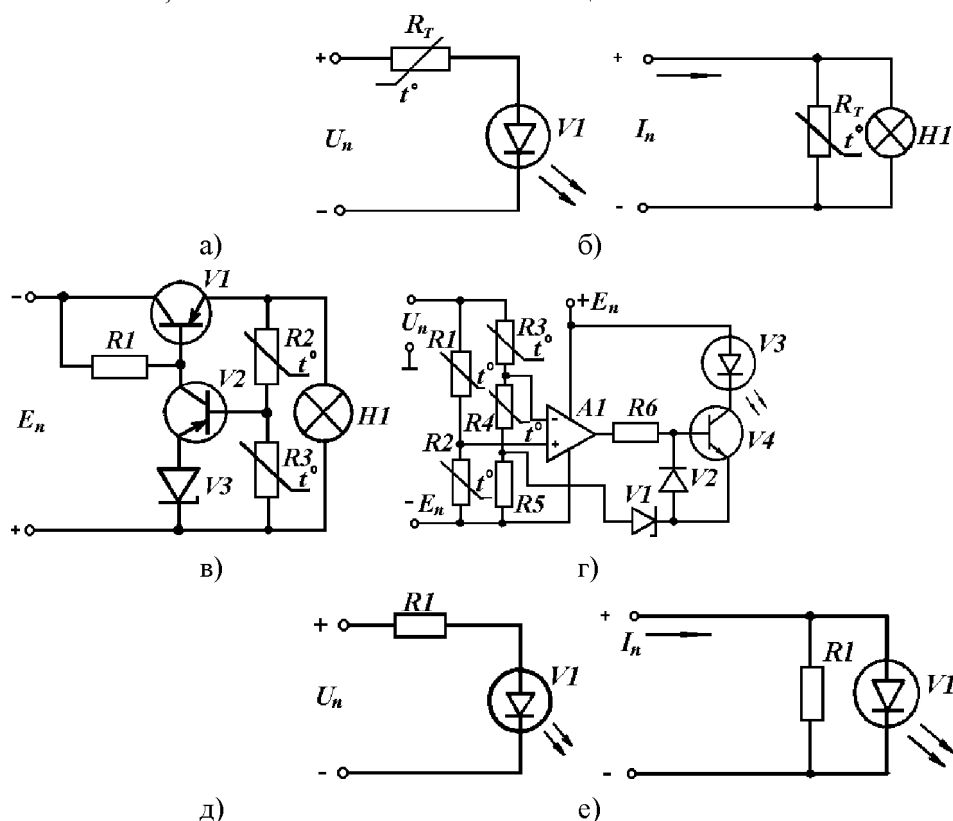


Рис.30 – Стабилизация поток излучения ИИ

Те же недостатки свойственны схемным вариантам термокомпенсации рисунков 30 в-г. Частный случай параметрического метода термокомпенсация изменения мощности излучения полупроводниковых диодных излучателей изображен на рис. 30 д, е [82, 84]. Здесь при увеличении температуры окружающей среды уменьшается внутреннее сопротивление полупроводникового излучающего диода уменьшается. Компенсация температурного падения мощности излучения диода осуществляется увеличением тока, текущего через него. Однако, этот эффект наблюдается лишь при небольших значениях тока. Кроме того, изменение режима питания излучающего диода приводит к необходимости изменения величины сопротивления R_1 , наблюдается сильное влияние величины внутреннего сопротивления источника входного сигнала (величина сопротивления R_1 -единицы- Ома) на эффективность компенсации.

Рассматриваемый параметрический метод термокомпенсации применим и для температурной коррекции характеристик приемников излучения [82]. В этом случае термокомпенсирующий элемент (термосопротивление, термодиод и др.) включается последовательно или параллельно с фотоприемником. Температурный коэффициент элемента компенсации выбирается так, чтобы температурные приращения выходного сигнала ПИ и элемента компенсации были равны друг другу и противоположны по знаку. Однако широкого распространения такой вариант термокомпенсации не получил. Это связано с нарушением условия термокомпенсации при изменении величины потока излучения, падающего на ПИ, сложностью подбора термокомпенсирующего элемента с нужными температурными характеристиками и др.

Исключением из этого являются функциональные фотопотенциометры [95]. Конструктивно функциональный фотопотенциометр выполняется в виде нанесенного на подложку 1 (рис.31) слоя фотопроводящего материала 2, на котором расположены три электрода, причем один из них 3 нанесен параллельно другому 5, а крайние электроды 3,6 подключены к источнику питания. Фоточувствительный слой 2 функционального фотопотенциометра засвечивается узким световым зондом 4 так, чтобы перекрыть все три электрода. Освещенные участки фотопроводящего материала образуют резистивный делитель напряжения, одно из сопротивлений которого (или оба) зависит от положения светового зонда.

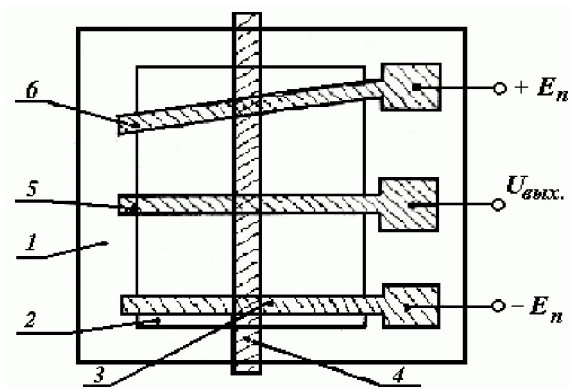


Рис.31 – Функциональный фотопотенциометр

При изменении температуры, освещенности или при старении фоторезистивного элемента происходит идентичное изменение параметров обеих половин функционального фотопотенциометра. Позиционная характеристика функционального фотопотенциометра определяется выражением [89]:

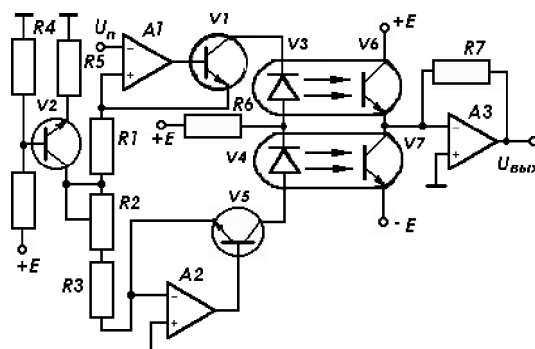
$$U_{\text{ВЫХ}}(x) = E_n \frac{R_n [G_B(x) - G_H(x) + G_{TB} - G_{TH}]}{1 + R_n [G_B(x) + G_H(x) + G_{TB} + G_{TH}]},$$

где $U_{\text{ВЫХ}}$, E_n - выходное напряжение и напряжение источника питания; x - координата положения светового зонда; R_n - величина сопротивления нагрузки; $G_B(x)$, $G_H(x)$ - координатные зависимости проводимости верхнего и нижнего плечей дели тела; G_{TB} , G_{TH} - темновые проводимости верхнего и нижнего плечей делителя. Поэтому величина температурного коэффициента изменения его выходного напряжения определится из:

$$\alpha = \frac{1}{U_{\text{ВЫХ}}} \frac{dU_{\text{ВЫХ}}}{dt} = \frac{G\alpha_H + \alpha_{GC}[G_B(x) - G_H(x)] + \alpha_{GT}[G_{TB} - G_{TH}]}{[1 + R_n G]},$$

где α_H , α_{GC} , α_{GT} - относительные температурные коэффициенты изменения величины сопротивления нагрузки, удельных световой и темновой проводимостей фоточувствительного слоя; $G = G_B(x) + G_H(x) + G_{TB} + G_{TH}$. Видно, что даже при $G_{TB} = G_{TH}$ и $\alpha_H = 0$ наблюдается координатная зависимость температурного коэффициента α_U . Добиться же практически координатной независимости α_U можно только уменьшением величины температурного коэффициента α_{GC} .

Схемные варианты температурной компенсации изменений параметров источников и приемников излучения, основанные на дифференциальном их включении, изображены на рис. 32 а, б, в) [77]. Оптоэлектронный канал устройства рис. 32 а) тщательно симметрирован. В статическом режиме светодиоды V_3, V_4 возбуждаются одинаковым постоянным током. Фототоки элементарных оптронов $V_3 - V_6$ и $V_4 - V_7$ усиливаются и вычитаются в дифференциальном усилителе A_3 . Возможные колебания (температурные, временные) электрического режима симметричных частей не влияют на выходной сигнал устройства, а входной сигнал U_n усиливается. Однако для эффективной температурной стабилизации функции передаточного оптоэлектронного устройства необходим тщательный подбор ОЭЭ (светодиодов, фототранзисторов) по температурным и вольтамперным характеристикам.



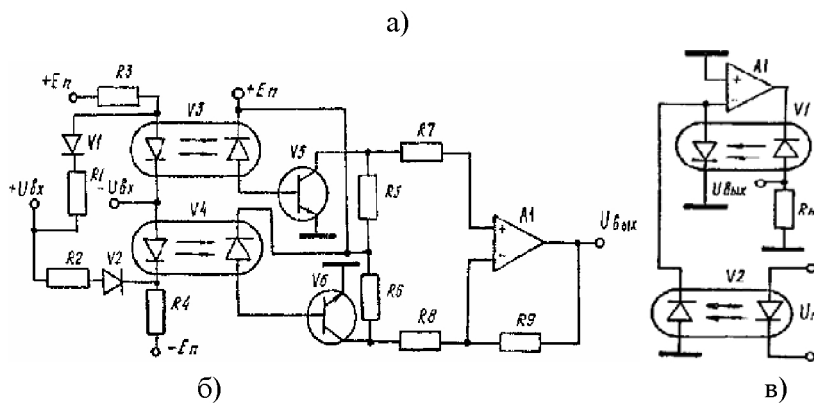


Рис.32 – Схемные варианты термостабилизации

Существенными недостатками такого ОЭУ являются также нелинейность функции передачи, отсутствие непосредственного теплового контакта между элементарными оптронами, возможность применения только в качестве усилителей с гальванической развязкой.

Другой вариант дифференциальной конструкции усилителя с гальванической развязкой изображен на рис. 32 в) [77]. Фото- и светодиоды включены по дифференциальной схеме. Здесь наибольший эффект стабилизации режима и линеаризации передаточной характеристики достигается при условии, что электрические и оптические свойства симметричных каналов идентичны. Так же, как и для схемы рис. 32 а, для данного варианта характерны: необходимость подбора ОЭЭ по температурным и вольтамперным характеристикам, отсутствие непосредственного теплового контакта между элементарными оптронами, сложность устройства, возможность использования только в качестве усилителя с гальванической развязкой.

Высокие технические показатели свойственны ОЭУ с оптической компенсацией нелинейных искажений [77] (рис.32 б). Здесь компенсация достигается введением дополнительного элементарного оптрона в канал отрицательной обратной связи, охватывающей выходной усилитель. При достаточной глубине обратной связи коэффициент передачи устройства пропорционален отношению коэффициентов передачи элементарных оптронов. Если оптроны обладают идентичными температурными, вольтамперными и энергетическими характеристиками, то выходной ток без искажений воспроизводит входной. Рассматриваемый ОЭУ может применяться как в качестве усилителя с гальванической развязкой, так и в качестве фотоприемного устройства. В последнем случае температурная стабильность и линейность функции передачи остаются весьма низкими.

Введение оптической отрицательной обратной связи [77, 81, 93], охватывающей усилитель с гальванической развязкой позволяет достичь высоких технических показателей. Для схем рис.33 характерна как высокая стабильность, так и высокая, линейность функции передачи. При достаточной глубине обратной связи величина функции передачи W_n устройства (рис.33 а) определяется из выражения: $W_n = R_2 J_2 / R_1 J_1$, где R_1, R_2 - величины сопротивлений; J_1, J_2 - интегральные чувствительности фотодиодов (ФД) V_1, V_2 .

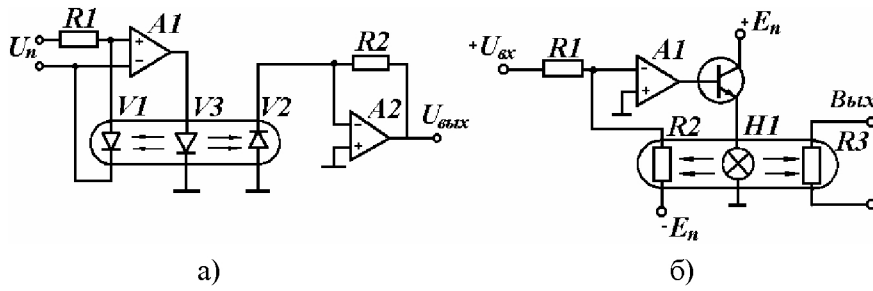


Рис. 33 – Стабилизация ИИ, введением отрицательной обратной связи

При идентичном температурном изменении чувствительности фотодиодов величина функции передачи усилителя не меняется. Однако такому методу стабилизации характеристик параметров ОЭУ присущи существенные недостатки. К ним относятся: необходимость подбора ОЭЭ по вольтамперным, энергетическим и температурным характеристикам, трудность обеспечения теплового контакта гальванически раздельных фотодиодов V_1 и V_2 и др. Так, если относительные величины температурных коэффициентов $\alpha_{s1}^*, \alpha_{s2}^*$ изменения интегральной чувствительности фотодиодов V_1 и V_2

соответственно равны: $\alpha_{s1}^* = \frac{1}{J_1} \frac{dJ_1}{dt}$; $\alpha_{s2}^* = \frac{1}{J_2} \frac{dJ_2}{dt}$, то температурную зависимость

функции передачи усилителя можно определить из выражения: $W_n = \frac{R_2 J_2(t_0)(1 + \alpha_{s2}^* \Delta t_2)}{R_1 J_1(t_0)(1 + \alpha_{s1}^* \Delta t_1)}$,

где $t_0, \Delta t$ - начальная температура и приращение температуры. При $\alpha_{s1}^* = \alpha_{s2}^*, \Delta t_1 = \Delta t_2$ рассматриваемый вариант усилителя обладает идеальной температурной стабильностью функции передачи. Однако, если оптоэлектронные элементы усилителя не идентичны или находятся в разных температурных условиях, т.е.: $\alpha_{s1}^* = \alpha_s^* + \Delta \alpha_{s1}^*$; $\alpha_{s2}^* = \alpha_s^* + \Delta \alpha_{s2}^*$, $\Delta t_1 \neq \Delta t_2$ где $\alpha_s^*, \alpha_{s1}^*, \alpha_{s2}^*$ - среднее значение и отклонение от среднего значения температурного коэффициента изменения интегральной чувствительности фотодиодов V_1 и V_2 соответственно; $\Delta t_1, \Delta t_2$ - отклонение от среднего значения температуры фотодиодов V_1 и V_2 , то погрешность температурной стабилизации функции передачи усилителя P_W диапазоне рабочих температур Δt_p резко возрастает и определяется из выражения:

$$P_W = \frac{1}{W_n} \sqrt{\sum_{i=1}^N \left[\left(\frac{\partial W_n}{\partial \alpha_i} \Delta \alpha_i^* \right)^2 + \left(\frac{\partial W_n}{\partial t_i} \Delta t_i \right)^2 \right]},$$

$$P_W = \Delta t_p \sqrt{2[\Delta \alpha_s^2 + \left(\frac{\Delta t^*}{\Delta t_p} \alpha_s^* \right)^2]}, \Delta \alpha_s = \alpha_{s1} - \alpha_{s2}; \Delta t^* = \Delta t_2 - \Delta t_1.$$

где $\Delta \alpha_i^*$ - отклонение I-го параметра от его среднего значения α_i^* . Например, если между фотодиодами V_1 и V_2 имеется разница температур $\Delta t^* = 5^\circ \text{C}$ (с целью обеспечения гальванической развязки входа и выхода усилителя фотодиоды V_1 и V_2 размещаются в корпусе изолированно друг от друга), величина температурного коэффициента

$\alpha_s^* = -2 \cdot 10^{-3} \frac{1}{^\circ\text{C}}$, диапазон рабочих температур $\Delta t_p = 100^\circ\text{C}$ и температурные

коэффициенты $\alpha_{s1}^*, \alpha_{s2}^*$ подобраны с погрешностью $\delta_{\alpha_s} = \frac{\Delta \alpha_s^*}{\alpha_s^*} \cdot 100\% = 1\%$, то

погрешность температурной компенсации $P_w = 1,44\%$. Столь же высокие требования предъявляются к идентичности вольтамперных и пропорциональности изменения энергетических характеристик ОЭЭ. Согласно выводам работы [82] подбор ОЭЭ с наперед заданными характеристиками (температурной, передаточной, вольтамперной и др.) со столь высокой точностью в условиях серийного производства практически невозможен. Жесткие требования к идентичности характеристик и трудность обеспечения теплового контакта элементов, резкое снижение быстродействия, обусловленное введением следящей обратной связи, необходимость управления источником излучения снижают эффективность введения оптической отрицательной обратной связи для стабилизации параметров ОЭУ.

Универсальным методом температурной стабилизации характеристик ОЭУ является термостатирование. При этом стабилизируются входные и выходные вольтамперные, энергетические характеристики, функция передачи и др. Термостатирование может быть осуществлено как подогревом до температуры выше наибольшей рабочей температуры, так и охлаждением до температуры ниже наименьшей рабочей температуры. В настоящее время разработан ряд высокоэффективных полупроводниковых термоэлектрических источников холода. Причем, полупроводниковые термоэлектрические микрохолодильники могут быть изготовлены в виде пластинчатых микромодулей, помещаемых вместе с ОЭЭ в корпус микросхемы.

К положительным сторонам термостатирования следует отнести: возможность глубокого охлаждения и, соответственно, уменьшение уровня шумов, во многих случаях увеличение чувствительности приемника и мощности излучения источника излучения, уменьшение темновых токов, высокая эффективность температурной стабилизации. Так в [2] сообщается о разработке эталонных светодиодных термостатированных излучателей. Отрицательными сторонами термостатирования являются: большая потребляемая мощность и малый к.п.д. устройства, большие габариты и необходимость отвода тепловой энергии, а также конденсация и намерзание воды на поверхности охлаждаемых элементов. Последний эффект отсутствует, если ОЭЭ нагреваются в термостате выше наибольшей рабочей температуры. Однако, резкое увеличение шумов, снижение чувствительности приемника и мощности источника излучения, увеличение темновых токов и др. делают данный вариант термостатирования малоприменимым.

Ряд других методов температурной стабилизации элементов, применяемых в измерительной и вычислительной технике (метод образцовых сигналов, метод вспомогательных измерений [24]), в оптоэлектронике распространения не получил ввиду больших аппаратных затрат, необходимых на их реализацию, отсутствия высокостабильных и малогабаритных эталонных источников и приемников излучения.

Отметим также, что температурная компенсация изменения темновых параметров приемников излучения может быть достаточно просто и эффективно решена дифференциальным включением основного, принимающего поток излучения, и вспомогательного приемника излучения, находящегося в затемненном состоянии. Поскольку при этом не требуется высокой гальванической изоляции между приемниками излучения, то возможно их изготовление в едином технологическом процессе на одном кристалле полупроводника. Это гарантирует высокую идентичность темновых характеристик фотоприемников и минимальную разницу температур между ними. На рис. 34 изображен один из возможных вариантов компенсации темнового тока фотодиода [82]. Здесь фотодиод V_1 принимает излучение ИИ, а фотодиод V_2 находится в затемненном состоянии. Идентичные изменения темновых токов ФД V_1 , V_2 эффективно подавляются дифференциальным каскадом на транзисторах V_3 , V_4 .

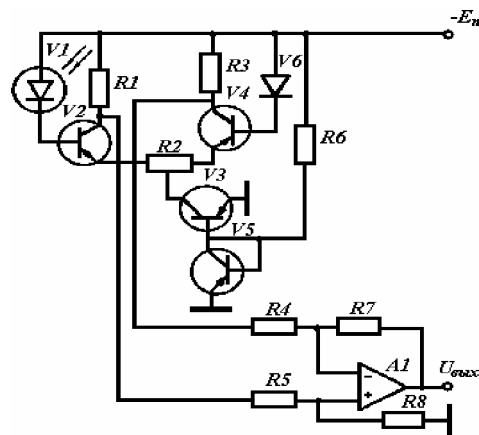


Рис. 34 – Стабилизация темновых характеристик ПИ

В таблице 2 приведена сводка формул для расчета погрешности температурной стабилизации функции передачи ОЭУ для различных методов стабилизации. При расчете числовых значений принималось: величина температурного коэффициента изменения мощности излучения ИИ $\alpha_{\Phi W}^* = -1,5 \frac{\%}{^\circ\text{C}}$, величина температурного коэффициента изменения интегральной чувствительности ПИ $\alpha_{sw}^* = -0,2 \frac{\%}{^\circ\text{C}}$, диапазон рабочих температур $\Delta t = 100^\circ\text{C}$, разброс температур по элементам $\Delta t^* = 5^\circ\text{C}$, величина функции передачи $W_\Phi = 60 \frac{\text{мВт}}{\text{А}}$, $W_s = 4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{А}}{\text{мВт}}$ источника и приемника излучения соответственно. Принималось так же, что температурные коэффициенты изменения параметров оптоэлектронных элементов подобраны с погрешностью 1 %.

Из табл. 2 следует: наименьшей погрешностью температурной стабилизации функции передачи обладает метод, использующий охват устройства оптической отрицательной обратной связью; погрешность температурной стабилизации растет с увеличением числа термозависимых элементов и диапазона рабочих температур, величины и разброса температурных коэффициентов изменения параметров ОЭЭ. Так как величину диапазона рабочих температур можно уменьшить только применением термостатирования, что далеко не всегда возможно, то, зачастую, единственным путем уменьшения температурной погрешности функции передачи ОЭУ является уменьшение величины температурных коэффициентов ОЭЭ.

Рис.№	Функция передачи W_z^*	Температурный коэффициент α_{zm}^*	Погрешность температурной компенсации P_M^*	Величина $P_M, \%$
2.2 а	$\frac{W\phi}{R_z + R_y}$	$\alpha_{zw}^* = \frac{R_y \alpha_{zy} + R_y \alpha_{zy}}{R_z + R_y}$	$\Delta t_z \left\{ \frac{\left(\frac{R_z^2 + R_y^2}{(R_z + R_y)^2} \right) \delta^2 + \left(\frac{\Delta t_z^*}{\Delta t_z} \right)^2 [\alpha_{zw}^*]^2 + \frac{(R_y \alpha_{zy})^2 + (R_{yz} R_y)^2}{(R_z + R_y)^2} \right\}$	10,8
2.2 г	$\frac{W\phi}{R_z} \left[1 - \frac{R_1(R_3 + R_4)}{R_3(R_1 + R_2)} \right]$	$\alpha_{zw}^* \left[1 - \frac{R_1(R_3 + R_4)}{R_3(R_1 + R_2)} \right] - \left[\frac{R_1(R_3 + R_4)}{R_3(R_1 + R_2)} \right] \kappa \left[\frac{\alpha_{z1}}{R_1} + \frac{\alpha_{z3} + \alpha_{zy}}{R_3 + R_y} - \frac{\alpha_{z3}}{R_3} - \frac{\alpha_{z1} + \alpha_{z2}}{R_1 + R_2} \right]$	$\Delta t_z \left\{ \frac{\left[\frac{R_3(R_z + R_y)^2 [R_1^2 + R_2^2] + (R_1 + R_2)^2 R_1^2 (R_z^2 + R_y^2)}{R_3(R_1 + R_2) [R_3^2 R_2^2 - R_z^2 R_y^2 + 2R_1 R_2 R_3^2 - 2R_1 R_y R_1^2]} \right] \kappa \left[\delta^2 - \alpha_z^2 \left(\frac{\Delta t_z^*}{\Delta t_z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\Delta t_z^*}{\Delta t_z} \right)^2 \alpha_{zw}^2 \right\}$	15,4
2.4 в	$\frac{W_{z1} W_{\phi 1}}{W_{z2} W_{\phi 2}}$	$(\alpha_{sw1}^* - \alpha_{sw2}^*) + (\alpha_{wm1}^* - \alpha_{wm2}^*)$	$\Delta t_z \left\{ 2 \left(\frac{\Delta t_z^*}{\Delta t_z} \right)^2 (\alpha_{zw}^* + \alpha_{sw}^*) + 4 \delta^2 \right\}$	10,6
2.5 а	$\frac{R_2 W_{z2}}{R_1 W_{z1}}$	$\alpha_{sw2}^* - \alpha_{sw1}^*$	$\Delta t_z \left\{ 2 \delta^2 + 2 \left(\frac{\Delta t_z^*}{\Delta t_z} \right)^2 \alpha_{sw}^2 \right\}$	1,44

Разрабатываемые ниже методы и устройства температурной компенсации изменения функции передачи ОЭЭ по оптическому каналу путем спектрального взаимодействия их характеристик, позволяют снизить величину температурной погрешности в 20-50 раз в широком диапазоне температур. При этом, основные характеристики ОЭУ (габаритно - весовые показатели, надежность, быстродействие, энергопотребление и др.) практически не отличаются от соответствующих характеристик некомпенсированных элементов.

5 Стабилизация параметров оптоэлектронных элементов методом спектрального взаимодействия

Из выражений (2), (8) и таблицы 1 следует, что при неизменных режимах работы ОЭЭ задача температурной стабилизации их световых характеристик сводится к задаче стабилизации интегральной чувствительности ПИ.

Сущность температурной стабилизации функции передачи МОС методом спектрального взаимодействия заключается в следующем. В цепь оптической связи приемника и источника излучения помещается спектроформирующий элемент (термокомпенсирующий светофильтр – ТКФ) со специально сформированной спектральной характеристикой пропускания. При изменении температуры окружающей среды изменяются параметры источника, приемника излучения и оптической системы. На спектральных характеристиках элементов это проявляется в изменении максимумов чувствительности ПИ $S_M(t)$ и мощности излучения ИИ $\Phi_M(t)$, в изменении длин волн максимумов чувствительности ПИ $\lambda_s(t)$ и мощности излучения ИИ $\lambda_\phi(t)$, а также в деформации их спектральных характеристик.

На рис. 35 изображена результирующая спектральная характеристика $S_A^*(\lambda, t)$ оптронной пары ИИ – ПИ при двух значениях температуры (кривые 1 и 2): $S_A^*(\lambda, t) = S_A(\lambda, t)\Phi_A(\lambda, t)$. При изменении температуры окружающей среды изменяются и параметры СФЭ. На спектральных характеристиках СФЭ это проявляется в изменении максимума пропускания $T_M(t)$, длины волны максимума пропускания $\lambda_T(t)$ и в деформации относительной спектральной характеристики пропускания СФЭ. Кривые 3,4 рис.2.7 изображают абсолютную спектральную характеристику пропускания СФЭ $T_A(\lambda, t)$. Происходящий вследствие изменения температуры взаимный сдвиг спектральных характеристик МОЭ и термокомпенсирующего фильтра, приводит к изменению диапазона перекрытия их спектральных характеристик (к изменению интегральной чувствительности фотоприемника - заштрихованная область рис.35). Так как выходной сигнал ПИ пропорционален величине его интегральной чувствительности, то, выбирая соответствующим образом знак и величину температурных коэффициентов СФЭ, можно добиться компенсации температурных изменений интегральной чувствительности приемника излучения γ_t соответствующими изменениями взаимного положения спектральных характеристик приемника излучения, источника излучения и СФЭ. Из таблицы 1 имеем, что $\gamma_t = 0$ при:

$$\alpha_{\Phi M}^r + \alpha_{SM}^r + \alpha_{TM}^r + \sum_i \alpha_{\Phi M n}^{i r} + \sum_j \alpha_{TM n}^{j r} + \sum_k \alpha_{SM n}^{k r} + \frac{1}{A} \int_{\lambda_{\Phi}}^{\lambda_S} A^* [\lambda_{\Phi} \beta_{\lambda \Phi} \alpha_{\lambda \Phi}^r + \lambda_S \beta_{\lambda S} \alpha_{\lambda S}^r + \lambda_T \beta_{\lambda T} \alpha_{\lambda T}^r + \sum_{i \in I} \lambda_{\Phi n}^i \beta_{\lambda \Phi n}^i \alpha_{\lambda \Phi n}^{i r} + \sum_{j \in J} \lambda_{T n}^j \beta_{\lambda T n}^j \alpha_{\lambda T n}^{j r} + \sum_{k \in K} \lambda_{S n}^k \beta_{\lambda S n}^k \alpha_{\lambda S n}^{k r}] d\lambda = 0 \quad (12)$$

В идеальном случае, СФЭ представляет из себя тонкопленочное диэлектрическое покрытие (толщиной в доли - единицы мкм), наносимое непосредственно на поверхность полупроводникового материала приемника или источника излучения. Это обеспечивает хороший тепловой контакт тонкопленочного покрытия и элемента, защиту кристалла полупроводника от воздействия окружающей среды, а в ряде случаев – просветление полупроводника. Для разработанных методов температурной компенсации изменения функции передачи МОС по оптическому каналу не требуется подвода дополнительной энергии. Шумовые свойства и быстродействие МОЭ не изменяются, не сокращаются срок безотказной работы, габаритно-весовые показатели МОС. Однако, введение СФЭ в

оптический канал изменяет пропускание оптической среды и, соответственно, изменяет величину функции передачи МОС. Так как величина функции передачи МОС выражается через величину интегральной чувствительности фотоприемника (2) и для многих МОС величина функции передачи прямо пропорциональна величине интегральной чувствительности, то условия оптимальности характеристик ТКФ (5) необходимо дополнить условием оптимальности интегральной чувствительности ПИ:

$$\beta = \frac{\int_{t_H}^{t_B} J^*(t) dt}{\int_{t_H}^{t_B} J(t) dt} \rightarrow \sup, \quad P_M^* = \frac{1}{J_0^*} \int_{t_H}^{t_B} [J^*(t) - J_0^*]^2 dt \rightarrow \inf, \quad (13)$$

где β - коэффициент использования ИИ, характеризующий степень изменения интегральной чувствительности ПИ при введении термокомпенсирующего фильтра;

$J_0^* = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_H}^{t_B} [J^*(t) - J_0^*]^2 dt$ - среднее значение интегральной чувствительности в рабочем

диапазоне температур $\Delta t = t_B - t_H$, а знак «*» относится к термокомпенсированному МОЭ.

В общем случае, температурные изменения интегральной чувствительности термокомпенсированного МОС можно получить, разложив (2) в ряд Тейлора:

$$J^*(t_0 + \Delta t) = J^*(t_0) + \sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{d^{(i)} J^*(t_0)}{dt_0^{(i)}} \Delta t^i \right).$$

Тогда условие полной компенсации температурного изменения интегральной чувствительности запишется в виде:

$$\sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{d^{(i)} J^*(t_0)}{dt_0^{(i)}} \Delta t^i \right) = 0 \quad (14)$$

Рассмотрим случай стабилизации интегральной чувствительности МОС в достаточно узком диапазоне температур, когда нелинейность спектральных и температурных характеристик МОЭ и СФЭ не проявляется, а изменение температуры МОЭ приводит к изменению максимумов и к смещению по оси длин волн их абсолютных спектральных характеристик:

$$S_M^*(t) = S_M(t) \Phi_M(t) = S_{M0}^* (1 + \alpha_{SM}^* t), \quad S^*(\lambda, t) = S^*(\lambda, t) \Phi(t) = S^*[\lambda - \lambda_S^*(t)]$$

$$T_M(t) = T_{M0} (1 + \alpha_{TM}^* t), \quad T(\lambda, t) = T[\lambda - \lambda_T^*(t)]$$

$$\lambda_S^*(t) = \lambda_{S0}^* (1 + \alpha_{\lambda S}^* t), \quad \lambda_T(t) = \lambda_{T0} (1 + \alpha_{\lambda T} t),$$

где $\lambda_T(t), \lambda_S^*(t)$ - температурные зависимости изменения длин волн максимумов относительных спектральных характеристик ТКФ и оптронной пары источник - приемник излучения соответственно;

$\alpha_{SM}^* = \frac{1}{S_M^*(t)} \frac{dS_M^*(t_0)}{dt_0}$, $\alpha_{\lambda S}^* = \frac{1}{\lambda_S^*(t_0)} \frac{d\lambda_S^*(t_0)}{dt_0}$ - относительные температурные коэффициенты изменения максимума и длины волны максимума спектральной характеристики оптронной пары.

В таблице 3 приведены возможные варианты соотношения полосы пропускания СФЭ и диапазона фотоэлектрической чувствительности оптронной пары. Для случая, когда диапазон фотоэлектрической чувствительности ПИ значительно уже полосы пропускания СФЭ (относительные спектральные характеристики оптронной пары ИИ-ПИ и пропускания СФЭ для этого случая изображены на рис. 29), аппроксимируем спектральную характеристику фотоэлектрической чувствительности ПИ дельта-функцией Дирака с площадью Q_g : $Q_g = 2S_M^*(t_0)\Delta\lambda_S^*$, где $\Delta\lambda_S^*$ - полуширина спектральной характеристики оптронной пары ИИ-ПИ, измеренная по уровню $0.5S_M^*(t_0)$. Учитывая селективные свойства дельта-функции и (14), запишем в линейном приближении условие температурной компенсации в виде:

$$\xi_1(\lambda_T) = \xi_2(\lambda_T) \quad (15)$$

где $\xi_1 = \frac{\alpha_{TM} + \alpha_{SM}^*}{\lambda_T \alpha_{\lambda T} - \lambda_S^* \alpha_{\lambda S}^*}$ функция, определяемая температурными коэффициентами МОЭ и СФЭ; $\xi_2 = -\frac{1}{T(\lambda, t)} \frac{dT(\lambda, t_0)}{d\lambda}$ - крутизна спектральной характеристики СФЭ.

Коэффициент использования ИИ β и погрешность температурной компенсации P_M^* изменения интегральной чувствительности определяются:

$$\beta \approx \frac{2\Delta\lambda_S^* T(\lambda_S^*, t) I_M^*(t)}{J(t_0)}, \quad P_M^* \approx \left| \frac{d^2 T(U)}{dU^2} \frac{d^2 U}{dt_0^2} \right| \frac{\Delta t_p^2}{2T(U)^2}, \quad (16)$$

где $U = \lambda_S^*(t_0) - \lambda_T(t_0)$.

Аппроксимируя спектральную характеристику пропускания СФЭ функцией Гаусса: $T[\lambda - \lambda_T(t)] = \exp[-K_T(\lambda - \lambda_T(t))^2]$, где $K_T = -\frac{\ln 0.5}{4\Delta\lambda_T^2} = \text{Const}$; $\Delta\lambda_T$ - полуширина полосы пропускания СФЭ, измеренная по уровню $0.5T_M(t_0)$, получим:

$$\begin{cases} P_M^*(\lambda_T) = K_T (\lambda_S^* \alpha_{\lambda S}^* - \lambda_T \alpha_{\lambda T})^2 \Delta t_p^2 \rightarrow \inf \\ \beta(\lambda_T) = T_M(t) \exp[-K_T (\lambda_S^* - \lambda_T)^2] \rightarrow \sup \\ \xi_1(\lambda_T) = \xi_2(\lambda_T), \quad \xi_2(\lambda_T) = 2K_T (\lambda_S^* - \lambda_T) \end{cases} \quad (17)$$

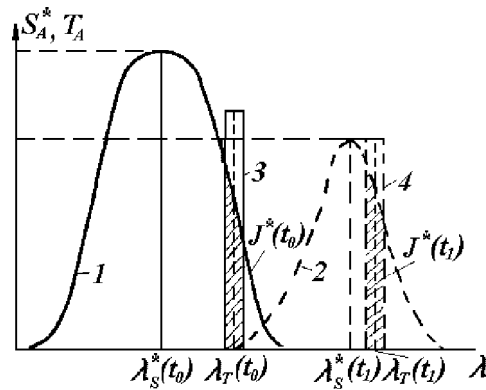


Рис.35 – Спектральное взаимодействие элементов при изменении температуры

Для выбора параметров СФЭ удобно воспользоваться графоаналитическим методом решения системы (17). Искомыми величинами являются параметры СФЭ: λ_T и K_T (предполагается, что температурные характеристики СФЭ заданы). Применим, например,

дисперсионный фильтр с температурными коэффициентами $\alpha_{TM} = 0 \frac{1}{^\circ C}$,

$\alpha_{\lambda T} = 3 \cdot 10^{-4} \frac{1}{^\circ C}$ для стабилизации оптронной пары арсенидогаллиевый излучающий

диод АЛ107Б и фототранзистор ФТ-2К с параметрами

$$\alpha_{\lambda S}^* = 6 \cdot 10^{-4} \frac{1}{^\circ C}; \alpha_{SM}^* = -1,2 \cdot 10^{-3} \frac{1}{^\circ C};$$

$$2\Delta\lambda_S^* = 0,02 \text{ мкм}; \lambda_S^* = 0,96 \text{ мкм}; t_0 = 0^\circ \text{ C}; \Delta t_p = 20^\circ \text{ C}.$$

Последовательность решения поставленной задачи может быть следующей:

1. По заданным температурным параметрам СФЭ и оптронной пары строится график $\xi_1(\lambda_T)$ в функции длины волны максимума пропускания СФЭ (кривая 5 рис. 36).

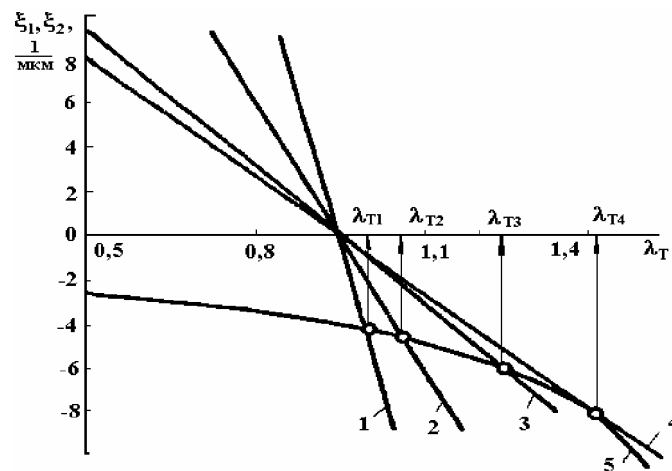


Рис.36 – Решение системы уравнений (2.7)

2. Для ряда значений параметра K_T , строится график $\xi_2(\lambda_T)$ (кривые 1-4 рис.36). Точки пересечения графиков $\xi_1(\lambda_T)$ и $\xi_2(\lambda_T)$ определяют длину волны λ_{Ti} , для которой выполняется условие (17).

3. По соотношениям (17) строятся графики функции $\beta(\lambda_T)$ и $P_M^*(\lambda_T)$ для выбранного ряда значений параметра K_T (кривые 1-4 рис. 38-39).

4. На графики функций $\beta(\lambda_T)$ и $P_M^*(\lambda_T)$ наносятся точки

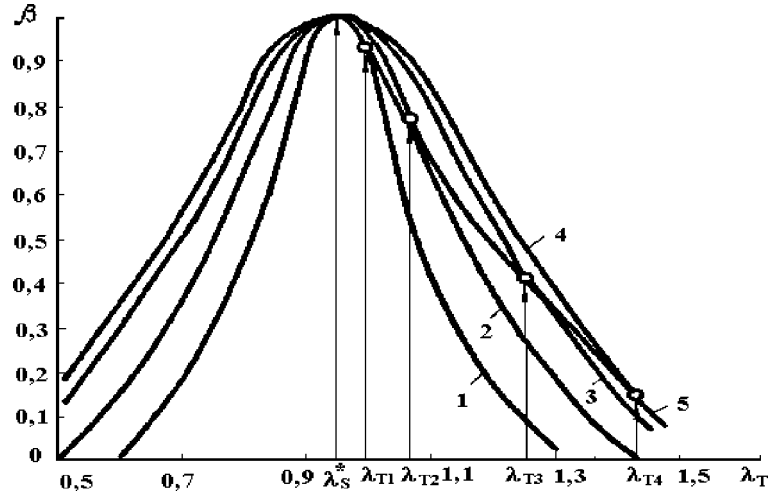


Рис. 37– Оптимизация коэффициента использования ИИ

λ_{Ti} решения уравнения (15), через которые проводятся кривые зависимостей функции $\beta(\lambda_{Ti})$ (кривая 5 рис. 38) и $P_M^*(\lambda_{Ti})$ (рис.39).

5. Выбрав по зависимостям $\beta(\lambda_{Ti})$ и $P_M^*(\lambda_{Ti})$ длину волны максимума пропускания СФЭ λ_{Ti} из соотношения:

$P_M^*(\lambda_{Ti}) = K_T (\lambda_s^* \alpha_s^* - \lambda_{Ti} \alpha_T)^2 \Delta t_P^2$ определяем величину K_T и полуширину пропускания СФЭ:

$$K_T = \frac{P_M^*(\lambda_{Ti})}{(\lambda_s^* \alpha_s^* - \lambda_{Ti} \alpha_T)^2 \Delta t_P^2}, \quad \Delta \lambda_T = \sqrt{Ln 0,5 / 4 K_T}$$

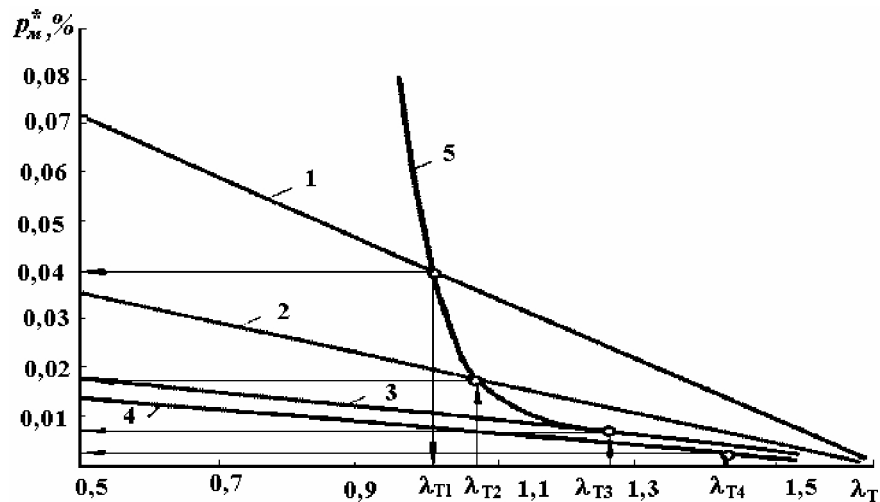


Рис. 38 – Оптимизация погрешности термокомпенсации

Для рассматриваемого случая при $P_M^* = 0,04\%$, имеем:

$$\lambda_{Tj} = \lambda_{Ti} = 1,01 \text{ мкм}; \quad \beta = 0,93; \quad K_T = 40 \frac{1}{\text{мкм}^2}; \quad \Delta \lambda_T = 0,13 \text{ мкм}.$$

Для рассмотренного случая на рис. 39 изображен график температурной погрешности функции передачи МОС в зависимости от полосы пропускания СФЭ. Из сравнения рисунков 36-39 видно, что параметры СФЭ приходится выбирать из ряда противоречивых требований: сохранение максимальной интегральной чувствительности ПИ (а, значит, и максимальной величины функции передачи) требует увеличения полосы пропускания СФЭ и совмещения спектральных характеристик МОЭ и СФЭ ($\beta(\lambda_T) \rightarrow 1$, при $\lambda_T \rightarrow \lambda_s^*$, $\Delta\lambda_T \rightarrow \infty$).

В то же время, выполнение этого требования приводит к увеличению результирующей температурной погрешности. Поэтому, в каждом конкретном случае оптимальные параметры СФЭ определяются из величин допустимого ослабления чувствительности ПИ и температурной погрешности функции передачи МОС.

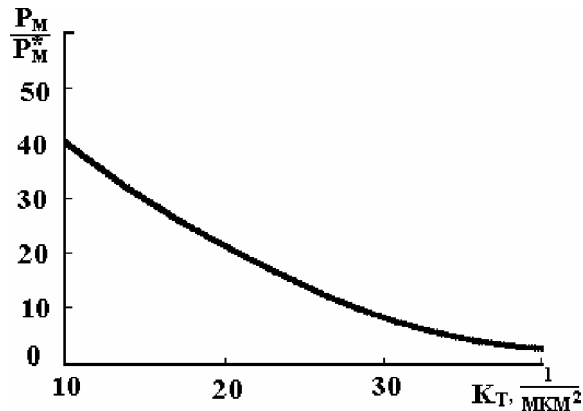


Рис.39 – Зависимость погрешности термокомпенсации от полосы пропускания СФЭ

В табл. 3 приведены расчетные формулы для возможных вариантов сочетания спектральных характеристик МОЭ и СФЭ, когда полоса фотоэлектрической чувствительности ПИ значительно шире или сравнима с полосой пропускания СФЭ. Числовые значения и графики табл. 3 получены для МОС, состоящего из: фототранзистора ФТ-2К, источника излучения типа А (лампочка накаливания) и СФЭ со следующими параметрами:

$$\lambda_{s0}^* = 1,05 \text{ мкм}; \lambda_s^* = 0 \frac{1}{^\circ\text{C}}; \lambda_{sm}^* = 0,05 \frac{1}{^\circ\text{C}}; \lambda_H = 0,35 \text{ мкм}; \lambda_B = 1,3 \text{ мкм};$$

Расчет параметров СФЭ по

$$\Delta t_p = 20^\circ\text{C}; t_0 = 0^\circ\text{C}; \alpha_{TM} = -2 \cdot 10^{-3} \frac{1}{^\circ\text{C}}; \alpha_{\lambda T} = 5 \cdot 10^{-2} \frac{1}{^\circ\text{C}}; T_M(t_0) = 1.$$

приведенной методике позволяет решить вопрос о пригодности и эффективности выбранного СФЭ для стабилизации функции передачи МОС. Очевидно, что в качестве термокомпенсирующих могут использоваться любые фильтры, характеристики которых удовлетворяют (17). Для «обычных» СФЭ (поглощающих, дисперсионных и др.) коэффициент β всегда меньше единицы. Это связано как с поглощением излучения в СФЭ, так и с селективностью фильтра. В тоже время, применение в качестве ТКФ просветляющих покрытий в ряде случаев позволяет существенно улучшить коэффициент использования источника излучения и габаритно-весовые показатели. В этом случае,

благодаря эффекту «просветления» полупроводника коэффициент использования источника излучения может быть больше единицы.

На рис. 40 изображены рассчитанная по (10) относительная спектральная характеристика пропускания просветленной поверхности полупроводника (кривая 1) и относительная спектральная характеристика распределения мощности излучения арсенидогаллиевого излучающего диода (кривая 2).

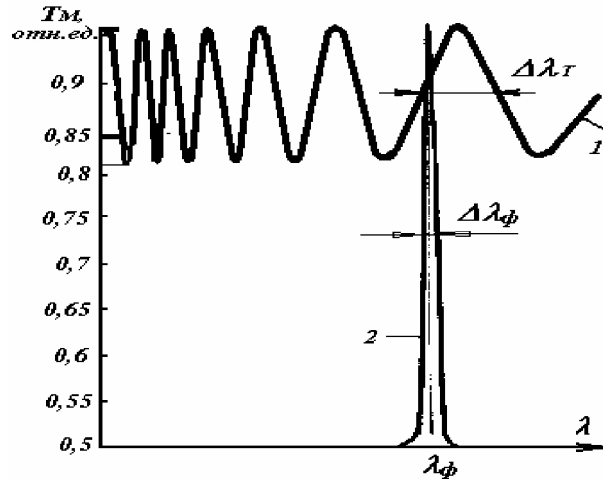


Рис.40 – Спектральные характеристики ПТП и ИИ

Из (10) можно определить температурные характеристики ПТП:

$$\alpha_{\lambda_T} = \frac{1}{\lambda_T} \frac{d\lambda_T}{dt} = \alpha_{n_2} + \alpha_{d_2} \quad (18)$$

$$\alpha_{T_M} = \frac{(\alpha_{n_1} + \alpha_{n_3})(n_2^2 - n_1 n_3) + \alpha_{n_2}(n_1 n_3 - 3n_2^2)}{n_1 n_3 + n_2^2},$$

где $\alpha_{n_1} = \frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{dt}$; $\alpha_{n_2} = \frac{1}{n_2} \frac{dn_2}{dt}$; $\alpha_{n_3} = \frac{1}{n_3} \frac{dn_3}{dt}$ - относительные температурные коэффициенты изменения показателей преломления n_1, n_2, n_3 соответственно;

$\alpha_{d_2} = \frac{1}{d_2} \frac{dd_2}{dt}$ - относительный температурный коэффициент теплового расширения

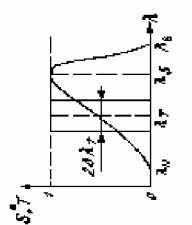
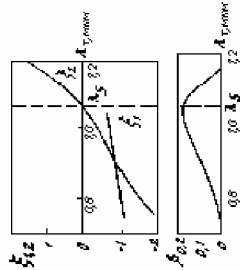
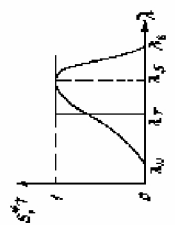
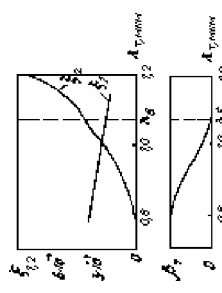
просветляющей пленки. Для характеристики просветляющей пленки как СФЭ, введем понятие эквивалентной полосы пропускания $\Delta\lambda_T$, определяемой спектральной полосой пропускания по уровню $0,5(T_M + T_{\min})$, где $T_{\min}$ - наименьшее значение пропускания просветленного полупроводника. В соответствии с этим из (10) имеем:

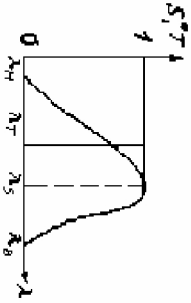
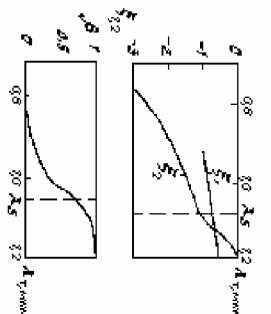
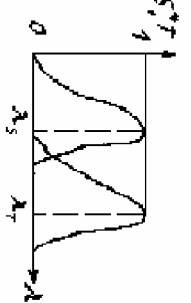
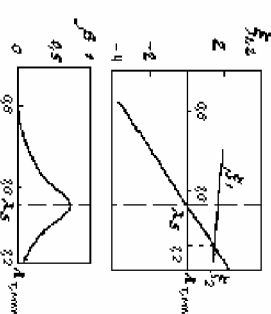
$$\lambda_T = \frac{4n_2 d_2}{2N - 1}, \quad \Delta\lambda_T = \frac{2\pi\lambda_T \arccos r \frac{2r}{1+r^2}}{[4\pi^2 N^2 - (\arccos r \frac{2r}{1+r^2})^2](2N - 1)},$$

$$T_{\min} = \frac{4n_1 n_3}{(n_1 + n_3)^2}$$

Методика расчета параметров ПТП аналогична изложенной выше методике расчета параметров ТКФ.

Пусть, например, требуется рассчитать параметры ПТП стабилизирующего функцию передачи арсенидогаллиевого излучающего диода со следующими характеристиками:

Тип спектральной характеристики ТКФ	Спектральные характеристики оптронной пары и ТКФ	Функции ξ_3, β	Графики функций ξ_3, β
1	2	3	4
Полосовой ТКФ	 $T(\lambda) = \begin{cases} 1, \lambda \in [\lambda_T - \Delta\lambda_T, \lambda_T + \Delta\lambda_T] \\ 0, \lambda \notin [\lambda_T - \Delta\lambda_T, \lambda_T + \Delta\lambda_T] \end{cases}$	$\xi_2 = \frac{S^*(\lambda_T - \Delta\lambda_T, t) - S^*(\lambda_T + \Delta\lambda_T, t)}{\int_{\lambda_T - \Delta\lambda_T}^{\lambda_T + \Delta\lambda_T} S^*(\lambda, t) dt}$ $\beta = \frac{\inf \left\{ T_M(t) S_M^*(t) \int_{\lambda_T - \Delta\lambda_T}^{\lambda_T + \Delta\lambda_T} S^*(\lambda, t) d\lambda \right\}}{\inf \left\{ S_M^*(t) \int_{\lambda_M}^{\lambda_B} S^*(\lambda, t) dt \right\}}$	
Отрезающий коротковолновый ТКФ	 $T(\lambda) = \begin{cases} 1, \lambda \geq \lambda_T \\ 0, \lambda < \lambda_T \end{cases}$	$\xi_2 = \frac{S^*(\lambda_T, t)}{\int_{\lambda_T}^{\lambda_B} S^*(\lambda, t) dt}$ $\beta = \frac{\inf \left\{ T_M(t) S_M^*(t) \int_{\lambda_T}^{\lambda_B} S^*(\lambda, t) d\lambda \right\}}{\inf \left\{ S_M^*(t) \int_{\lambda_M}^{\lambda_B} S^*(\lambda, t) dt \right\}}$	

1	2	3	4
Отрезающий длинноволновый ТКФ	 $T(\lambda) = \begin{cases} 0, \lambda > \lambda_T \\ 1, \lambda \leq \lambda_T \end{cases}$	$\xi_2 = - \frac{\int_{\lambda_T}^{\lambda_S} S^*(\lambda, t) d\lambda}{\inf \left\{ T_m(t) S_m^*(t) \int_{\lambda_T}^{\lambda_S} S^*(\lambda, t) d\lambda \right\}}$ $\beta = \frac{\inf \left\{ S_m^*(t) \int_{\lambda_m}^{\lambda_S} S^*(\lambda, t) d\lambda \right\}}{\inf \left\{ T_m(t) S_m^*(t) \int_{\lambda_T}^{\lambda_S} S^*(\lambda, t) d\lambda \right\}}$	
Гауссовобразный ТКФ	 $T(\lambda) = \exp \left\{ -K_T [\lambda - \lambda_T]^2 \right\}$ $S(\lambda) = \exp \left\{ -K_S [\lambda - \lambda_S]^2 \right\}$	$\xi_2 = - \frac{2K_S K_T (\lambda_S - \lambda_T)}{K_T + K_S}$ $\beta \approx T_m \sqrt{\frac{K_S}{K_T + K_S} \frac{K_S K_T}{\ell} (\lambda_S - \lambda_T)^2}$	

$$t_0 = 0^0 C; \Delta t_p = 20^0 C; \lambda_\phi = 0,05 \text{ мкм}; \Delta \lambda_\phi = 0,09 \text{ мкм};$$

$$n_1 = 1; n_3 = 3,55; \alpha_{\phi M} = -1,05 \cdot 10^{-3} \frac{1}{^0 C}; \alpha_{\lambda \phi} = 4,2 \cdot 10^{-4} \frac{1}{^0 C}.$$

Поток излучения ПИ, вышедший из объема непросветленного полупроводникового арсенидогаллиевого диода, пропорционален величине:

$$\Phi_n = a \Phi_n(t_0)(1 - R_\lambda) \int_0^\infty \Phi_n(\lambda, t_0) d\lambda \approx a \Phi_M(t_0)(1 - R_\lambda) \Delta \lambda_\phi,$$

где a - коэффициент пропорциональности.

Поток излучения, вышедший из объема просветленного полупроводникового излучающего диода, определяется:

$$\Phi_n = \alpha \Phi_n(t_0) T_M(t_0) \int_0^{\infty} \Phi(\lambda, t_0) T(\lambda, t_0) d\lambda.$$

Здесь коэффициент отражения от поверхности просветленного полупроводника входит в неявном виде в выражение для спектральной характеристики пропускания просветляющего покрытия. Выбирая, например, достаточно низкий порядок интерференции в ПТП (порядок интерференции определяется величиной N), такой, чтобы выполнялось условие: $\Delta\lambda_\phi \ll \Delta\lambda_T$ и, рассматривая ПТП как широкополосный СФЭ, имеем:

$$\Phi_n^* \approx \alpha \Phi_M(t_0) T_M(t_0) T(\lambda_\phi, t_0) \Delta\lambda_\phi.$$

Дифференцируя по t_0 , из условия $\frac{d\Phi_n^*}{dt_0} = 0$ получим соотношение для оптимального выбора параметров ПТП:

$$\begin{cases} \xi_1 = \xi_2 \\ \xi_1 = \frac{\alpha_{\phi M} + \alpha_{TM}}{\alpha_{n2} + \alpha_{d2} - \alpha_{\lambda\phi}} \\ \xi_2 = -\frac{4\pi n_2 d_2 D \sin \frac{B}{\lambda_\phi}}{\lambda_\phi (A + D \cos \frac{B}{\lambda_\phi})} \\ n_2^2 = n_1 n_3 \end{cases}$$

С учетом оптимальной величины n_2 :

$$n_2 = \sqrt{n_1 n_3} \quad (19)$$

выбираем в качестве материала ПТП моноокись кремния с параметрами материала:

$$(n_2 = 1,9; \alpha_{n2} = -7,08 \cdot 10^{-6} \frac{1}{C}; \alpha_{d2} = 7,07 \cdot 10^{-6} \frac{1}{C})$$

из (2.8) имеем: $\alpha_{\lambda T} = 10^{-8} \frac{1}{C}$; $\alpha_{TM} = 1,07 \cdot 10^{-5} \frac{1}{C}$. В силу малости $\alpha_{\lambda T}, \alpha_{TM}$ можно

считать, что параметры ПТП не зависят от температуры. Подставляя числовые значения, строим графики зависимостей ξ_1 и ξ_2 в функции оптической толщины ПТП (рис.41)

$l = n_2 d_2$. Точки пересечения кривых ξ_1 и

ξ_2 являются решением уравнения (15). Подставляя полученные значения $l_1, l_2, \dots, l_6$ в выражение для коэффициента использования β :

$$\beta = \frac{\Phi_n^*}{\Phi_n} = \frac{T_M(t_0) T(\lambda_\phi, t_0)}{1 - R_\lambda} \quad (20)$$

и, построив по выражению (19) график зависимости β в функции оптической толщина просветляющего покрытия (рис. 42),

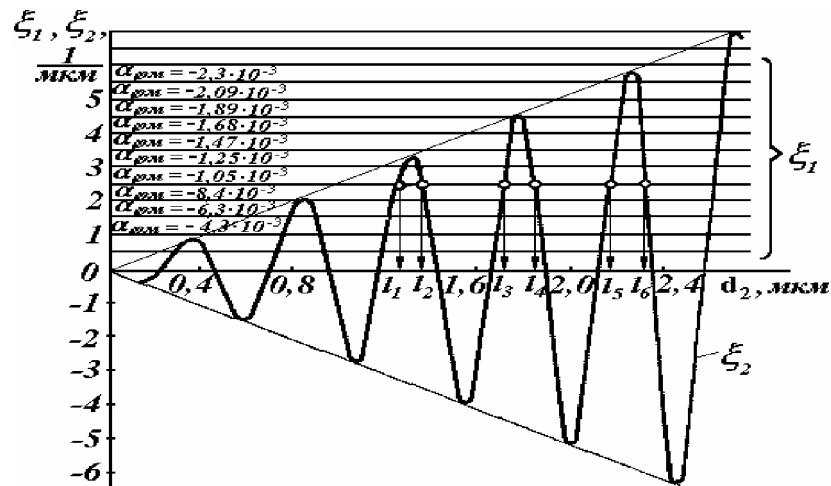


Рис.41 – Решение уравнения термокомпенсации

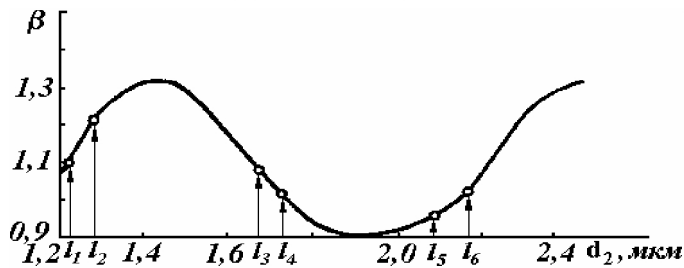


Рис.42 – Зависимость коэффициента использования ИИ от толщины ПТП

выбираем в качестве искомого решения точку I_2 , соответствующую наибольшему значению $\beta = 1,22$, и толщину ПТП $d_2 = 0,674$ мкм.

Погрешность температурной компенсации определится из:

$$P_M^* = \left| \left(\frac{BD \sin \frac{B}{\lambda_\phi}}{\lambda_\phi (A + D \cos \frac{B}{\lambda_\phi})} + 1 \right) \sin \frac{B}{\lambda_\phi} + \frac{B}{\lambda_\phi} \cos \frac{B}{\lambda_\phi} \right| \frac{DB(\alpha_{n2} + \alpha d_2 - \alpha_\phi)^2 \Delta t_\phi^2}{2\lambda_\phi (A + D \cos \frac{B}{\lambda_\phi})} = 0,17\%. \quad \text{Температурная}$$

нестабильность P_M потока излучение для температурно некомпенсированного излучающего диода равна: $P_M = |\alpha_{\phi M}| \Delta t_p = 2,1\%$. Таким образом, для рассматриваемого случая температурная погрешность функции передачи арсенидогаллиевого диода уменьшилась в 12,4 раза, а величина

выводимого через поверхность полупроводника потока излучения увеличилась в $\beta = 1,22$ раза.

Полупроводниковые приемники, также как источники излучения, характеризуются высоким значением показателя преломления полупроводникового материала. Для типичных представителей полупроводниковых ПИ величина показателя преломления полупроводникового материала находится в пределах 2-4,5. В соответствии с выражением

(9) оптимальное значение показателя преломления материала просветляющего покрытия при выводе излучения в воздушную среду находится в пределах 1,4 - 2,12.

6 Математические модели термокомпенсированных элементов МОС. Раздельная и комплексная термокомпенсация. Методика расчета

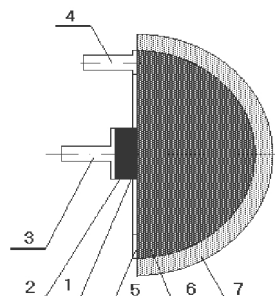
Стабилизация полупроводниковых источников излучения.

Допустим, что на выводящую излучение поверхность кристалла ИИ нанесено ПТП. Как показано в гл. 1 спектральные характеристики ПТП изменяются с изменением угла падения излучения на просветленную поверхность. Для ИИ с плоским кристаллом характерна небольшая величина угла вывода излучения из кристалла полупроводника (порядка $1/4\pi$ для GaAs, GaP [30]). Поэтому можно считать, что на ПТП падает плоскопараллельный поток излучения нормально к границе раздела кристалла с внешней средой. Для ИИ (рис.43) с профилированным кристаллом (конические, полусферические мезакристаллы и др.) необходимо учитывать координатную зависимость угла падения потока излучения на ПТП и неравномерность интенсивности излучения различных участков $p-n$ перехода (неравномерность излучения $p-n$ перехода определяется неравномерностью токораспределения в $p-n$ переходе, расположением отражающих излучение контактных площадок и др.). Однако, для многих ИИ с профилированными кристаллами характерно, что область излучающего участка полупроводника существенно меньше области, выводящей излучение.

Так, для арсенидогаллиевых излучающих диодов с полусферическим мезакристаллом (АЛ106, АЛ107) площадь излучающей области диода почти в 100 раз меньше внешней поверхности полусферы (при диаметре полусферы и мезы 2 мм и 0,3 мм соответственно). Так как ПТП наносятся на внешнюю поверхность полусферы, то для таких конструкций ИИ излучающую область можно рассматривать как точечный источник излучения. В этом случае, поток излучения ИИ падает нормально к каждой точке поверхности полусферы и спектральная характеристика пропускания ПТП не зависит от координаты рассматриваемой точки. Допустим, что полоса излучения ИИ достаточно мала и его спектральную характеристику можно аппроксимировать функцией Гаусса:

$$\Phi_A^*(t) = \Phi_M(t) e^{-K_\phi [\nu - \nu_\phi(t)]^2}, \quad (21)$$

где $\nu_\phi(t) = \frac{\lambda_\phi(t)}{C}$ - частота максимума излучения; C – скорость света.



1 – $p-n$ переход, 2 – меза, 3, 4 – выводы, 5 – защитный слой окисла,

6- полупроводник, 7 – ПТП.

Рис.43 – Мезапланарный светодиод с иммерсионной линзой

Допустим так же, что поглощение в пленке ПТП отсутствует. Тогда световой поток, прошедший через ПТП с учетом (8) и (21) определится:

$$\Phi_A^*(t) = \int_{\nu_H}^{\nu_B} \Phi_A(\nu, t) T_A(\nu, t) d\nu = \Phi_M(t) T_M^*(t) \int_{\nu_H}^{\nu_B} \frac{\ell^{-K_\Phi [v - \nu_\Phi(t)]^2}}{(1+r^2) + 2r \cos[B^* \nu]} d\nu, \text{ где } B^* = \frac{B}{C} = \frac{4\pi n_2 d_2}{C}.$$

Для ОЭЭ видимой и инфракрасной области спектра при $\nu_H \geq \nu \geq \nu_B \Rightarrow \ell^{-K_\Phi [v - \nu_\Phi(t)]^2} \ll 1$.

Принимая, в первом приближении, $\nu_\Phi(t) = \nu_{\Phi 0} [1 + \alpha_{\nu\Phi} \Delta t]$ и учитывая, что для ПТП из не поглощающих материалов $\alpha_{TM} \approx 0$, $r \ll 1$, аппроксимируем температурную зависимость максимума излучения ИИ функцией $\Phi_M(t) = \Phi_{M0} \ell^{-\alpha_\Phi \Delta t}$. Тогда, получим:

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

где $\alpha = \alpha_{\nu\Phi} - (\alpha_{n2} + \alpha_{d2})$; α_{n2}, α_{d2} - температурные коэффициенты изменения показателей преломления и толщины пленки ПТП.

Без нарушения общности рассуждений можно принять величину нижней границы изменения температуры равной нулю $t_H = 0$ (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 средней чувствительности ПИ в диапазоне рабочих температур определится из выражения:

$$J_0^* = \sqrt{\frac{\pi}{K_\Phi}} \frac{\Phi_{M0}}{\alpha_\Phi t_B (1+r^2)} \left\{ e^{\alpha_\Phi t_B} - 1 - \frac{2r B_2 e^{\frac{B^{*2}}{4K_\Phi}}}{1+B^{*2}} [e^{\alpha_\Phi t_B} \left[\frac{1}{B_2} \cos B_1 \nu_{\Phi 0} (1 + \alpha_B) + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \sin B_1 \nu_{\Phi 0} (1 + \alpha_B) \right] - \left(\frac{1}{B_2} \cos B_1 \nu_{\Phi 0} + \sin B_1 \nu_{\Phi 0} \right) \right] \right\} \quad \text{где } B_2 = \frac{\alpha}{\alpha_\Phi} B_1 \nu_{\Phi 0}, \quad \text{а}$$

погрешность температурной стабилизации функции передачи ОЭУ определится из выражения:

$$P_M^* = \sup \left\{ \left| \frac{J^*(t_H)}{J_0^*} - 1 \right|, \left| \frac{J^*(t_B)}{J_0^*} - 1 \right|, \left| \frac{J^*(t_N)}{J_0^*} - 1 \right| \right\},$$

$$\text{где } t_N = \frac{1}{\alpha} \left\{ \frac{1}{B_1 \nu_0} \left[\arcsin \frac{1}{\sqrt{1+B_2^2}} - \arcsin \frac{e^{\frac{B_2}{4K_s}}}{2r \sqrt{1+B_2^2}} + 2\pi N \right] - 1 \right\} -$$

значения температуры, соответствующие максимумам температурной зависимости погрешности компенсации.

Тогда из (13) можно определить оптимальное значение толщины просветляющего термокомпенсирующего покрытия d_{2opt} : $d_{2opt} = CB_{opt} / (4\pi n_2)$. Величина коэффициента преломления n_2 выбирается из условия наилучшего просветления (19).

В общем случае, при оптимизации параметров ПТП необходимо учитывать поглощение излучения в пленке и дисперсию показателей преломления. Для больших значений дисперсий показателя преломления и коэффициента поглощения величины H , B , D , определяемые из выражений (8), (10), также являются функциями частоты излучения ν . С учетом дисперсии показателей преломления и поглощения излучения в ПТП спектральную характеристику пропускания ПТП при нормальном падении светового потока можно определить из выражения [44-45]:

$$T_A(\nu) = \frac{T_{32}(\nu)T_{21}(\nu)e^{-x_2 d_2}}{1 + R_{12}(\nu)R_{23}(\nu)e^{-2x_2 d_2} + 2\sqrt{R_{12}(\nu)R_{23}(\nu)}e^{-x_2 d_2} \cos 2\delta_2 - \Delta\phi}, \quad (22)$$

$$\text{где } T_{32}(\nu) = \frac{4n_2(\nu)[n_2^2(\nu) + k_2^2(\nu)]}{n_3(\nu)[(n_2(\nu) + n_3(\nu))^2 + (k_2(\nu) + k_3(\nu))^2]};$$

$$T_{21}(\nu) = \frac{4n_1(\nu)[n_1^2(\nu) + k_1^2(\nu)]}{n_2(\nu)[(n_1(\nu) + n_2(\nu))^2 + (k_1(\nu) + k_2(\nu))^2]};$$

$$R_{12}(\nu) = \frac{[n_2(\nu) - n_1(\nu)]^2 + [k_2(\nu) - k_1(\nu)]^2}{[n_2(\nu) + n_1(\nu)]^2 + [k_2(\nu) + k_1(\nu)]^2};$$

$$R_{23}(\nu) = \frac{[n_3(\nu) - n_2(\nu)]^2 + [k_3(\nu) - k_2(\nu)]^2}{[n_3(\nu) + n_2(\nu)]^2 + [k_3(\nu) + k_2(\nu)]^2};$$

$$\delta_2 = \frac{2\pi n_2(\nu)d_2\nu}{C}; \quad \Delta\phi = \phi_{12} + \phi_{23};$$

$$\phi_{12} = \arctg \frac{2[n_1(\nu)k_2(\nu) - n_2(\nu)k_1(\nu)]}{[n_1^2(\nu) + k_1^2(\nu)] - [n_2^2(\nu) + k_2^2(\nu)]};$$

$$\phi_{23} = \arctg \frac{2[n_2(\nu)k_3(\nu) - n_3(\nu)k_2(\nu)]}{[n_2^2(\nu) + k_2^2(\nu)] - [n_3^2(\nu) + k_3^2(\nu)]};$$

$x_2 = 4\pi k_2(\nu)\nu/c$; $k_1(\nu)$; $n_1(\nu)$ - зависимость показателя поглощения среда 2, безразмерного показателя поглощения и показателя преломления среды i от частоты излучения.

Как видно из (22), дисперсия показателей преломления и поглощения полупроводниковых материалов и материала ПТП «деформируют» спектральную характеристику ПТП и сдвигают ее максимум: $\nu_T = \frac{\pi(2N-1) + \phi_{12}^* + \phi_{23}^*}{4\pi n_2^* d_2}$, где ϕ_{12}^* , ϕ_{23}^* , n_2^* - средние величины функций $\phi_{12}(\nu)$, $\phi_{23}(\nu)$, $n_2(\nu)$ в рассматриваемом спектральном диапазоне.

Очевидно, что оптимизацию параметров ПТП по критериям минимума температурной погрешности и максимума коэффициента использования ИИ с учетом поглощения и дисперсии показателей преломления полупроводниковых материалов и материалов ПТП целесообразно производить численными методами с применением ЭВМ.

На рис. 44 приведен алгоритм решения оптимизационной задачи (13). В качестве исходных приближений решения выбираются значения толщины ПТП, определяемые из предварительных расчетов по (19). Расчет дает значения толщины ПТП близкие к локальным минимумам зависимости погрешности компенсации от толщины ПТП. Поиск глобального минимума в окрестности этих значений позволяет существенно сократить время решения.

На рис.10 изображены температурные зависимости изменения мощности излучения и погрешности температурной стабилизации арсенидогаллиевых излучающих диодов, термокомпенсированных нанесением ПТП на поверхность кристалла полупроводника. Для ряда толщин пленки ПТП ($d_2 = 0,916 \div 0,92 \text{ мкм}$) наблюдается резкое уменьшение величины погрешности температурной компенсации P_M^* .

На рис. 45-46 изображены зависимости максимальной погрешности температурной компенсации изменения потоков излучения арсенидогаллиевых излучающих диодов в функции толщины просветляющего термокомпенсирующего покрытия. В зависимостях наблюдается глобальный минимум температурной погрешности, который сдвигается в сторону меньших толщин ПТП при уменьшении величины температурного коэффициента $\alpha_{\text{ФМ}}$ и при приближении величины показателя преломления ПТП к величине наилучшего просветления. Для образца излучающего диода с малой величиной температурного коэффициента $\alpha_{\text{ФМ}}$ в области толщин ПТП $d_2 = 1,3 \div 4,6 \text{ мкм}$ наблюдается «эффект перекомпенсации» (рис.46). На рис.47 а,б изображены графики зависимостей оптимальной толщины просветляющего термокомпенсирующего покрытия от величины показателя преломления ПТП и температурного коэффициента $\alpha_{\text{ФМ}}$.

Как следует из результатов расчетов, использование ИИ в режиме питания от генератора тока и оптимизация параметров ПТП, обеспечивают снижение температурной погрешности функции передачи полупроводниковых ИИ в 20 - 40 раз (диапазон изменения температуры от -20°C до $+100^\circ\text{C}$, кратность изменению тока питания ИИ - 40 раз). Расхождение результатов расчетов и экспериментальных данных не превышает 20 %.

Стабилизация полупроводниковых приемников излучения.

Так же, как и у полупроводниковых ИИ, температурные характеристики фотоприемников определяются режимом питания и спектральным составом принимаемого излучения. В то же время, возможна стабилизация чувствительности ФД при произвольном спектральном составе принимаемого излучения. Из выражения (2) следует, что для режима короткого замыкания фотодиода ток фотогенерации не зависит от температуры и спектрального состава принимаемого излучения, если:

$$S_M(t)I_M(t)S(\lambda, t)I(\lambda, t) = S'_0 = \text{const} \quad (23)$$

Условие (2.13) выполнено, если:

$$\begin{cases} S_M(t)T_M(t) = T_{SO} = const \\ S(\lambda, t)T(\lambda, t) = \frac{S'_O}{T_{SO}} = const. \end{cases}$$

Учитывая, что пропускание любого оптического элемента всегда больше нуля, но меньше единицы, получим:

$$\begin{cases} T_{SO} \leq \inf S_M(t) \\ S'_O \leq T_{SO} \inf S(\lambda, t) \end{cases}$$

Так как $\begin{cases} S(\lambda, t) \rightarrow 0 \\ S'_O \rightarrow 0 \end{cases} \text{ при } \lambda \rightarrow \lambda_H, \lambda \rightarrow \lambda_6,$

то реализовать СФЭ с указанными характеристиками можно лишь для части спектрального диапазона чувствительности фотодиода, где $S(\lambda, t) > 0$. Выделяя нужную часть спектрального диапазона с помощью полосового светофильтра с максимумом пропускания $T_{ПЛ.М.}(t)$ и независимой от температуры относительной спектральной характеристикой $T_{ПЛ}(\lambda)$ (рис.48):

$$T_{ПЛ}(\lambda) = \begin{cases} 1, \lambda_{ПН} < \lambda < \lambda_{ПВ} \\ 0, \lambda_{ПН} > \lambda > \lambda_{ПВ} \end{cases}$$

имеем:

$$T_M(t) = \frac{T_{SO}^*}{S_M(t)T_{ПЛ.М.}(t)}, \quad T(\lambda, t) = \frac{S'_O}{T_{SO}^* S(\lambda, t)}, \quad (24)$$

где $T_{SO}^* \leq \inf[S_M(t)T_{ПЛ.М.}(t)]; \quad S'_O \leq T_{SO}^* \inf S(\lambda, t)$

$\lambda_{ПН}, \lambda_{ПВ}$ -границы полосы пропускания полосового фильтра.

Так как для кремниевых, германиевых, арсенидогаллиевых ПИ, форма относительной спектральной характеристики при изменении температуры, практически, не изменяется, а наблюдается лишь температурный сдвиг характеристики по оси λ , имеем:

$$T(\lambda, t) = T[\lambda - \lambda_s(t)] = \frac{S'_O}{T_{SO}^* S[\lambda - \lambda_s(t)]} \quad (25)$$

Таким образом, спектральная характеристика пропускания СФЭ должна удовлетворять двум условиям: во-первых, относительная спектральная характеристика пропускания СФЭ при изменении температуры должна сдвигаться по оси длин волн «синхронно» с температурным сдвигом спектральной характеристики чувствительности ФД; во-вторых, температурная зависимость максимума пропускания СФЭ должна быть обратно пропорциональной температурной зависимости изменения



Рис. 44 – Алгоритм оптимизации ПТП

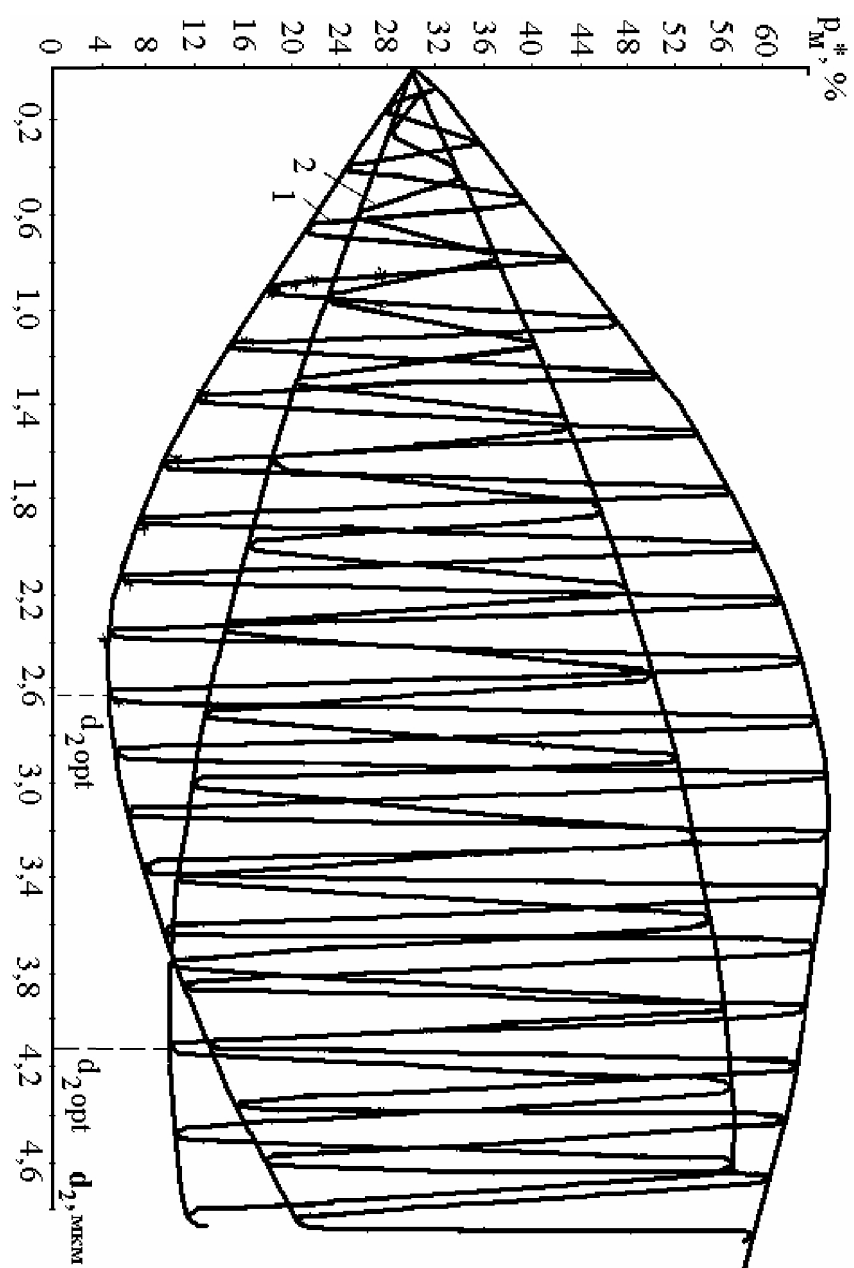


Рис. 45– Оптимизация толщины пленки ПТП

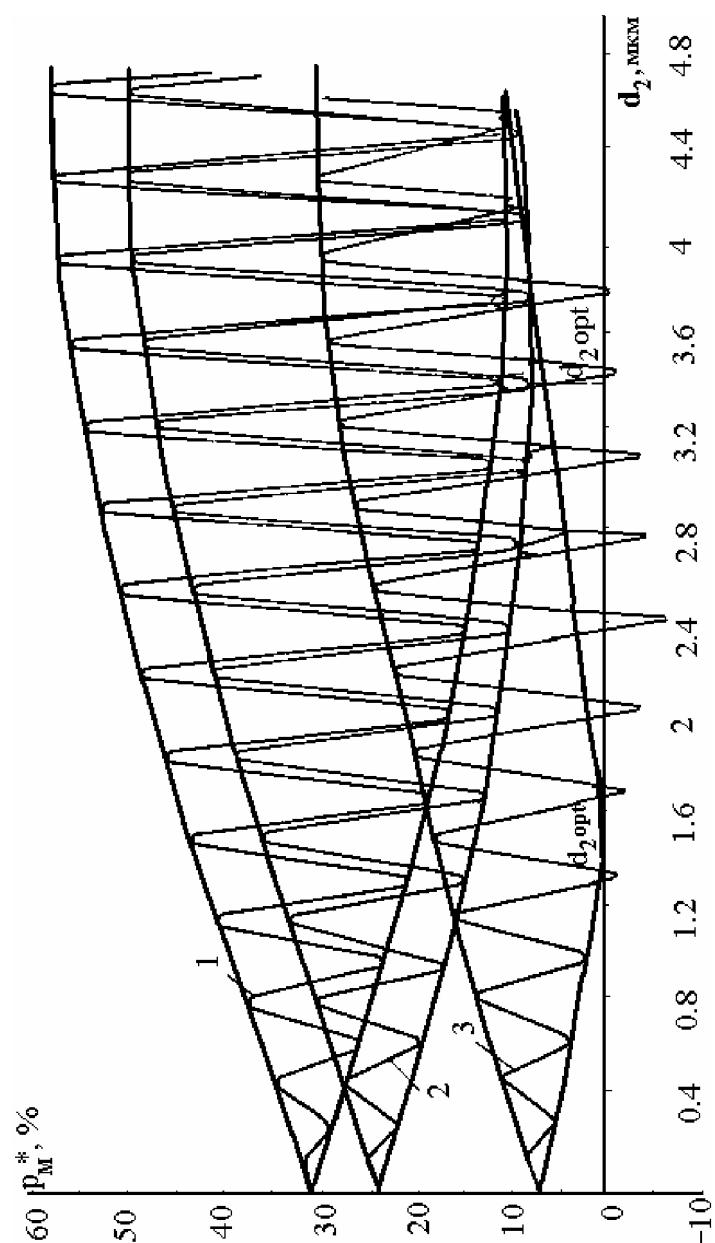


Рис.46 – Эффект перекомпенсации

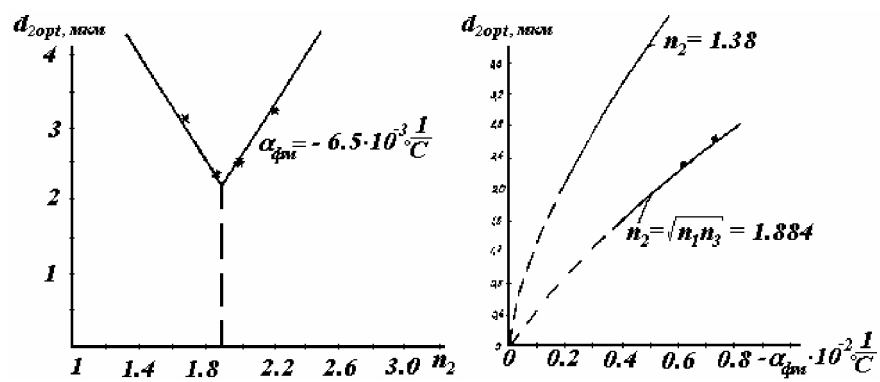


Рис. 47 – Оптимизация толщины пленки ПТП

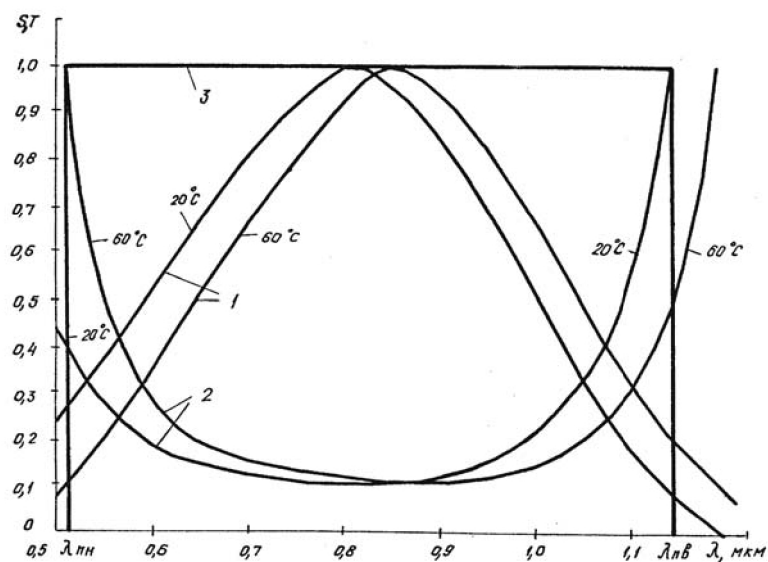


Рис. 48 - Спектральные характеристики: 1 - фотодиода ФД-24К;
2 - ТКФ; 3 - полосового фильтра

максимума чувствительности ФД.

Можно исключить необходимость подбора СФЭ с заданной температурной зависимостью $T_M(t)$, если в цепь оптического

канала ввести третий ТКФ, компенсирующий изменение максимума спектральной характеристики чувствительности ФД. В качестве такого светофильтра эффективно использование ПТП, параметры которого выбираются из соотношения (15).

При расчете параметров ПТП вместо величин $\alpha_{\lambda T}, \alpha_M, \alpha_{\lambda \Phi}, \alpha_{\Phi M}, \lambda_{\Phi}$ в соотношении (2.5) необходимо использовать величины $\alpha_{PP}, \alpha_{PP.M}, \alpha_{\lambda S}, \alpha_{SM}^*, \alpha_{\lambda \Phi}$ соответственно:

$$\alpha_{SM}^* = \alpha_{SM} + \alpha_{ПЛМ}; \quad \alpha_{ПЛМ} = \frac{1}{T_{ПЛМ}} \frac{dT_{ПЛМ}}{dt}; \quad \alpha_{PPM} = \frac{1}{T_{PPM}} \frac{dT_{PPM}}{dt};$$

$$\alpha_{PP} = \alpha_{d2} + \alpha_{П2}$$

- температурные коэффициенты изменения максимумов пропускания ПТП, полосового фильтра и длины волны максимума пропускания ПТП соответственно.

Тогда из (24) и (25) имеем:

$$\begin{cases} \beta_{PP} T_H(t) S_M(t) T_{ПЛМ}(t) T_{PPM}(t) = T_{SO}^{**} = const \\ T[\lambda - \lambda_S(t)] = \frac{S_0^{**}}{T_{SO}^{**} S_T^*[\lambda - \lambda_S(t)]}, \end{cases} \quad (26)$$

где β_{PP} - коэффициент использования ИИ (см. 20),

$$T_{SO}^{**} \leq \inf[\beta_{PP} S_M(t) T_{ПЛМ}(t) T_{PPM}(t)];$$

$$S_T^*[\lambda - \lambda_S(t)] = S[\lambda - \lambda_S(t)] T(\lambda, t).$$

В этом случае, ток фотогенерации фотодиода и величина коэффициента использования ИИ определяются из выражений:

$$I_{\Phi}^* = a^* \beta_{PP} S_M(t) T_M(t) T_{ПЛМ}(t) T_{PPM}(t) \cdot$$

$$\int_{\lambda_{ПН}}^{\lambda_{ПВ}} S_T^*(\lambda, t) T(\lambda, t) \Phi_A(\lambda) d\lambda = a^* T_{SO}^{**} \inf[S_T^*(\lambda, t)] \int_{\lambda_{ПН}}^{\lambda_{ПВ}} \Phi_A(\lambda) d\lambda = const$$

$$\beta = \frac{T_{SO}^{**} \inf[S_T^*(\lambda, t)] \int_{\lambda_{ПН}}^{\lambda_{ПВ}} \Phi_A(\lambda) d\lambda}{\inf[S_M(t)] \int S(\lambda, t) \Phi_A(\lambda) d\lambda}.$$

Откуда следует, что в зависимости $\beta(\lambda_{ПВ} - \lambda_{ПН})$ имеется оптимальное значение $\lambda_{ПВ} - \lambda_{ПН} = 2\Delta\lambda_{ПЛ}$, дающее наибольшее значение коэффициенту использования ИИ (рис.49).

Например, для кремниевого фотодиода (рис. 48) с параметрами: $t_H = 0^\circ C; t_B = 40^\circ C$, $\lambda_S = 0,825 \text{ мкм}$, $\alpha_{\lambda S} = 2,93 \cdot 10^{-3} \frac{1}{^\circ C}$, $\alpha_{SM} = 9,3 \cdot 10^{-4} \frac{1}{^\circ C}$ при использовании термокомпенсирующего и полосового фильтров из непоглощающих материалов и ПТП из монооксида кремния

$$(n_2 = 1,9, \alpha_{П2} = -0,708 \cdot 10^{-5} \frac{1}{^\circ C}; \alpha_{d2} = 7,07 \cdot 10^{-6} \frac{1}{^\circ C})$$

получим:

$$\alpha_2 = 0,245 \text{ мкм}; \beta_{\text{ПР}} = 1.282; T_{\text{ПР.М}} = 0.999;$$

$$\alpha_{\text{ПР.М}} = 8.55 \cdot 10^{-6} \frac{1}{^\circ\text{C}}; \alpha_{\text{ЛТ}} = -10^{-8} \frac{1}{^\circ\text{C}}$$

Оптимальное значение величины полосы пропускания полосового фильтра равно $\Delta\lambda_{\text{ПЛ}} = 0,15 \text{ мкм}$, $\lambda_{\text{ПН}} = 0,725 \text{ мкм}$, а $\beta = 0,47$ (при этом, спектральная характеристика пропускания СФЭ определяется из (26)).

Методика расчета СФЭ, стабилизирующего чувствительность фотодиодных ПИ в «вентильном» и «фотодиодном» режимах питания, не отличается от методики расчета СФЭ для режима короткого замыкания.

Как видно из результатов расчета термокомпенсирующих фильтров, стабилизация чувствительности фотодиодных МОС при неизвестном спектральном составе ИИ характеризуется низким значением коэффициента использования ИИ.

Совместная стабилизация источника и приемника излучения.

Конструктивно фотоприемник и источник излучения любой МОС разнесены в пространство и между ними всегда имеется определенный градиент температур. Для эффективной стабилизации функции передачи таких МОС необходимо применять раздельную температурную компенсацию изменения чувствительности ПИ и мощности излучения ИИ. В то же время, стабилизации чувствительности фотодиодных МОС при известном спектральном составе ИИ позволяет существенно увеличить эффективность его использования β .

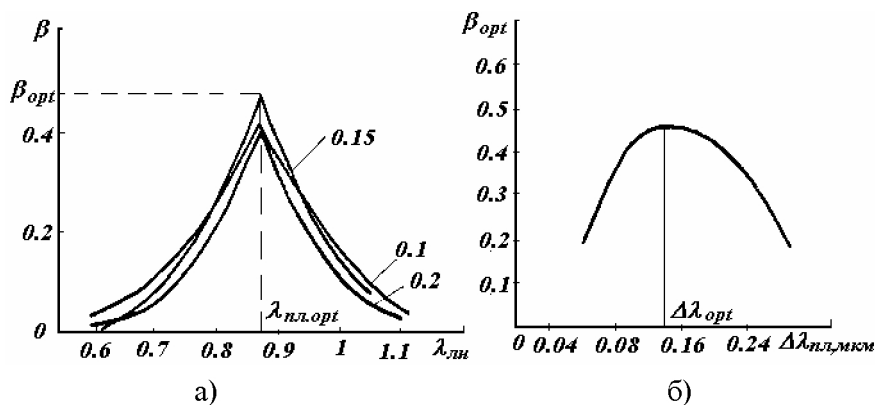


Рис. 49 – оптимизация параметров ПТП

На рис.50 а) изображены спектральные характеристики фотоэлектрической чувствительности кремниевого фотодиода (ФД - 24К в режиме короткого замыкания) и арсенидогаллиевого полупроводникового ИИ (в режиме питания от источника тока), а на рис. 50 б – температурные характеристики изменения максимума и частоты максимума чувствительности фотодиода и излучения ИИ.

Аппроксимируем температурные и спектральные характеристики в области рабочих температур $-60 - +60^\circ\text{C}$ функциями Гаусса:

$$S[\nu_S(t)] = \exp\left\{-K_S[\nu - \nu_S(t)]^2\right\}; \Phi[\nu - \nu_\Phi(t)] = \exp\left\{-K_\Phi[\nu - \nu_S(t)]^2\right\}$$

$$\nu_S(t) = \nu_{SO}(1 + \alpha_S t); \nu_\Phi(t) = \nu_{\Phi O}(1 + \alpha_\Phi t);$$

$$S_M(t) = S_{MO}(1 + \alpha_{SM} t); \Phi_M(t) = \exp(-pt), \quad (27)$$

где заменой переменной диапазон изменения температуры приведен к диапазону $0 \div +120^\circ\text{C}$, а

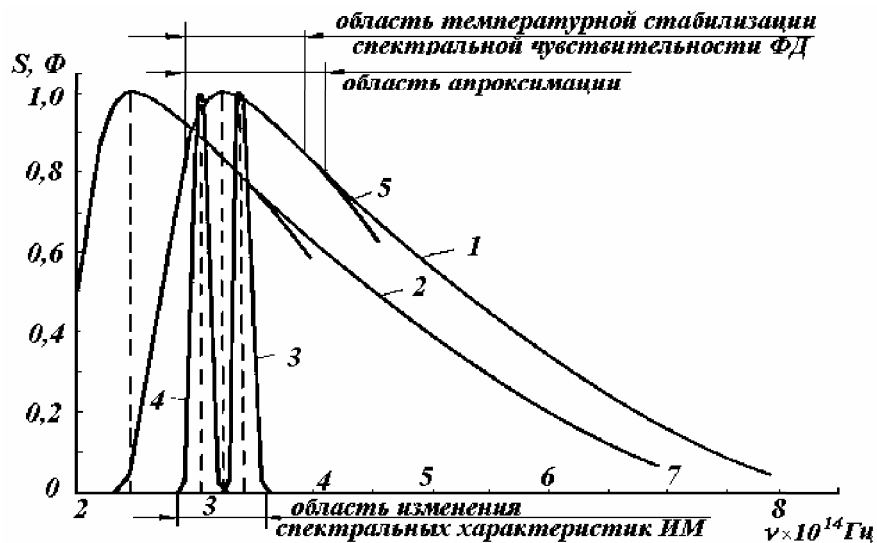
$$K_S = +0,323 \cdot 10^{-28} 1/^\circ\text{C}; K_\Phi = +721,3 \cdot 10^{-28} 1/^\circ\text{C}; \nu_{SO} = 3,24 \cdot 10^{14} \text{Гц};$$

$$\nu_{\Phi O} = 3,27 \cdot 10^{14} \text{Гц}$$

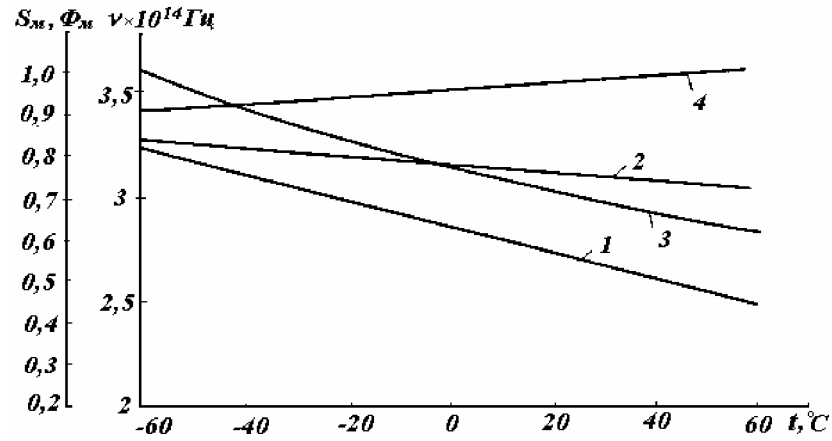
$$\alpha_{\lambda S} = -1,98 \cdot 10^{-3} \frac{1}{^\circ\text{C}}; \alpha_{\lambda \Phi} = -6,12 \cdot 10^{-4} \frac{1}{^\circ\text{C}}; S_{MO} = 0,91;$$

$$\alpha_{SM} = 9,3 \cdot 10^{-4} \frac{1}{^\circ\text{C}}; P = 4,12 \cdot 10^{-3} \frac{1}{^\circ\text{C}}.$$

Пусть на приемное окно фотодиода нанесен тонкопленочный ТКФ, стабилизирующий его спектральную характеристику чувствительности в области излучения ИИ, а на поверхность кристалла фотодиода нанесено ПТП, компенсирующее температурные изменения максимумов чувствительности ФД и пропускания СФЭ. В этом случае в полосе излучения ИИ спектральная характеристика чувствительности фотодиода постоянна. Нанося на поверхность источника излучения ПТП, компенсирующее температурное изменение мощности излучения, получим, что температурное смещение полосы излучения ИИ



1- $S(\nu), t = -60^\circ\text{C}$; 2- $S(\nu), t = 60^\circ\text{C}$; 3- $\Phi(\nu), t = -60^\circ\text{C}$; 4- $S(\nu), t = 60^\circ\text{C}$;
а) 5-аппроксимация



б) 1 – $\nu_s(t)$; 2 – $\nu_\phi(t)$; 3 – $\Phi_M(t)$; 4 – $S_M(t)$

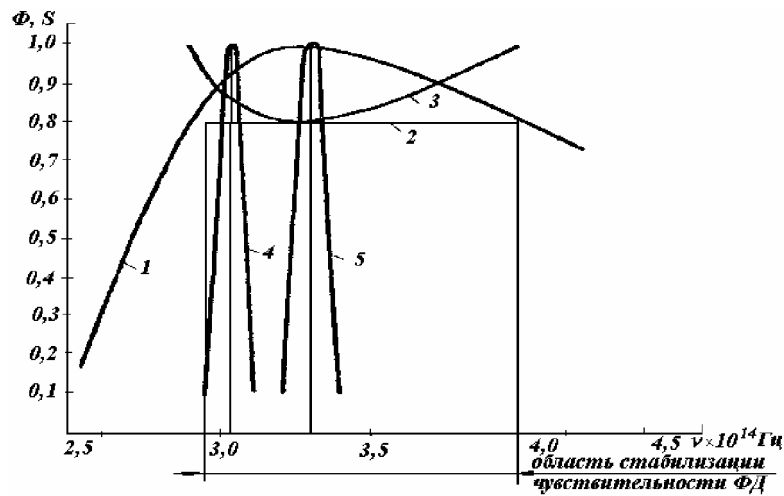
Рис.50 – Температурные зависимости ИИ и ПИ

не скажется на величине тока фотогенерации фотодиода (рис.51). При этом коэффициент использования β определится:

$$\beta \approx \frac{\beta_{\text{ПИ}} T_M S_{\text{МО}} T_{\text{ПР.М}} \beta_{\text{И}} \inf[S_T^*(\nu, t)] \sqrt{K_\phi + K_s}}{\inf[S_M(t) \Phi_M(t) \exp\{-K_0[\nu_\phi(t) - \nu_s(t)]^2\} \sqrt{K_\phi}]},$$

$$K_0 = \frac{K_\phi K_s}{(K_\phi + K_s)},$$

где $\beta_{\text{ПИ}} \beta_{\text{И}}$ – коэффициенты использования ПИ и ИИ соответственно (см. 20).



1 – $S(\nu)$; 2 – $S(\nu)T(\nu)$; 3 – $T_{\text{ПД}}(t)$;
4 – $\Phi(\nu), t = 60^\circ\text{C}$; 5 – $\Phi(\nu), t = -60^\circ\text{C}$

Рис. 2.23 – Оптимизация ПТП

Для рассматриваемого примера, при $T_M = 1$ коэффициент использования ИИ $\beta \approx 0,81$ при градиенте температур между фотодиодом и источником излучения до 120° . Уменьшение температурного градиента позволяет уменьшить спектральный диапазон стабилизации чувствительности фотодиода и увеличить коэффициент использования источника излучения.

В случае, если источник и приемник излучения находятся в одинаковых температурных условиях, задача температурной компенсации упрощается. Нанося на один из элементов ПТП (второй элемент, при этом, может быть оптимально просветлён в полосе излучения ИИ), получим:

$$I_{\Phi}^* = a S_M(t) \Phi_M(t) T_M(t) \int_{\nu_H}^{\nu_B} S(\nu, t) \Phi(\nu, t) T(\nu, t) d\nu \approx$$

$$\sqrt{\frac{\pi}{K_1}} \frac{a}{A} S_M(t) \Phi_M(t) T_M(t) e^{-K_0[\nu_{\Phi} - \nu_s]^2} \left[1 - \frac{D}{A} \cos(B \nu_0^*) e^{-\frac{B^2}{4K_1}} \right]$$

$$K_1 = K_{\Phi} + K_S; \quad \nu_0^* = (K_{\Phi} \nu_{\Phi} + K_S \nu_s) / (K_{\Phi} + K_S)$$

В этом случае, коэффициент использования ИИ максимален и для рассматриваемого примера равен $\beta=1,48$.

Выше рассматривались вопросы стабилизации функции передачи МОС в узком диапазоне температур, когда можно считать, что изменения параметров элементов происходят на линейных участках их спектральных и температурных характеристик. Однако, часто нелинейностью температурных и спектральных характеристик пренебрегать нельзя (широкий диапазон рабочих температур).

Рассмотрим возможные варианты решения задачи стабилизации функции передачи МОС в широком диапазоне температур.

1. Выбор оптимальных параметров СФЭ, доставляющих наилучшее значение функционалам (2.3). Здесь в качестве исходных данных используются значения параметров СФЭ, рассчитанные в гл. 2.3 для средних значений в диапазоне рабочих температур спектральных и температурных характеристик МОЭ и СФЭ.

2. Синтез спектральной характеристики пропускания СФЭ (при заданных температурных характеристиках СФЭ), обеспечивающий наилучшую стабилизацию функции передачи МОС в широком диапазоне температур. Искомую спектральную характеристику пропускания такого СФЭ можно определить из условия (5), что приводит к уравнению:

$$J^*(t) = S_M^*(t) T_M(t) \int_{\lambda_H}^{\lambda_B} S^*(\lambda, t) T(\lambda, t) d\lambda = J_0^* = Const \quad (28)$$

При этом, температурные характеристики СФЭ однозначно определяются предварительными расчетами гл. 2.3 и соответствующим выбором материалов и конструкции СФЭ. Наиболее эффективно задача оптимизации параметров СФЭ и формирования его спектральной характеристики решается, если в качестве СФЭ используются многослойные интерференционные фильтры и просветляющие покрытия. В обоих случаях относительную характеристику спектрального пропускания СФЭ можно представить в виде (10). В качестве оптимизируемых параметров удобно выбирать толщину полуволнового резонансного слоя интерференционного фильтра и полосу пропускания фильтра. Рассмотрим случай, когда воздействие температуры на МОЭ проявляется на их спектральных характеристиках только в изменении максимума и в сдвиге их характеристик по оси частот. В этом случае уравнение (28) запишется в виде:

$$J^*(t) = S_M^*(t) T_M(t) \int_{\lambda_H}^{\lambda_B} S^*[\lambda - \lambda_S^*(t)] T[\lambda - \lambda_T^*(t)] d\lambda = J_0^*$$

Производя замену переменной, положив $V = \lambda - \lambda_T^*(t)$, имеем:

$$S_M^*[\Delta\lambda^{-1}(U)] T_M[\Delta\lambda^{-1}(U)] \int_{V_H}^{V_B} S^*(V - U) T(V) dV = J_0^* \quad (29)$$

где $U = \lambda_S^*(t) - \lambda_T^*(t) = \Delta\lambda(t)$; $t = \Delta\lambda^{-1}(U)$ - функция обратная функции $U = \Delta\lambda(t)$;
 $V_H = \lambda_H - \lambda_T(t)$; $V_B = \lambda_B - \lambda_T(t)$.

Преобразуя уравнение (29), получим:

$$\int_{V_H}^{V_B} S^*(V - U) T(V) dV = f(U), \quad (30)$$

где $f(U) = J_0^* / (S_M^*[\Delta\lambda^{-1}(U)] T_M[\Delta\lambda^{-1}(U)])$.

Уравнение (2.20) представляет собой интегральное уравнение Фредгольма первого рода с разностным ядром. Общее решение уравнения может быть найдено, если к выражению (30) применить преобразование Фурье [86].

Для МОС, спектральная характеристика которых аппроксимирована функцией Гаусса, можно получить решение (30), выраженное через элементарные функции. Пусть спектральная характеристика $S^*(\lambda, t)$ аппроксимирована функцией Гаусса:

$$S^*(\lambda, t) = e^{-K_S [\lambda - \lambda_S^*(t)]^2}.$$

$$J^*(t) = S_M^*(t) T_M(t) \int_{\lambda_H}^{\lambda_B} e^{-K_S [\lambda - \lambda_S^*(t)]^2} T[\lambda - \lambda_T^*(t)] d\lambda \approx$$

Тогда имеем:

$$S_M^*(t) T_M(t) \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-K_S [\lambda - \lambda_S^*(t)]^2} T[\lambda - \lambda_T^*(t)] d\lambda \approx J_0^*$$

Производя замену переменной $V = \lambda - \lambda_T^*(t)$ и преобразования, запишем интегральное уравнение в виде:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-K_S (V-U)^2} T(V) dV = f(U).$$

Умножая обе части уравнения на $\sqrt{\frac{K_S}{\pi}}$, запишем решение уравнения в виде решения Эддингтона:

$$T(U) = F(U) + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^i}{i!} \left(\frac{1}{4K_S} \right)^i \frac{d^{(2i)} F(U)}{dU^{2i}},$$

$$\text{где } F(U) = \sqrt{\frac{K_S}{\pi}} f(U).$$

Заменяя переменную U на V и подставляя выражение для V , получим:

$$T[\lambda - \lambda_T] = F[\lambda - \lambda_T] + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^i}{i!} \left(\frac{1}{4K_S} \right)^i \frac{d^{(2i)} F[\lambda - \lambda_T]}{d[\lambda - \lambda_T]^{2i}}.$$

В частности, если аппроксимировать функцию $f(U)$ степенным рядом N -й степени:

$f(U) = \sum_{j=0}^N f_j U^j$, где f_j - коэффициенты аппроксимации, то спектральную характеристику

пропускания СФЭ можно определить из выражения:

$$T[\lambda - \lambda_T] = \sqrt{\frac{K_S}{\pi}} \left\{ \sum_{j=0}^N f_j (\lambda - \lambda_T)^j + \sum_{i=1}^N \left[\frac{(-1)^i}{i!} \left(\frac{1}{4K_S} \right)^i \cdot \sum_{j=2i}^N \frac{j!}{(j-i)!} f_j (\lambda - \lambda_T)^{(j-2i)} \right] \right\} \quad (31)$$

Так как $T[\lambda - \lambda_T]$ - относительная спектральная характеристика пропускания СФЭ, то для всех значений $\lambda \in [\lambda_H, \lambda_B]$ выполняется условие: $0 \leq T[\lambda - \lambda_T] \leq 1$. В то же время, возможно, что решения (31) при произвольном значении J_0^* не удовлетворяет условию $0 \leq T[\lambda - \lambda_T] \leq 1$. Тогда можно поступить следующим образом. Пусть интегральное

$$\text{уравнение: } \int_{-\infty}^{+\infty} S^*[\lambda - \lambda_S^*(t)] T^*[\lambda - \lambda_T(t)] d\lambda = \frac{1}{S_M^*(t) T_M(t)} = f^*(t)$$

решено относительно неизвестной функции $T^*[\lambda - \lambda_T(t)]$. Обозначим через $\theta = \sup[T^*[\lambda - \lambda_T(t)]]$, $\lambda \in [\lambda_H, \lambda_B]$.

Тогда, разделив обе части уравнения на θ , получим:

$$T[\lambda - \lambda_T] = \frac{1}{\theta} T^*[\lambda - \lambda_T] < 1, \quad J_0^* = \frac{1}{\theta}.$$

Как было показано выше, температурные характеристики МОЭ и ТКФ между собой жестко связаны – большей величине температурного коэффициента изменения максимума чувствительности ПИ должна соответствовать большая величина разности температурных коэффициентов $\alpha_{\lambda_S}^* - \alpha_{\lambda_T}$, т.е. большая величина крутизны функции $\Delta\lambda(t)$. Если величина $\alpha_{\lambda_S}^* - \alpha_{\lambda_T}$ недостаточно велика или слишком велика (определяется из соотношения $\xi_1 = \xi_2$), то при неизменной спектральной характеристике СФЭ наступит эффект «частичной компенсации» или «перекомпенсации», когда температурные изменения чувствительности ПИ компенсируются частично или же когда результирующий температурный коэффициент изменения чувствительности ПИ изменит знак (рис.45-46). Аналогичные явления наблюдаются и в решении интегрального уравнения (2.20). Не оптимальность величины $\Delta\lambda(t)$ проявляется либо в резком уменьшении J_0^* , либо в том, что для некоторых значений $\lambda_T(t)$ спектральная характеристика $T^*[\lambda - \lambda_T(t)] < 0$, что физически не реализуемо. Из (13) следует, что уменьшение величины J_0^* снижает эффективность передачи излучения от источника к приемнику излучения.

Например. Температурные характеристики МОЭ аппроксимированы функциями:

$$\lambda_T(t) = \lambda_{T0}(1 + \alpha_T t); \quad \lambda_S^*(t) = \lambda_{S0}(1 + \alpha_S^* t); \quad \Delta\lambda_T(t) = \Delta\lambda_{T0} + t(\alpha_{\lambda_S}^* - \alpha_{\lambda_T}),$$

$$S_M^*(t) T_M(t) = \frac{1}{A_0 + A_1 t + A_2 t^2},$$

где $\Delta\lambda_{T0} = \lambda_{T0} - \lambda_{S0}$, A_0, A_1, A_2 - коэффициенты аппроксимации. Производя замену переменной $U = \Delta\lambda(t)$ и, положив $J_0^* = 1$, имеем: $f(U) = A_0 + A_1^*U + A_1^*U^2$,

где $A_1^* = \frac{A_1}{\alpha} - \frac{2A_2\Delta\lambda}{\alpha^2}$, $A_2^* = \frac{A_2}{\alpha^2\lambda_0^2}$; $\alpha = \alpha_{\lambda S}^* - \alpha_{\lambda T}$.

Подставляя в (31), получим:

$$T^*(V) = \sqrt{\frac{K_S}{\pi}} [T_0 + T_1 V + T_2 V^2], \quad (32)$$

где $T_0 = A_0 - A_2^*/2K_S$; $T_1 = A_1^*$; $T_2 = A_2^*$.

Зависимость спектральных характеристик ТКФ от температурных характеристик ОЭЭ.

Возможны следующие варианты.

1. $A_2 = 0$.

В этом случае спектральная характеристика $T^*(V)$ определяется линейной функцией (рис. 52):

$$T^*(V) = \sqrt{\frac{K_S}{\pi}} [A_0 + A_1^*V]$$

Переменная λ изменяется в пределах:

$$\lambda \in [\lambda_H^*, \lambda_B^*], \quad \lambda_H^* = \inf[\lambda_H + \lambda_S^*(t)], \quad \lambda_B^* = \sup[\lambda_B + \lambda_S^*(t)],$$

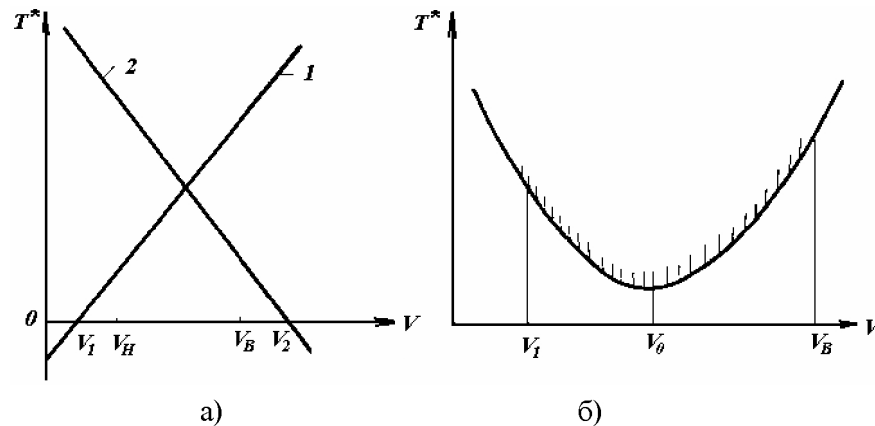


Рис.52 – Спектральные характеристики ТКФ

а переменная V в пределах: $V \in [V_H, V_B]$; $V_H = \inf[\lambda_H + \lambda_S^*(t) - \lambda_T(t)]$;

$$V_B = \inf[\lambda_B + \lambda_S^*(t) - \lambda_T(t)].$$

В зависимости от знака величины A_1^* , из условия физической реализуемости ТКФ:

$T^*(V) > 0$ получим выражения для выбора величины A_1^* :

$$\alpha_{\lambda T} < \alpha_{\lambda S}^* + \frac{\lambda_H}{\lambda_0} \frac{1}{t_H + \frac{A_0}{A_1}}, \text{ при } A_1^* > 0$$

$$\alpha_{\lambda T} > \alpha_{\lambda S}^* + \frac{\lambda_B}{\lambda_0 (t_B + \frac{A_0}{A_1})}, \text{ при } A_1^* < 0$$

Тогда относительная спектральная характеристика пропускания ТКФ определяется из выражения:

$$T(V) = T^*(V) / \Theta; \quad \Theta = \begin{cases} \sqrt{\frac{K_S}{\pi}} (A_0 + A_1^* v_B), A_1^* > 0 \\ \sqrt{\frac{K_S}{\pi}} (A_0 + A_1^* v_H), A_1^* < 0 \end{cases}$$

Величина коэффициента использования ИИ определится из:

$$\beta = \begin{cases} \frac{(A_0 + A_1 t_B) \alpha \lambda_0}{\alpha A_0 \lambda_0 + A_1 (\lambda_B + \alpha \lambda_0 t_B)}, A_1^* > 1 \\ \frac{(A_0 + A_1 t_H) \alpha \lambda_0}{\alpha A_0 \lambda_0 + A_1 (\lambda_H + \alpha \lambda_0 t_H)}, A_1^* < 1 \end{cases}$$

$$2. A_2 > 0; \quad V_0 = -\frac{\alpha \lambda_0 A_1}{2 A_L} \in [V_H, V_B]$$

Спектральная характеристика $T^*(V)$ представляет из себя параболу с минимумом в точке V_0 (рис. 53 а). В этом случае условие физической реализуемости ТКФ имеет вид:

$$T^*(v_0) = A_0 - \frac{A_2}{2 K_S \alpha^2 \lambda_0^2} - \frac{A_1^2}{4 A_2} > 0.$$

$$\text{Откуда имеем: } (\alpha_s^* - \alpha_T)^2 > \frac{2 A_2^2}{K_S (4 A_0 A_2 - A_1^2) \lambda_0^2}.$$

$$3. A_2 > 0, \quad V_0 \notin [V_H, V_B].$$

Спектральная характеристика $T^*(V)$ представляет из себя параболу с минимумом в точке V_0 , однако точка V_0 не входит в диапазон изменения переменной V . Условие физической реализуемости ТКФ можно записать в виде:

$$\begin{cases} T^*(V_B) > 0 & \text{при } V_B < V_1 \\ T^*(V_H) > 0 & \text{при } V_H > V_2, \end{cases}$$

где V_1, V_2 - корни уравнения $T^*(V) = 0$;

$$V_{1,2} = \frac{\alpha \lambda_0}{2 A_2} \left[-A_1 \pm \sqrt{(A_1^2 - 4 A_0 A_2) \frac{2 A_2^2}{K_S \alpha \lambda_0^3}} \right]$$

Величина коэффициента использования ИИ и относительная спектральная характеристика ТКФ определяются так же, как и в случае 2.

$$4. A_2 < 0.$$

Спектральная характеристика $T^*(V)$ представляет из себя параболу с максимумом в точке V_0 . Условие физической реализуемости ТКФ запишется в виде:

$$T^*(V) > 0, V_1(\alpha) < V_H(\alpha), V_B(\alpha) < V_2(\alpha).$$

Относительная спектральная характеристика ТКФ и коэффициент использования ИИ определяются так же, как и в случае 2.

Например. Пусть температурные и спектральные характеристики МОЭ (арсенидогаллиевый излучающий диод и кремниевый фотодиод) аппроксимированы функциями:

$$S_M^*(t) = (A_0 + A_1 t + A_2 t^2), \quad \lambda_S^*(t) = \lambda_{S0} (1 + \alpha_{\lambda S}^* t),$$

$$S^*(\lambda, t) = \exp[-K_S (\lambda - \lambda_S^*(t))^2].$$

$$\lambda_{S0} = 0,92 \text{ мкм}; K_S = 6930 \frac{1}{\text{мкм}^2}; \alpha_{\lambda S} = 4 \cdot 10^{-4} \frac{1}{^\circ\text{C}}; t_H = -60^\circ\text{C};$$

$$A_0 = 1; A_1 = 1,2 \cdot 10^{-3} \frac{1}{^\circ\text{C}}; A_2 = -6,5 \cdot 10^{-6} \frac{1}{^\circ\text{C}^2};$$

$$t_B = +60^\circ\text{C}; \lambda_H = -0,025 \text{ мкм}; \lambda_B = 0,025 \text{ мкм}$$

Используем в качестве ТКФ фильтр со следующими температурными характеристиками:

$$T_M(t) = 1, \quad \lambda_T = \lambda_{T0} (1 + \alpha_{\lambda T} t).$$

Из выражения (2.22) определим спектральную характеристику ТКФ и оптимальную величину $\alpha_{\lambda T}$ (рис.53):

$$T^*(V) = \sqrt{\frac{K_S}{\pi}} \left(1 - \frac{4,69 \cdot 10^{-10}}{\alpha^2 \lambda_0^2} + 1,2 \cdot 10^{-3} \frac{V}{\alpha \lambda_0} - 6,5 \cdot 10^{-6} \frac{V^2}{\alpha^2 \lambda_0^2} \right).$$

$$V_{1,2} = 92,31 \alpha \lambda_{T0} \pm \sqrt{1,624 \cdot 10^5 \alpha^{2\beta} \lambda_{T0}^2 - 7,22 \cdot 10^{-5}},$$

$$V_H(\alpha) > V_1(\alpha), V_B(\alpha) < V_2(\alpha),$$

$$V_H(\alpha) = -0,025 - 60 \alpha \lambda_{T0}, V_B(\alpha) = 0,025 + 60 \alpha \lambda_{T0},$$

Величина коэффициента использования ИИ определяется:

$$\beta = \frac{A_0 + A_1 t_B + A_2 t_B^2}{A_0 - \frac{A_2}{2 K_S \alpha^2 \lambda_0^2} + v_0 \frac{A_1}{\alpha \lambda_0} + v_0^2 \frac{A_2}{\alpha^2 \lambda_0^2}}.$$

Выбирая в качестве решения, например, $\lambda_{T0} \alpha = 10^{-3} \frac{\text{мкм}}{^\circ\text{C}}$ имеем,

$$\alpha_{\lambda T} = -6,87 \cdot 10^{-4} \frac{1}{^\circ\text{C}}; \beta = 0,95.$$

Относительная спектральная характеристика пропускания ТКФ имеет вид:

$$T(\lambda - \lambda_T) = 0,9484 + 1,138(\lambda - \lambda_T) - 6,162(\lambda - \lambda_T)^2.$$

Отклонение кривой спектральной характеристики ТКФ рисунка 53, от полученной из численного решения интегрального уравнения (30) не превышает 15% и объясняется погрешностями аппроксимации температурных характеристик МОЭ полиномом второй степени, а ядра интегрального уравнения - функцией Гаусса. Итерационный процесс численного решения интегрального уравнения (30) сходится при допустимой

погрешности решения $\varepsilon \geq 0,02\%$. При этом, величина погрешности термокомпенсации не превышает $0,05\%$ в диапазоне температур $-60 \div +80^\circ\text{C}$.

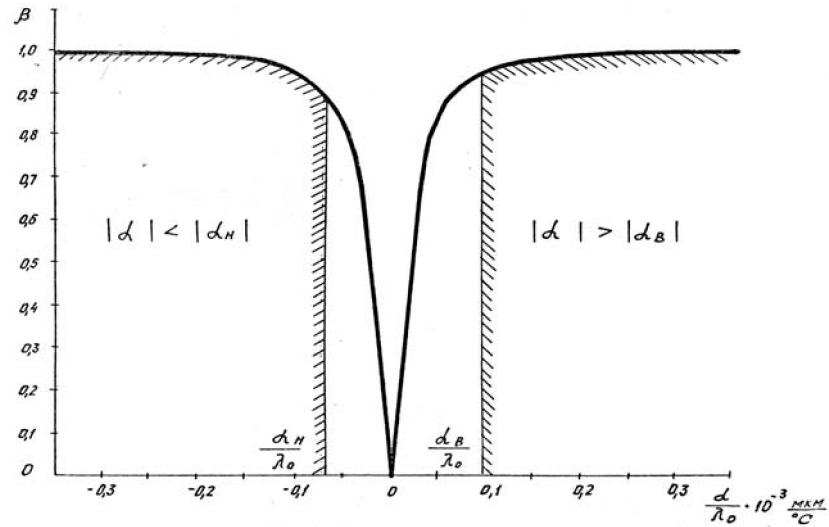


Рис.53 – Эффективность термокомпенсации β и область физической реализуемости заштрихована

В случае существенной температурной деформации относительных спектральных характеристик ОЭЭ их спектральных характеристик функциями с разностным аргументом затруднительно. В этом случае интегральное уравнение, из решения которого определяется спектральная характеристика пропускания ТКФ, имеет вид:

$$\int_{\lambda_p}^{\lambda_H} S^*(\lambda, t) T^*(\lambda, t) d\lambda = f(t). \quad (33)$$

Так как функции $S^*(\lambda, t)$, $f(t)$ чаще всего заданы таблично, то удобно производить решение уравнения (33) численными методами. После ряда преобразований уравнение можно привести к виду, в котором функция спектрального пропускания СФЭ зависит от одной переменной, связывающей оба аргумента λ, t . Методы решения таких уравнений с применением различных регуляризирующих операторов достаточно хорошо разработаны [86]. Наиболее удобно применение различных итерационных схем. Так, положив (для интерференционных фильтров) $V = 4\pi n_2(t) d_2(t) / \lambda$, и производя соответствующую замену переменной, приведем функцию $T^*(\lambda, t)$ к виду $T^*(V)$, где аргумент V связывает оба независимых аргумента λ, t . Обозначая $B(t) = 4\pi n_2(t) d_2(t)$, имеем: $V_H = \inf[B(t)]$; $V_B = \sup[B(t)] / \lambda_B$; $t = B^{-1}(\lambda V)$; $\lambda = B(t) / V$ где $t = B^{-1}(\lambda B)$ - функция, обратная функции $V = B(t) / \lambda$.

Тогда (2.23) примет вид:

$$\int_{V_H}^{V_B} S^{**}(V, U) T^*(V) dV = f^{**}(U), \quad (34)$$

$$\text{где } S^{**}(V, U) = -\frac{1}{V^2} S^*\left[\frac{U}{V}, B^{-1}(U)\right]; \quad f^{**}(U) = \frac{1}{U} f[B^{-1}(U)]; \quad U = B(t).$$

Применяя к уравнению (2.24) метод интегрирования по частям[31], запишем решение уравнения в виде итерационной схемы:

$$T_i^*(U) = T_{i-1}^*(U) + \frac{f^{**}(U)}{Q_s(U)} - \int_{V_H}^{V_B} \frac{S^{**}(V, U)}{Q_s(U)} T_{i-1}^*(U) dV,$$

где $T_i^*(U)$ итерационное приближение функции $T^*(U)$;

$$Q_s(U) = \int_{V_H}^{V_B} S^{**}(V, U) dV.$$

При этом, процесс итераций необходимо прервать, когда решение $T_i^*(U)$ наиболее близко по норме к точному решению, например, при $\sup \left| \frac{T_i^*(u) - T_{i-1}^*(u)}{T_i^*(u)} \right| \leq \varepsilon$, где ε - допустимое значение относительной ошибки определения спектральной характеристики $T^*(U)$.

7 Оптимальный синтез спектроформирующих элементов МОС

Как показано ранее, наименьшей температурной погрешностью термокомпенсации обладает вариант со специально сформированной спектральной характеристикой СФЭ. Возможны следующие варианты реализации СФЭ с заданной спектральной характеристикой.

1. Формирование спектральной характеристики пропускания поглощающих СФЭ.

Известно, что введением в состав СФЭ различных по поглощающим примесей, изменяя их состав и концентрацию, можно сформировать фильтр с заданными спектральными характеристиками [31]. Однако, реализация таких СФЭ с одновременно заданными спектральными и температурными характеристиками встречает серьезные затруднения.

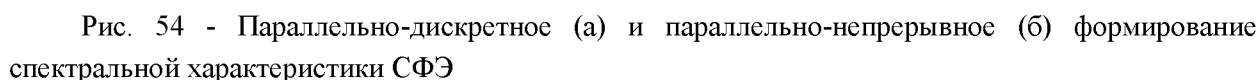
2. Формирование спектральной характеристики пропускания СФЭ с помощью набора «элементарных» фильтров.

В [83, 87] разработана методика проектирования интерференционных СФЭ с заданной величиной пропускания (просветления) для определенных спектральных диапазонов, рассматриваются вопросы контроля СФЭ в процессе их изготовления. В методике используются усредненные (интегральные) характеристики спектральных кривых. Однако, при построении прецизионных МОС используются не интегральные величины, а форма спектральной характеристики. Поэтому возникает необходимость в разработке методики проектирования СФЭ, реализующих заданную спектральную характеристику с высокой точностью.

Пропускание последовательно расположенных «элементарных» фильтров определяется произведением их спектральных характеристик:

Логарифмируя выражение, получим:

где $\tau_A^*(\lambda, t) = \ln[T_A(\lambda, t)]$; $\tau_i^*(\lambda, t) = \ln[T_{n_i}^{*j}(\lambda, t)]$.



То есть, логарифмическая спектральная характеристика пропускания последовательно расположенных фильтров определяется суммой логарифмических спектральных характеристик пропускания этих фильтров. Выбирая, например, в качестве «элементарных» фильтров ряд узкополосных фильтров с различными величинами максимумов пропускания и смещенных относительно друг друга по оси длин волн, можно синтезировать СФЭ с заданной спектральной характеристикой пропускания. При этом, из условия отсутствия температурной деформации спектральной характеристики СФЭ следует условие отсутствия температурной деформации спектральных характеристик «элементарных» фильтров и идентичность их температурных характеристик:

[illegible]

К достоинствам последовательной структуры СФЭ следует отнести постоянство спектральной характеристики пропускания СФЭ по его поверхности. К недостаткам последовательной структуры СФЭ следует отнести сложность конструкции. Использование интерференционных покрытий в качестве составляющих «элементарных» фильтров позволяет добиться хороших габаритно-весовых показателей. Однако, практическая реализация результатов расчетов затруднена из-за необходимости использования материалов с трудно различимыми показателями преломления или из-за необходимости нанесения мало отличающихся по толщине пленок.

Пропускание параллельно расположенных «элементарных» фильтров (см. рис. 54 а, б) определяется суммой спектральных характеристик при условии, что на СФЭ падает равномерный по сечению и спектральному составу поток излучения $T_A(\lambda) = \sum_{i=1}^N T_i(\lambda)$. Из

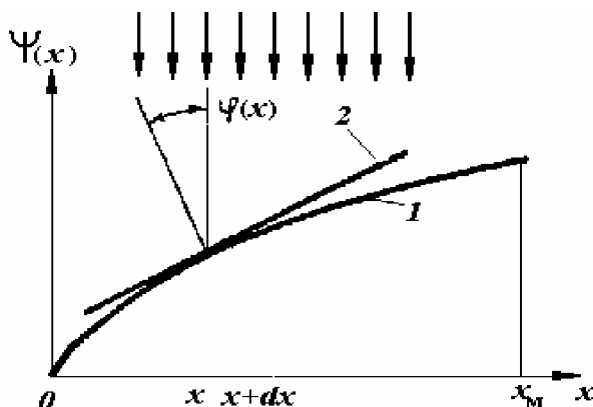
условия отсутствия температурной деформации спектральной характеристики пропускания СФЭ следует условие отсутствия температурной деформации спектральных характеристик «элементарных» фильтров и идентичность их температурных характеристик. Так как величина потока излучения, проходящего через «элементарный» фильтр, определяется его спектральными характеристиками и площадью его поверхности, то целесообразно использование непоглощающих фильтров с максимумом пропускания равным единице. В этом случае необходимая пропорция между спектральными характеристиками «элементарных» фильтров определяется соотношением их площадей. Задача синтеза спектральной характеристики пропускания СФЭ сводится к задаче аппроксимации функции $T_A(\lambda, t)$ линейной комбинацией функций $T_n^{*j}(\lambda, t)$. Величина площади Q_{Tj} поверхности j -го «элементарного» фильтра определяется величиной соответствующего коэффициента аппроксимации a_j^{**} и величиной максимума пропускания T_M^{*j} : $Q_{Tj} \sim a_j^{**} / T_{M1}^{*j}$.

Эффективность применения последовательной и параллельной конструкции СФЭ определяется величиной погрешности аппроксимации спектральной характеристики пропускания СФЭ набором спектральных характеристик «элементарных» фильтров и величиной максимума пропускания СФЭ. Погрешность аппроксимации спектральной характеристики определяется количеством «элементарных» фильтров и их характеристиками.

Так как пропускание любого СФЭ - величина всегда положительная, то при определении характеристик «элементарных» фильтров необходимо учитывать условие $a_i^{**} \geq 0$. Поскольку длина волны максимума пропускания интерференционного фильтра определяется оптической толщиной промежуточного полуволнового слоя и углом падения излучения на его поверхность, то профилируя соответствующим образом подложку СФЭ, можно изменять спектральную характеристику на различных участках его поверхности.

На рис. 27 б) изображены относительные зависимости длины волны максимума пропускания, полосы пропускания и максимума пропускания узкополосного интерференционного светофильтра от угла падения излучения на его поверхность. Пропускание

Пусть на элемент поверхности интерференционного светофильтра длиной dx , подложка которого профилирована по закону $\psi(x)$, падает плоскопараллельный поток излучения под углом $\varphi(x)$ к его поверхности (рис.56). Для упрощения будем считать, что подложка фильтра профилирована по одной координате X . Тогда угол падения излучения определится $\varphi(x) = \arctg(\frac{d\psi(x)}{dx})$



Так как относительная спектральная характеристика пропускания $T_n(\lambda)$ интерференционного фильтра с плоской подложкой определяется выражением (10), то пропускание всей поверхности СФЗ с профилированной подложкой определяется:

$$T(\lambda) = \int_0^{x_M} \frac{T_M dx}{H + D \cos[\frac{B}{\lambda} \cos \arctg(\frac{d\psi(x)}{dx})]},$$

Обозначая $Y(x) = \cos \operatorname{arctg} \left(\frac{d\psi(x)}{dx} \right)$ и производя замену переменной, имеем:

$$T(\lambda) = \int_{V_H}^{V_B} T^{**}(V^*, \lambda) \psi^*(V^*) dV^*, \quad (36)$$

$$\psi^*(V^*) = T_M \frac{d}{dV^*} [Y^{-1}(\frac{V^*}{B})]; \quad T^{**}(V^*, \lambda) = 1/(A + D \cos V^* / \lambda);$$

Таким образом, профиль подложки интерференционного СФЭ $\psi(x)$ определяется из решения линейного интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода. Решая интегральное уравнение (36) относительно неизвестной функции $\psi^*(V^*)$, например, численными методами, определим профиль подложки СФЭ:

$$\begin{cases} x = Y^{-1}\left(\frac{V^*}{B}\right) = \frac{1}{T_M} \int_{V_H}^{V_B} \psi^*(V^*) dV^* \\ V^* = BY(x) \\ \psi(x) = \int_0^x \text{tg}\{\arccos[Y(x)]\} dx. \end{cases} \quad (37)$$

Например. Определим профиль подложки интерференционного фильтра, спектральная характеристика пропускания которого имеет вид $T(\lambda) = \frac{\lambda}{10\pi} \left[\text{arctg}(20\text{tg} \frac{\pi}{\lambda}) - \text{arctg}(20\text{tg} \frac{\pi}{2\lambda}) \right]$. Пусть $X_M = 1$; $y(0) = 1$; $y(x_M) = 0,5$, а в качестве базового интерференционного фильтра на плоской подложке используется фильтр с параметрами: $H=201$; $D=200$; $T_M=1$ (длина волны максимума пропускания интерференционного фильтра с плоской подложкой при нормальном падении излучения на поверхность фильтра 0,5 мкм, а полуширина пропускания 50 нм). Тогда интегральное уравнение имеет вид:

$$\frac{\lambda}{10\pi} \left[\text{arctg}(20\text{tg} \frac{\pi}{\lambda}) - \text{arctg}(20\text{tg} \frac{\pi}{2\lambda}) \right] = \int_{2\pi}^{\pi} \frac{\psi^*(V^*) dV^*}{A + D \cos V^* / \lambda}. \quad (38)$$

Решая (38) методом последовательных приближений, имеем: $\psi^*(V^*) = -1/\pi$. Подставляя в (37), получим:

$$x = \int_{2\pi}^{V^*} \psi^*(V^*) dV^* = 2 - \frac{V^*}{\pi}; \quad V^* = By(x) = B(1 - 0,5x);$$

$$\psi(x) = \int_0^x \text{tg} \arccos(1 - 0,5x) dx = 2 \text{Ln} \left| \frac{1 + \sqrt{x - 0,25x^2}}{1 - 0,5x^2} \right| - 2\sqrt{x - 0,25x^2}$$

На рис. 57 а, б изображены графики функций $\psi(x)$ и соответствующие им характеристики спектрального пропускания.

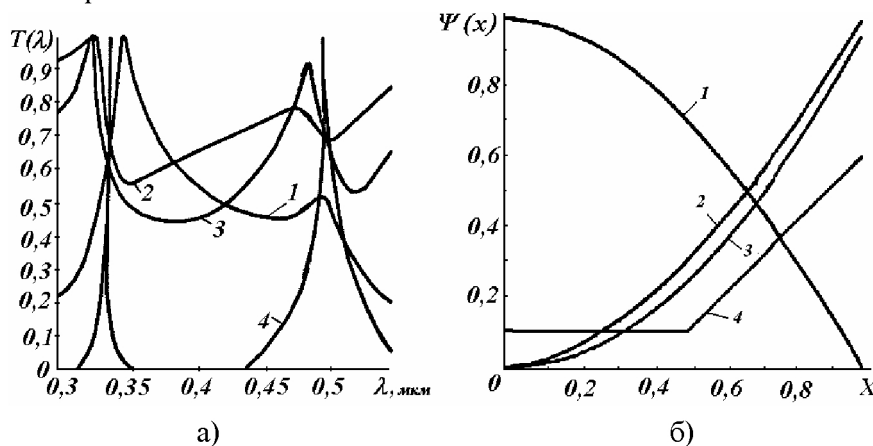


Рис. 57 – Спектральные характеристики (а) и соответствующие им профили подложек (б) СФЭ

2. Формирование спектральной характеристики пропускания СФЭ изменением толщины интерференционных слоев по его поверхности.

Пусть в качестве базового фильтра используется интерференционный узкополосный СФЭ с диэлектрическими зеркальными составляющими, а толщина d_2 промежуточного полуволнового слоя фильтра изменяется по его поверхности (по координате X). Тогда с учетом (10) при нормальном падении излучения на поверхность СФЭ имеем:

$$T(\lambda) = \int_{V_H}^{V_B} T^{**}(V^*, \lambda) \psi^*(V^*) dV^* \quad (39)$$

где $\psi^*(V^*) = C \frac{d}{dV^*} [B^{-1}(V^*)]$; $V^* = B(x)$; $B(x) = 4\pi n_2 \psi_1(x)$

$x = B^{-1}(V^*)$ - функция, обратная функции $V^* = B(x)$;

$T^{**}(V^*, \lambda) = 1 / (A + D \cos V^* / \lambda)$, $V_H = B(0)$; $V_B = B(X_M)$.

Таким образом, закон изменения толщины промежуточного полуволнового слоя по поверхности фильтра $\psi_1(x)$ определяется из решения линейного интегрального уравнения Фредмгольма 1-го рода. Решая интегральное уравнение (39) относительно неизвестной функции $\psi^*(V^*)$, получим:

$$\begin{cases} x = B^{-1}(V^*) = \frac{1}{C} \int_{V_H}^{V^*} \psi^*(V^*) dV^* \\ V^* = B(x) \\ \psi_1(x) = B(x) / 4\pi n_2 \end{cases}.$$

8 Конструкторско-технологические особенности изготовления МОС. Особенности юстировки МОС

Многообразие факторов, влияющих на характеристики МОС при их производстве, приводит к большому разбросу параметров и необходимости индивидуальной подстройки. Ниже рассматриваемые способы подстройки параметров МОС позволяют существенно увеличить допуски на отклонение параметров их элементов от номинальных значений.

Подстройка параметров СФЭ может быть осуществлена несколькими способами. В качестве варьируемых параметров СФЭ могут использоваться: длина волны максимума пропускания, полоса пропускания, крутизна спектральной характеристики и т.д. Удобно осуществлять подстройку параметров СФЭ изменением длины волны максимума пропускания, так как для многих СФЭ изменение длины волны максимума пропускания не представляет особой сложности. Так изменение угла падения потока излучения на поверхность СФЭ приводит к соответствующему сдвигу его спектральной характеристики.

На рис.58 а) схематично изображена конструкция элементарного оптрона, в котором

подстройка параметров СФЭ осуществляется изменением угла падения излучения на его поверхность.

Определив характеристики спектроформирующего элемента для среднестатистических спектральных и температурных характеристик МОЭ и некоторого среднего угла наклона, можно для реального образца компенсировать влияние отклонения его характеристик от расчетных изменением угла падения излучения на поверхность СФЭ.

На рис.58 б) изображена конструкция элементарного оптрона, в которой изменение длины волны максимума пропускания осуществляется изменением напряжения питания электрически управляемого СФЭ. В качестве управляемого СФЭ используется интерференционный фильтр, выполненный из вещества, обладающего электрооптическим эффектом, модулятор, использующие эффекты Франца-Келдыша и др. Такие фильтры позволяют реализовать элементарные оптроны вместе со спектроформирующими элементами в микропленочном и интегральном исполнении.

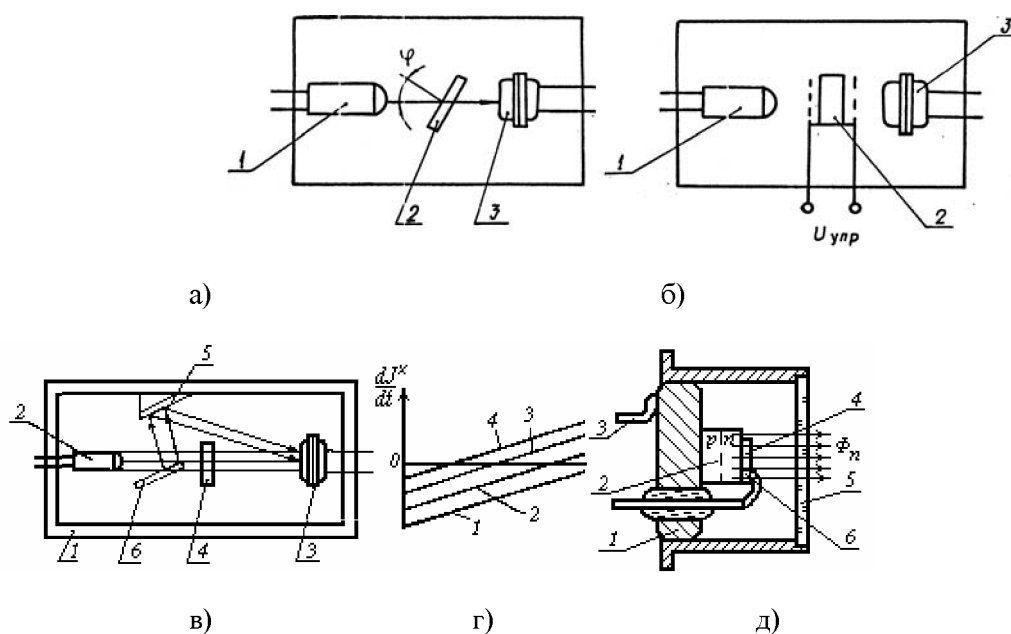


Рис.58 – Подстройка параметров МОС

На рис. 58 в) изображена конструкция элементарного оптрона, в которой подстройка параметров СФЭ, используемого в качестве термокомпенсирующего фильтра, осуществляется изменением соотношения между потоком излучения падающим на приемник излучения через ТКФ и потоком минуящим его. Такой оптрон состоит из корпуса 1, источника излучения - 2, приемника излучения - 3 и ТКФ - 4. Между источником излучения и фильтром помещено регулируемое светоделительное устройство, состоящее из подвижного 6 и неподвижного 5 зеркал. Термокомпенсирующий фильтр рассчитывается для наихудшего сочетания температурных и спектральных характеристик элементов. Под наихудшим сочетанием температурных и спектральных характеристик понимается такое их отклонение от средних значений, когда функция $|\xi_1|$ принимает наибольшее, а функция $|\xi_2|$ наименьшее значения. В случае, когда весь поток источника

излучения падает на приемник через ТКФ. Для оптрона с наилучшим сочетанием характеристик результирующий температурный коэффициент окажется равным нулю (рис.58 г, кривая 1). Для оптрона, элементы которого имеют меньшее значение $|\xi_1|$ и большее значение $|\xi_2|$ наступит эффект перекомпенсации, т.е. результирующий температурный коэффициент изменит знак (кривые 2,3,4). Перемещением подвижного зеркала в светоделительном устройстве изменяется соотношение γ_n между световым потоком, прошедшим к приемнику излучения через ТКФ - Φ_{TK} и потоком минующим его - $\Phi_{МТК}$:

$$\gamma_n = \frac{\Phi_{TK}}{\Phi_{TK} + \Phi_{МТК}}. \quad (40)$$

Ясно, что всегда найдется такое положение подвижного зеркала, когда результирующий температурный коэффициент равен нулю.

Рассмотренный вариант регулировки температурного коэффициента функции передачи оптрона может быть так же реализован при использовании тонкопленочных термокомпенсирующих покрытий. На рис. 58 д) изображена конструкция полупроводникового излучающего диода с нанесенным на поверхность кристалла ПТП. 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.). Этим достигается изменение соотношения (40). Представим в первом приближении температурную зависимость интегральной чувствительности приемника излучения термокомпенсированного $J^*(t)$ и некомпенсированного $J(t)$ МОС в виде:

$$J^*(t) = J_0^*(1 + \alpha_J^* t); \quad J(t) = J_0(1 + \alpha_J t) \quad (41)$$

где $J_0 = J(t_0)$; $J_0^* = J^*(t_0)$.

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

$$J_\gamma(t) = \gamma_n J^*(t) + (1 - \gamma_n) J(t), \text{ где } \gamma_n = \frac{Q_{TK}}{Q_0} - \text{параметр}$$

подстройки; Q_0, Q_{TK} - полная площадь поверхности источника излучения и площадь поверхности, покрытая ПТП.

С учетом (41) и (13) получим:

$$J_\gamma(t) \approx J_0 \beta_\gamma (1 + \alpha_\gamma t), \quad (42)$$

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

Откуда имеем: $\alpha_\gamma = 0$ 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 ПТП, определяется соотношением температурных коэффициентов изменения чувствительности в режиме перекомпенсации и некомпенсированного МОС.

Из (42) следует, что величина коэффициента использования ИИ β_γ возрастает при уменьшении ρ_γ , т.е. чем больше перекомпенсация, тем больше коэффициент использования ИИ (рис. 4.2).

На рис.40а,б изображены экспериментальные температурные зависимости погрешности температурной компенсации изменения мощности излучения арсенидогаллиевого диода при различных значениях параметра подстройки γ_n и исходной максимальной погрешности компенсации 8%, а на рис. 41- зависимость максимальной погрешности температурной компенсации в диапазоне температур 30-130°C в зависимости