

**Анализ спектров пропускания распределенных брэгговских отражателей
в зависимости от параметров четвертьволновых слоев***Д. А. Пашкеев, А. М. Усова, Д. В. Ильинов, А. В. Никонов, Кошавцев Н. Ф.*

На основе метода матрицы переноса разработана численная модель по расчету спектров пропускания и отражения многослойных эпитаксиальных гетероструктур для спектрального диапазона, в котором отсутствует высокое поглощение в материале. Проведен численный анализ зависимостей целевой длины волны излучения, ширины стоп-зоны и величины коэффициента пропускания брэгговских зеркал от технологических параметров структуры и различных полупроводниковых материалов, используемых в оптоэлектронике. Корректность получаемых результатов была установлена из сравнения расчетных спектров пропускания с измеренными спектрами для зеркал, изготовленных на основе гетеропары $Pb_{1-x}Eu_xTe/EuTe$ с составами $x < 0,1$ для спектрального диапазона от 3,5 до 5 мкм. Из расчетов показано, что данные материалы обладают высоким оптическим контрастом в гетеропаре от 0,37 до 0,39, пропускание зеркал в стоп-зоне составляет менее 5 % для трех пар, для четырех пар – менее 1 %. Ширина стоп-зоны для нужного спектрального диапазона находится в пределах от 1100 $см^{-1}$ до 1400 $см^{-1}$.

Ключевые слова: брэгговское зеркало, многослойная структура, матрица переноса, спектры пропускания, твердый раствор $PbEuTe$.

Ссылка: Пашкеев Д. А., Усова А. М., Ильинов Д. В., Никонов А. В., Кошавцев Н. Ф. // Прикладная физика. 2018. № 6. С. 90.

Reference: D. A. Pashkeev, A. M. Usova, D. V. Iljinov, A. V. Nikonov, and N. F. Koschavtsev, Prikl. Fiz., No. 6, 90 (2018).

Введение

Повышение уровня рабочих характеристик и поиск новых принципов работы различных оптоэлектронных устройств является важной задачей

[1, 2]. Использование в приборах распределенных брэгговских отражателей позволяет либо осуществить дополнительное усиление полезного сигнала, либо его фильтрацию. С использованием таких отражателей разрабатываются фотодетекторы с резонансным усилением [3, 4] и лазеры с вертикальным выводом излучения, причём как с микрорезонатором [5], так и с внешним резонатором [6]. В частности, они применяются в спектральном газоанализе [7] и телекоммуникации [8].

Распределенный брэгговский отражатель или, по-другому, брэгговское зеркало, является многослойной структурой, состоящей из диэлектрических слоев с различными значениями показателя преломления. Выбирая определенные количество и толщины слоев, можно варьировать величину отражения зеркал от 0 до почти 100 % для определенной длины волны, называемой целевой ($\lambda_{\text{цел}}$). В отличие от металлических (отражение в которых определяется коэффициентом экстинкции), в брэгговских зеркалах внутреннее поглощение на $\lambda_{\text{цел}}$ мало и определяется в основном чистотой материала. Эти два фактора, а именно, почти полное отсутствие поглощения и возможность из-

Пашкеев Дмитрий Александрович^{1,2}, гл. спец. НИЦ, доцент, к.ф.-м.н.

Усова Анастасия Михайловна^{1,2}, практикант, студент.

Ильинов Денис Владимирович¹, инженер НИЦ.

Никонов Антон Викторович^{1,3}, нач. НИЦ, зам. зав. кафедрой, к.ф.-м.н.

Кошавцев Николай Федорович¹, гл. спец.

¹ АО «НПО «Орион».

Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

E-mail: orion@orion-ir.ru

² МИРЭА – Российский технологический университет (РТУ МИРЭА).

Россия, 119454, Москва, просп. Вернадского, 78.

³ Московский физико-технический институт

(государственный университет).

Россия, 141700, Московская обл., г. Долгопрудный,

Институтский пер., 9.

Статья поступила в редакцию 30 ноября 2018 г.

© Пашкеев Д. А., Усова А. М., Ильинов Д. В., Никонов А. В., Кошавцев Н. Ф., 2018

менять величину отражения в широких пределах определяют их основное достоинство при разработке приборов.

Использование для изготовления брэгговских зеркал эпитаксиальных методов выращивания позволяет выполнить первое условие. Этими методами получают слои высокого кристаллического совершенства и чистоты, с атомно-гладкими интерфейсами, что значительно уменьшает поглощение электромагнитного излучения в материале и его дополнительное рассеяние при конструировании прибора. Однако для того чтобы получить структуры с заданными характеристиками, необходим детальный анализ влияния их параметров на оптические свойства.

Спектры пропускания и отражения таких зеркал являются их основной характеристикой. Аналитически можно рассчитать только некоторые свойства спектров в зависимости от технологических параметров в определенных узких границах. Например, отражение на целевой длине волны излучения и полуширину области высокого отражения. При этом расчеты проводятся только при условии нормального падения излучения на структуру, разница между показателями преломления в слоях должна быть незначительная и учет границы раздела между материалом и внешней средой не проводится. На практике при конструировании зеркал необходимо учитывать все эти условия. Поэтому практически удобным способом проведения подобного анализа является построение численной модели на основе метода матрицы переноса.

Целью данной работы являлась разработка (на основе метода матрицы переноса) численной модели по расчету спектров пропускания и отражения брэгговских зеркал, выращиваемых эпитаксиальными методами из твердых растворов различных полупроводниковых соединений, а также проведение анализа спектров пропускания в зависимости от толщины и показателя преломления материала слоев и от их количества в структуре в интересах сравнения расчетных спектров с экспериментальными спектрами брэгговских зеркал, изготовленных на основе твердого раствора PbEuTe.

Брэгговское зеркало и численная модель для расчета спектров пропускания

В основе принципа работы брэгговских зеркал лежит эффект возникновения многолучевой интерференции электромагнитного излучения в гетероструктурах. Для возникновения эффективной интерференции, в результате которой происходит либо усиление, либо ослабление волны, зеркало конструируют из пары слоев с различными

показателями преломления (n_1 и n_2), причем их оптические толщины выбираются равными четверти целевой длины волны излучения в материале ($d_i = \lambda_{\text{цел}}/4n_i$).

Спектры пропускания зеркал имеют сложный вид. Их основной особенностью является наличие области высокого отражения или т. н. стоп-зоны. Целевая длина волны излучения, на которую настраивается зеркало, определяет центр стоп-зоны, и в ней достигается максимальное отражение. Ширина стоп-зоны $\Delta k_{\text{сз}}$ и максимальное значение отражения зеркала зависят от $\lambda_{\text{цел}}$, относительного оптического контраста $C = (n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)$ в гетеропаре и количества периодов в зеркале.

Для анализа зависимости спектров пропускания брэгговских зеркал от их структуры удобно использовать численную модель на основе метода матрицы переноса. В данном методе устанавливается соотношение между падающей E_i , отраженной E_r и прошедшей E_t электромагнитными волнами посредством матрицы рассеяния S :

$$\begin{pmatrix} E_i \\ E_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_t \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где S_{jk} – элементы матрицы S .

Матрица рассеяния S представляет собой суперпозицию матриц M_{jk} и D_k , где j и k – это номера двух соседних слоев в гетероструктуре. Эти матрицы описывают изменение амплитуды и фазы падающей волны на каждой границе в структуре, где изменяется оптическая плотность:

$$S = M_{01} \times D_1 \times M_{12} \times D_2 \dots D_{m-1} \times M_{m-1m}. \quad (2)$$

Матрицы M_{jk} и D_k имеют выражение:

$$M_{jk} = \frac{1}{t_{jk}} \begin{pmatrix} 1 & r_{jk} \\ r_{jk} & 1 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$D_k = \begin{pmatrix} e^{-\Delta\Phi_k} & 0 \\ 0 & e^{+\Delta\Phi_k} \end{pmatrix},$$

$$\Delta\Phi_k = \frac{2\pi n_k}{\lambda} \cos(\theta_k) d_k. \quad (4)$$

В выражениях (3) и (4) t_{jk} и r_{jk} обозначают пропускание и отражение при переходе луча из j -го в k -й слой, а d_k и θ_k обозначают толщину и угол распространения луча относительно нормали k -го слоя. Пропускание и отражение на каждой границе можно выразить по формулам Френеля для двух различных поляризаций:

$$t_{jk}^{\perp(\parallel)} = \frac{2n_j \cos \theta_j}{n_{j(k)} \cos \theta_k + n_{k(j)} \cos \theta_k},$$

$$r_{jk}^{\perp(\parallel)} = \frac{N_{j(k)} \cos \theta_j - N_{k(j)} \cos \theta_k}{N_{j(k)} \cos \theta_j + N_{k(j)} \cos \theta_k}. \quad (5)$$

Пропускание $T_{\text{пр}}$ и отражение $R_{\text{отр}}$ всей структуры выражаются следующими формулами:

$$T_{\text{пр}} = \frac{\text{Re}(n_m)}{\text{Re}(n_0)} * \left| \frac{1}{S_{11}} \right|^2, \quad R_{\text{отр}} = \left| \frac{S_{21}}{S_{11}} \right|^2, \quad (6)$$

где n_0 и n_n – показатели преломления материалов, расположенных до и после образца.

Проводя соответствующие расчеты пропускания и отражения структуры для интересующего диапазона длин волн, удается восстанавливать необходимые спектры.

Анализ спектров пропускания брэгговских зеркал в зависимости от их структуры

Типичные спектры пропускания брэгговских зеркал для различного количества периодов в структуре показаны на рис. 1 (в обратных сантиметрах). Целевая длина волны для всех структур при расчете выбиралась одинаковой и равнялась $\lambda_{\text{цел}} = 4$ мкм (или 2500 см^{-1}). Значения показателей преломления для слоев в периоде равнялись $n_1 = 3$, $n_2 = 2$, причём не зависели от длины волны излучения. Выбор показателей преломления обуслов-

лен близостью их значений к показателям преломления материалов A_3B_5 , а возможность пренебречь дисперсией n обусловлена тем, что такие зеркала работают в областях с малым поглощением в материале, и поэтому изменения $n(\lambda)$ не существенны в таких расчетах.

Оптический контраст такой пары равняется $C = 0,2$. Толщина первого слоя в паре равняется $d_1 \approx 0,33$ мкм, толщина второго – $d_2 \approx 0,5$ мкм. Ширина стоп-зоны для данных зеркал приблизительно получается $\Delta k_{\text{сз}} \approx 680 \text{ см}^{-1}$. Как видно из рис. 2, с увеличением количества четвертьволновых пар в зеркале пропускание в стоп-зоне уменьшается. Для пары с таким оптическим контрастом и целевой длиной волны излучения стоп-зона становится явно выраженной только при количестве периодов более трех. Здесь величина пропускания на длине волны $\lambda_{\text{цел}}$ изменяется следующим образом: для 3 периодов $T_{\text{пр}} \approx 40 \%$, для 5 – $T_{\text{пр}} \approx 9,5 \%$, для 7 – $T_{\text{пр}} \approx 2 \%$, для 14 – $T_{\text{пр}} \approx 0,2 \%$. При этом с изменением количества периодов ширина стоп-зоны изменяется незначительно.

Область высокого отражения в спектрах в основном зависит от целевой длины волны излучения и оптического контраста в паре. Чем больше $\lambda_{\text{цел}}$ в мкм и меньше C , тем уже стоп-зона и наоборот. Эти закономерности проиллюстрированы на рис. 2. На нем показано, как изменяются зависимости $\Delta k_{\text{сз}}$ от значения $\lambda_{\text{цел}}$ для трех оптических контрастов, равных $C = 0,2$; $0,33$ и $0,43$. Показатели преломления в периоде при этом изменяются следующим образом: $n_1/n_2 = 3/2$; $4/2$; $5/2$.

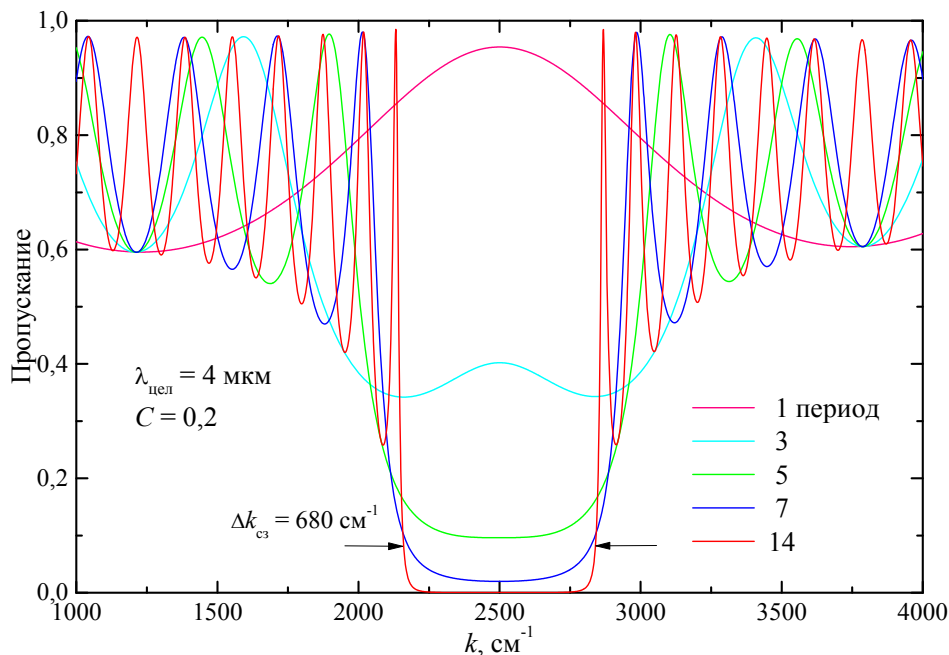


Рис. 1. Рассчитанные методом матрицы переноса спектры пропускания брэгговских зеркал с различным количеством периодов. Показатель преломления в периоде не зависит от частоты и равен для слоев: $n_1 = 3$, $n_2 = 2$.

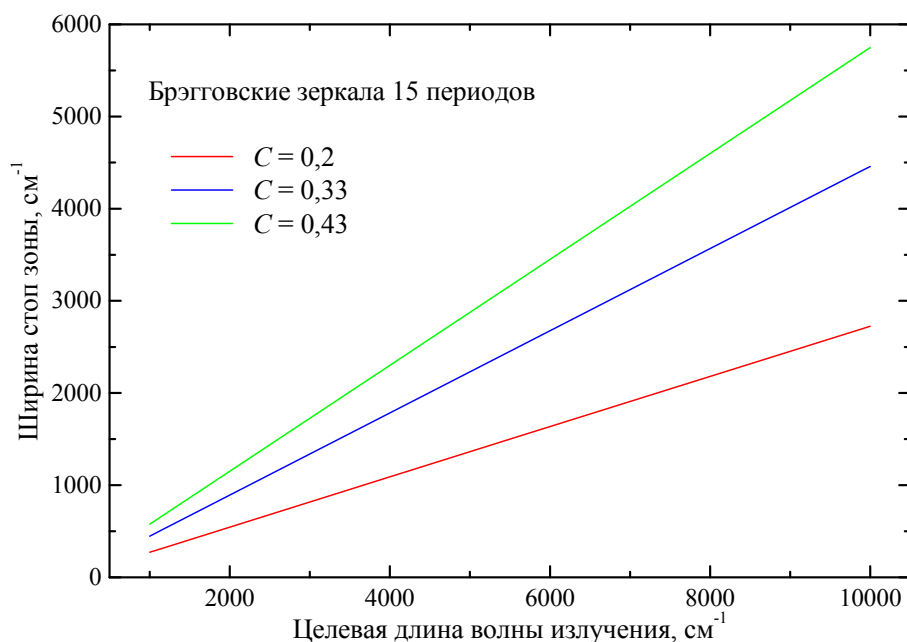


Рис. 2. Зависимости ширины стоп-зоны Брэгговского зеркала от целевой длины волны излучения для трех различных значений оптического контраста в периоде: $C = 0,2; 0,33$ и $0,43$, при этом показатели преломления изменяются: $n_1/n_2 = 3/2; 4/2; 5/2$.

Ширина стоп-зоны $\Delta k_{сз}$ измерялась на высоте пропускания, когда $T_{пр} = 0,1$. Как видно из рис. 2, зависимость ширины стоп-зоны от целевой длины волны излучения является линейной и увеличивается кратно уменьшению длины волны. Так, для $C = 0,2$ для $\lambda_{цел} = 10$ мкм (1000 см^{-1}) имеем $\Delta k_{сз} = 273 \text{ см}^{-1}$, а для $\lambda_{цел} = 1$ мкм (10000 см^{-1}) получаем $\Delta k_{сз} = 2730 \text{ см}^{-1}$. С увеличением контраста ширина области высокого отражения увеличивается, линейная зависимость остается, а угол наклона изменяется. Для примера укажем, что для $C \approx 0,43$ и $\lambda_{цел} = 10$ мкм (1000 см^{-1}) значения ширины этой области равно $\Delta k_{сз} = 576 \text{ см}^{-1}$, а для $\lambda_{цел} = 1$ мкм (10000 см^{-1}) имеем $\Delta k_{сз} = 5760 \text{ см}^{-1}$. Чем больше оптический контраст, тем быстрее стоп-зона уменьшается с увеличением $\lambda_{цел}$ в мкм

(с уменьшением в см^{-1}), причем угол наклона зависимости $\Delta k_{сз}(\lambda_{цел})$ прямо пропорционален оптическому контрасту.

Зависимости величины пропускания на длине волны $\lambda_{цел}$ и ширины стоп-зоны от оптического контраста показаны на рис. 3. При расчетах значение n_2 было фиксированным и равнялось $n_2 = 2$, значение n_1 варьировалось в пределах от 2,5 до 6,5, что соответствует изменению C в пределах от 0,11 до 0,53. Для наглядности сопоставления на верхней оси абсцисс обозначены соответствующие оптическому контрасту значения n_1 . По оси ординат показаны значения пропускания зеркала на целевой длине волны (с левой стороны) и ширина стоп-зоны (с правой).

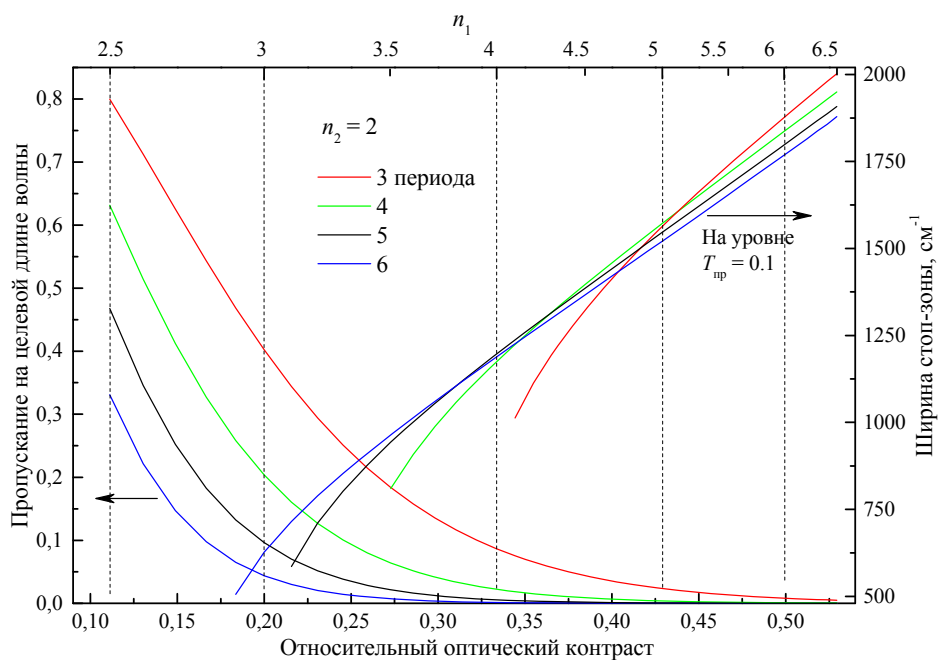


Рис. 3. Зависимость пропускания для $\lambda_{цел}$ и $\Delta k_{сз}$ зеркала от оптического контраста в четвертьволновой паре.

Ширина стоп-зоны с увеличением C увеличивается линейно, если пропускание зеркала на целевой длине меньше 0,1 и близко к нулю. Но с уменьшением C требуется все больше и больше периодов, чтобы достигалось это условие. Поэтому при постоянном количестве периодов пропускание зеркала начинает увеличиваться, и стоп-зона быстрее сужается. В результате, зависимость $\Delta k_{cz}(C)$ для малых C нелинейная. Также из рисунка можно видеть, что чем меньше периодов в зеркале, тем быстрее увеличивается ширина зоны с увеличением оптического контраста. Что касается пропускания зеркала, то, как и следовало ожидать, чем больше оптический контраст, тем больше становится отражение.

Сравнение с экспериментальными результатами

Для верификации результатов численного анализа в работе было проведено их сравнение с эпитаксиальными брэгговскими зеркалами на основе гетеропары $\text{Pb}_{0,95}\text{Eu}_{0,05}\text{Te}/\text{EuTe}$, выращенными методом молекулярно-лучевой эпитаксии [9]. Твердый раствор $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ ($0 \leq x \leq 1$) образован двумя полупроводниковыми бинарными соединениями: теллуридом свинца PbTe с узкой шириной запрещенной зоны $E_g \approx 0,21$ эВ при $T = 77$ К и широкозонным теллуридом европия EuTe , для которого $E_g \approx 2,2$ эВ. Такая разница в ширинах запрещенных зон приводит к тому, что и показатели преломления соединений значительно отличаются. Так, для PbTe значение $n \approx 6$, а для $\text{EuTe} - n \approx 2$.

Эти свойства материала используются при изготовлении высокоотражающих брэгговских зеркал и микрорезонаторов для вертикально излучающих лазеров на длину волны излучения от 3,5 до 5 мкм [10, 11], применяемых в системах газоанализа. Благодаря высокому оптическому контрасту, достигаемому в четвертьволновой паре $\text{Pb}_{0,95}\text{Eu}_{0,05}\text{Te}/\text{EuTe}$, удается получать коэффициент отражения зеркала $R > 99\%$, используя всего три пары. Выбор данной гетеропары обусловлен, во-первых, необходимостью использовать в зеркалах прозрачные слои для заданного спектрального диапазона ($E_g > \hbar\omega$), во-вторых, целесообразностью подбора гетеропары с наибольшим оптическим контрастом для увеличения локализации электромагнитного поля в резонаторе и экономии материала при технологическом процессе.

На основе полученных результатов были построены зависимости пропускания на целевой длине волны излучения и ширины стоп-зоны Брэгговских зеркал с 3 и 4 периодами в зависимости от относительного оптического контраста (см. рис. 4). Расчеты проводились для двух $\lambda_{\text{цел}}$, равных 4 и 5 мкм. Поглощение не учитывалось, значение $n_2 = 2,2$, соответствующее EuTe , выбиралось фиксированным, а n_1 варьировалось от 4,5 до 5,5, что соответствует различным составам твердого раствора $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ для x в пределах от 0 до 0,1. Значения n_1 , соответствующие C на нижней шкале, показаны на верхней шкале рис. 4.

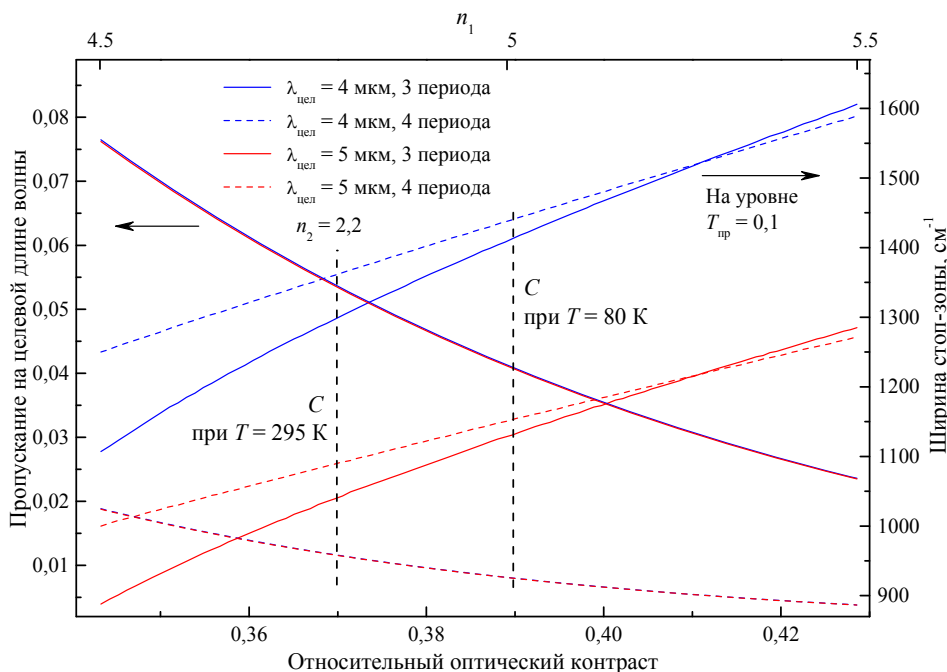


Рис. 4. Рассчитанные зависимости изменения пропускания для $\lambda_{\text{цел}}$ и Δk_{cz} зеркал с 3 и 4 периодами от C в периоде. Значение $n_2 = 2,2$ было фиксированным, а n_1 варьировалось от 4,5 до 5,5. Значения n_1 соответствующие относительному оптическому контрасту на нижней шкале показаны на верхней шкале рисунка.

Пунктирными линиями, перпендикулярными оси абсцисс, на рис. 4 показан примерный диапазон изменения n для твердого раствора $Pb_{0,95}Eu_{0,05}Te$ с температурой от 80 К до 295 К. Как видно из расчетов, при таком C для трехпериодного зеркала пропускание в стоп-зоне становится меньшим $T_{пр} < 5\%$, а для четырехпериодного – $T_{пр} < 1\%$. При этом величина пропускания в зависимости от того, на какую длину волны излучения настраиваются зеркала, изменяется на 0,05 % для 3-периодных зеркал и на 0,02 % для 4-периодных.

Для выбранных значениях C , $\lambda_{цел}$ и количества периодов ширина стоп-зоны варьируется в пределах от 1100 см^{-1} до 1400 см^{-1} . Как видно из рис. 4, чем меньше $\lambda_{цел}$, тем шире стоп-зона. И для четырехпериодного зеркала зависимость $\Delta k_{сз}(C)$ для рассматриваемых C почти линейная, а для трехпериодного виден сильный изгиб приблизительно при $C < 0,38$. Это связано с тем, что пропускание зеркал начинает сильно возрастать с уменьшением оптического контраста.

Спектр пропускания брэгговского зеркала на основе гетеропары $Pb_{0,94}Eu_{0,06}Te/EuTe$, состоящего из 3,5 периодов, с целевой длиной волны излучения $\lambda_{цел} = 3,7\text{ мкм}$, измеренного при комнатной температуре, показан на рис. 5. На вставке показана

на фотография скола зеркала, сделанного на электронном микроскопе. Дополнительный слой $Pb_{0,94}Eu_{0,06}Te$, образующий половину периода, вводится для защиты $EuTe$, так как последний сильно окисляется. Сплошной линией на рисунке показан измеренный на Фурье-спектрометре спектр пропускания зеркала, а кружочками – рассчитанный методом матрицы переноса. При расчете использовались значения дисперсии показателя преломления слоев, полученные в работе [12], причём поглощение не учитывалось.

Приведенная методика расчета многослойных структур, помимо непосредственного анализа оптических свойств зеркал, может быть использована и для контроля технологических параметров. Варьируя толщины и показатель преломления, т. е. состав слоев, можно добиться максимального согласования экспериментального и расчетного спектров, тем самым уточняя параметры. В частности, для структуры на рис. 5 усредненные значения толщин в паре равняются $d_1/d_2 \approx 223/473$ (всё в мкм), а показатели преломления для $\lambda_{цел} - n_1/n_2 \approx 4,8/2,25$ ($C \approx 0,36$) при $T = 295\text{ К}$. Эти значения согласуются с технологическими данными и измерениями на электронном микроскопе.

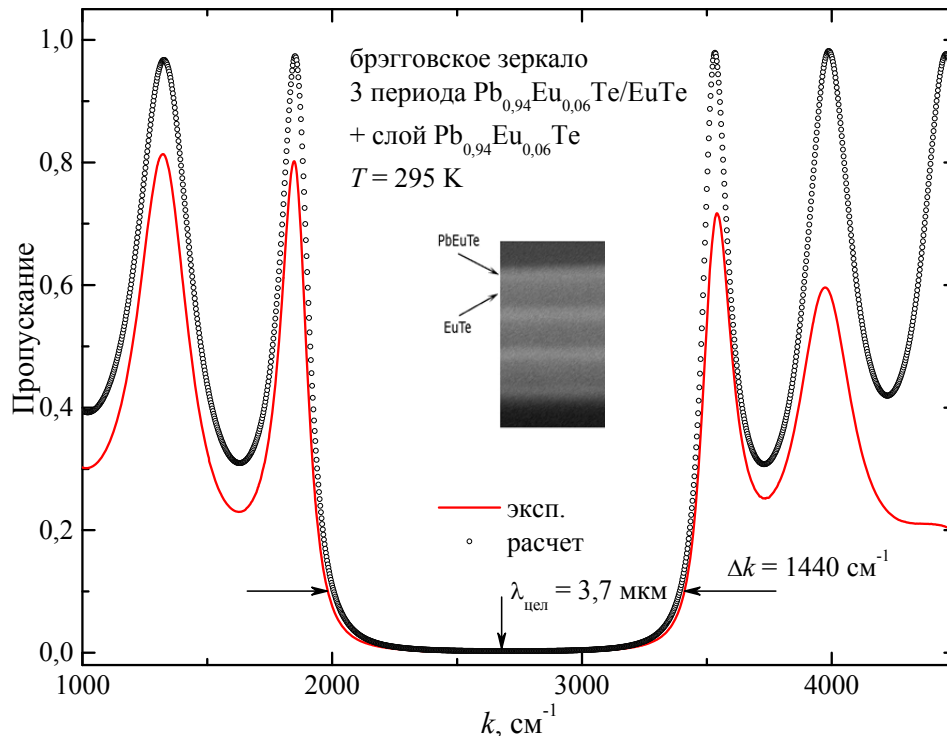


Рис. 5. Спектр пропускания трехпериодного брэгговского зеркала на основе гетеропары $Pb_{0,94}Eu_{0,06}Te/EuTe$ с дополнительным четвертьволновым защитным слоем $Pb_{0,94}Eu_{0,06}Te$ при $T = 295\text{ К}$. Сплошной линией показан измеренный спектр на Фурье-спектрометре, а кружочками – рассчитанный методом матрицы переноса. На вставке показана фотография скола структуры, сделанная на электронном микроскопе.

Как видно из рис. 5, положения экстремумов пропускания и стоп-зоны хорошо совпадают. Амплитуды пропускания различаются, что отчетливо выражено для спектра в области больших значений волновых векторов. Это связано с тем, что в данной области начинает сильно сказываться влияние края поглощения в слоях $\text{Pb}_{0,94}\text{Eu}_{0,06}\text{Te}$. Ширина стоп-зоны равняется 1440 см^{-1} , и это согласуется с расчетными значениями, приведенными на рис. 4. Специальные измерения коэффициента отражения на целевой длине волны излучения показали, что $R \approx 99,8 \%$.

Заключение

Разработанная модель на основе метода матрицы переноса позволяет проводить численный расчет спектров пропускания и отражения многослойных эпитаксиальных структур. Из сравнения расчетных спектров пропускания с измеренными спектрами для брэгговских зеркал, изготовленных на основе гетеропары $\text{Pb}_{0,95}\text{Eu}_{0,05}\text{Te}/\text{EuTe}$, показана корректность работы численной модели. С ее помощью удается рассчитывать спектры с необходимой точностью. В работе при расчетах учитывалась только реальная часть показателя преломления. Это позволяет сравнивать только положение экстремумов в спектрах, что достаточно для проектирования приборов. Для анализа влияния на свойства зеркал поглощения в слоях необходимо учитывать и мнимую часть показателя преломления.

Из проведенного анализа зависимостей основных свойств брэгговских зеркал (целевой длины волны излучения, ширины стоп-зоны и величины коэффициента отражения) от технологических параметров показано, что:

- $\lambda_{\text{цел}}$ выбирается исходя из конкретной задачи и определяется толщинами четвертьволновых пар зеркала;
- $\Delta k_{\text{сз}}$ зависит от $\lambda_{\text{цел}}$ и C , увеличивается с уменьшением значения целевой длины волны излучения и увеличением оптического контраста в паре;
- отражение в центре стоп-зоны зависит от количества пар в зеркале и C в них, оно увеличи-

вается с увеличением и количества пар и оптического контраста;

Для брэгговских зеркал на основе твердого раствора $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ ($0 \leq x \leq 1$) рассчитаны зависимости величин пропускания на $\lambda_{\text{цел}}$ и $\Delta k_{\text{сз}}$ от оптического контраста для значений $\lambda_{\text{цел}}$ от 4 до 5 мкм и различного количества пар в зеркалах. Оптический контраст в периоде задается различными составами твердых растворов, и для гетеропары $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}/\text{EuTe}$ с составами $x < 0,1$ находится в пределах от 0,37 до 0,39. Из расчетов получено, что для таких зеркал пропускание в стоп-зоне становится меньшим $T_{\text{пр}} < 5 \%$ для 3-х пар, а для 4-х пар – $T_{\text{пр}} < 1 \%$. Для интересующего спектрального диапазона ширина стоп-зоны варьируется в пределах от 1100 см^{-1} до 1400 см^{-1} . Полученные результаты подтверждены сравнением с экспериментальными спектрами пропускания брэгговских зеркал, измеренных на Фурье-спектрометре.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бурлаков И. Д., Болтарь К. О., Власов П. В., Лопухин А. А., Торопов А. И., Журавлев К. С., Фадеев В. В. // Прикладная физика. 2016. № 3. С. 58.
2. Бурлаков И. Д., Пономаренко В. П., Филачев А. М., Дегтярев Е. В. // Прикладная физика. 2007. № 2. С. 43.
3. Temelkuran B., Ozbay E., Kavanaugh J. P., Tuttle G., Ho K. M. // Applied Physics Letters. 1998. Vol. 72. P. 2376.
4. Kou-Wei Lai, Sheng-Di Lin, Zong-Lin Li, Chi-Cheng Wang // Applied Optics. 2013. Vol. 52. P. 6906.
5. Ding Y., Fan W. J., Ma B. S., Xu D. W., Yoon S. F., Liang S., Zhao L. J., Wasiak M., Czyszanowski T., Nakwaski W. // Journal of Applied Physics. 2010. Vol. 108. P. 073111.
6. Kilen I., Koch S. W., Hader J., Moloney J. V. // Applied Physics Letters. 2018. Vol. 112. P. 262105.
7. Pustogov V. V., Kuhnemann F., Sumpf B., Heiner Y., Herr K. // Journal of Molecular Spectroscopy. 1994. Vol. 167. P. 288.
8. Haidar M. T., Preu S., Paul S., Gierl C., Cesar J., Emsia A., Kuppers F. // Optics Letters. 2015. Vol. 40. P. 5528.
9. Селиванов Ю. Г., Чижевский Е. Г., Мартовицкий В. П., Кнотько А. В., Засавицкий И. И. // Неорганические материалы. 2010. Т. 46. № 8. С. 1183.
10. Пашкеев Д. А., Селиванов Ю. Г., Чижевский Е. Г., Засавицкий И. И. // Физика и техника полупроводников. 2016. Вып. 2. С. 229.
11. Rahim M., Khair A., Felder F., Fillh M., Zogg H., Sigrist M. W. // Applied Physics B. 2010. Vol. 100. P. 261.
12. Пашкеев Д. А., Селиванов Ю. Г., Чижевский Е. Г., Ставровский Д. А., Засавицкий И. И. // Физика и техника полупроводников. 2011. Вып. 8. С. 1014.

Analysis of transmission spectra of distributed Bragg reflectors depending on the parameters of quarter-wave layers

D. A. Pashkeev^{1,2}, A. M. Usova^{1,3}, D. V. Iljinov¹, A. V. Nikonov^{1,3}, and N. F. Koschavtsev¹

¹ Orion R&P Association
9 Kosinskaya str., Moscow, 111538, Russia
E-mail: orion@orion-ir.ru

² MIREA – Russian Technological University (RTU MIREA)
78 Vernadsky av., Moscow, 119454, Russia

³ Moscow Institute of Physics and Technology
9 Institutskiy al., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia

Received November 30, 2018

Based on the transfer matrix method, a numerical model is developed for calculating the transmission and reflection spectra of multilayer epitaxial heterostructures for the spectral range in which there is no high absorption in the material. The numerical analysis of the dependencies of the target wavelength, the width of the stop-zone and the magnitude of the transmission coefficient of the Bragg mirrors on the technological parameters of the structure and the different semiconductor materials used in optoelectronics. The correctness of the obtained results was established by comparing the calculated transmission spectra with the measured spectra for mirrors made on the basis of the $Pb_{1-x}Eu_xTe/EuTe$ ($x < 0.1$) for the spectral range from 3.5 to 5 μm . The calculations show that these materials have a high optical contrast in the heteropair from 0.37 to 0.39; the transmission of mirrors in the stop-zone is less than 5 % for three pairs, for four pairs-less than 1 %. The width of the stop-zone for the desired spectral range is in the range from 1100 cm^{-1} to 1400 cm^{-1} .

Keywords: Bragg mirror, multilayer structure, transition matrix, transmittance spectra, solid solution PbEuTe.

REFERENCES

1. I. D. Burlakov, K. O. Boltar, P. V. Vlasov, A. A. Lopukhin, A. I. Toropov, K. S. Juravlev, and V. V. Fadeev, Prikl. Fiz., No. 3, 58 (2016).
2. I. D. Burlakov, V. P. Ponomarenko, A. M. Filachev, and E. V. Degtyarev, Prikl. Fiz., No. 2, 43 (2007).
3. B. Temelkuran, E. Ozbay, J. P. Kavanaugh, G. Tuttle, and K. M. Ho, Applied Physics Letters **72**, 2376 (1998).
4. Kou-Wei Lai, Sheng-Di Lin, Zong-Lin Li, and Chi-Cheng Wang, Applied Optics **52**, 6906 (2013).
5. Y. Ding, W. J. Fan, B. S. Ma, D. W. Xu, S. F. Yoon, S. Liang, L. J. Zhao, M. Wasiak, T. Czyszanowski, and W. Nakwaski, Journal of Applied Physics **108**, 073111 (2010).
6. I. Kilen, S. W. Koch, J. Hader, and J. V. Moloney, Applied Physics Letters **112**, 262105 (2018).
7. V. V. Pustogov, F. Kuhnemann, B. Sumpf, Y. Heiner, and K. Herr, Journal of Molecular Spectroscopy **167**, 288 (1994).
8. M. T. Haidar, P. S. Reu, S. Paul, C. Gierl, J. Cesar, A. Emsia, and F. Kupperts, Optics Letters **40**, 5528 (2015).
9. Yu. G. Selivanov, E. G. Chizhevskii, V. P. Martovickiy, A. V. Knotko, and I. I. Zasavitskiy, Neorganicheskie Materialy **46** (8), 1183 (2010).
10. D. A. Pashkeev, Yu. G. Selivanov, E. G. Chizhevskii, and I. I. Zasavitskiy, Semiconductors **50** (2), 228 (2016).
11. M. Rahim, A. Khiar, F. Felder, M. Fill, H. H. Zogg, and M. W. Sigrist, Applied Physics B **100**, 261 (2010).
12. D. A. Pashkeev, Yu. G. Selivanov, E. G. Chizhevskii, D. B. Stavrovskii, and I. I. Zasavitskiy, Semiconductors **45** (8), 980 (2011).