

Твердый раствор $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 1$) – материал для вертикально-излучающих лазеров в средней инфракрасной области спектра 4–5 мкм

© Д.А. Пашкеев, Ю.Г. Селиванов, Е.Г. Чижевский, И.И. Засавицкий

Физический институт им. П.Н. Лебедева,
119991 Москва, Россия

E-mail: d.pashkeev@gmail.com

(Получена 28 мая 2015 г. Принята к печати 3 июня 2015 г.)

Проведен анализ оптических свойств эпитаксиальных слоев и гетероструктур на основе твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 1$) с целью разработки брэгговских зеркал и вертикально-излучающих лазеров для средней инфракрасной области спектра. Показано, что для лазерных микрорезонаторов оптимальной является гетеропара $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($x \approx 0.06$)/ $EuTe$. На ее основе методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках (111) BaF_2 получены высокоотражающие брэгговские зеркала с коэффициентом отражения $R \geq 99.8\%$ в центре стоп-зоны при трех периодах. Созданы одномодовые лазеры с вертикальным выводом излучения при оптической накачке и азотной температуре для области спектра 4–5 мкм.

1. Введение

Для видимой и ближней инфракрасной (ИК) области спектра вертикально-излучающие лазеры успешно разрабатываются и широко используются на основе материалов $A^{III}B^V$ [1]. Такие лазеры характеризуются одномодовым режимом генерации, малой угловой расходимостью и симметричной диаграммой излучения. Полупроводниковые соединения типа $A^{IV}B^{VI}$ (PbS , $PbSe$ и $PbTe$), характеризующиеся узкой запрещенной зоной (ширина $E_g \sim 0.1$ эВ) и высоким значением показателя преломления ($N \approx 5$) [2], являются традиционными материалами для инжекционных лазеров [3,4] и приемников ИК излучения [5] на область спектра 3–40 мкм. Для разработки вертикально-излучающих лазеров среднего ИК диапазона представляют интерес твердые растворы халькогенидов свинца с добавлением Eu [6,7].

В случае твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 1$) добавление Eu сильно изменяет ширину запрещенной зоны от $E_g \approx 0.2$ эВ для $PbTe$ до $E_g \approx 2$ эВ для $EuTe$, а показатель преломления уменьшается от $N \approx 6$ ($PbTe$) до $N \approx 2$ ($EuTe$). При этом оба соединения имеют одинаковый тип кристаллической структуры $NaCl$ и рассогласование постоянных решеток $\sim 2\%$. Это делает возможным создание эпитаксиальных лазерных гетероструктур на основе твердых растворов $PbEuTe$ с различным содержанием Eu . Резкое изменение E_g позволяет использовать в качестве активной области лазеров как эпитаксиальные слои, так и различные квантово-размерные гетероструктуры. Значительное изменение N позволяет выращивать гетеропары с высоким оптическим контрастом для брэгговских зеркал, формирующих микрорезонатор.

Эпитаксиальные брэгговские зеркала с периодом $d = (d_1 + d_2)$ формируются из последовательности выращенных на подложке повторяющихся пар слоев, имеющих толщины d_1 и d_2 и различные показатели преломления N_1 и N_2 , причем оптическая толщина

каждого слоя равна четверти заданной (целевой) длины волны. В определенной области спектра, называемой стоп-зоной, коэффициент отражения таких зеркал R может достигать значений $\sim 100\%$, что является важным условием формирования лазерного микрорезонатора. Необходимое для таких значений R число пар слоев обратно пропорционально относительному оптическому контрасту в слоях $(N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$. Спектральное положение и ширина стоп-зоны, а также достижимые значения R зависят от оптических свойств материалов. Анализ дисперсии показателя преломления, спектров фотолюминесценции (ФЛ) и ширины запрещенной зоны от содержания Eu позволяет определить оптимальные толщины и составы слоев при проектировании микрорезонаторов и создании вертикально-излучающих лазеров.

В данной работе проведен анализ оптических свойств твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 1$) с целью разработки на его основе брэгговских зеркал и микрорезонаторов для средней ИК области спектра. Созданы одномодовые лазеры с вертикальным выводом излучения для спектрального диапазона 4–5 мкм, работающие при оптической накачке и низких температурах.

2. Анализ оптических свойств твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 1$)

Анализ оптических свойств гетероструктур и численный расчет спектров пропускания как отдельных слоев, так и многослойных структур проводились на основе дисперсии показателя преломления. Она определялась в работе [8] для эпитаксиальных слоев твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ с содержанием Eu от $x = 0$ до 1 при двух температурах $T = 80, 295$ К в спектральной области, расположенной по энергии ниже E_g . С ростом x значения показателя преломления нелинейно убывают и изменяются в широком диапазоне от $N = 5.84$ для

Некоторые характеристики эпитаксиальных слоев твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 1$)

x	E_g , эВ		N ($\lambda = 5$ мкм)		Δ для гетеропары $Pb_{1-x}Eu_xTe/EuTe$		Интенсивность ФЛ относительно PbTe
	80 К	295 К	80 К	295 К	80 К	295 К	80 К
0	0.22	0.32	6.25	5.84	0.47	0.44	1
0.031	0.35	0.43	5.51	5.25	0.42	0.40	0.90
0.059	0.45	0.51	4.96	4.80	0.38	0.36	0.35
0.110	0.56	0.61	4.74	4.46	0.36	0.33	0.08
1	2.24	2.20	2.24	2.25	—	—	—

PbTe до $N = 2.25$ для EuTe на длине волны излучения $\lambda = 5$ мкм при комнатной температуре. В таблице показаны значения N для некоторых составов. Для гетеропары $Pb_{1-x}Eu_xTe/EuTe$ приведены также значения относительного оптического контраста, определяемого как $\Delta = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$, где N_1 и N_2 — показатели преломления соответственно слоев $Pb_{1-x}Eu_xTe$ и EuTe.

При такой значительной разнице в показателях преломления относительный оптический контраст может достигать значения $\Delta \approx 0.5$. При разработке брэгговских зеркал целесообразно выбирать гетеропары с наибольшим Δ . Это позволяет достигать коэффициента отражения зеркал на заданной длине волны $R > 99\%$ при небольшом количестве периодов. При этом для проявления интерференционных эффектов необходимо предусмотреть, чтобы поглощение в слоях было минимальным.

Так как твердый раствор PbEuTe является полупроводниковым материалом, то в рассматриваемом спектральном диапазоне $\lambda = 4-5$ мкм (энергии фотонов $\hbar\omega = 0.25-0.31$ эВ) доминирующими механизмами поглощения излучения выступают межзонное поглощение для энергий фотона $> E_g$ и поглощение на свободных носителях заряда для энергий ниже края фундаментального поглощения. Зависимость ширины запрещенной зоны твердого раствора от состава (от x) и температуры изучались в работе [9]. С увеличением содержания Eu E_g увеличивается (см. таблицу). Коэффициенты dE_g/dT для бинарных соединений имеют противоположные знаки, а именно: 0.47 и -0.19 мэВ/К для PbTe и EuTe соответственно. В случае тройного твердого раствора имеет место инверсия знака коэффициента dE_g/dT в области составов с $x \approx 0.5$.

Для излучения с $\hbar\omega < E_g$ значение коэффициента поглощения достигает величин $\alpha \sim 10^5$ см $^{-1}$ [10]. При таком значении α все излучение поглощается на толщине слоя, равной ~ 0.1 мкм. Для $\hbar\omega < E_g$ коэффициент поглощения на свободных носителях α_0 (в см $^{-1}$) можно оценить по формуле [11]

$$\alpha_0 = 5.26 \cdot 10^{-17} \frac{n\lambda^2}{N\mu m_\sigma^2}, \quad (1)$$

где n — концентрация свободных носителей заряда (см $^{-3}$), μ — подвижность носителей заряда (см 2 /В·с),

λ — длина волны излучения (мкм), N — реальная часть показателя преломления, m_σ — эффективная масса проводимости,

$$\frac{1}{m_\sigma} = \frac{1}{3} \left(\frac{2}{m_t} + \frac{1}{m_l} \right), \quad (2)$$

где m_l и m_t — продольная и поперечная эффективные массы носителей соответственно.

Для PbTe значения эффективных масс электрона равняются: $m_t = 0.022m_0$ и $m_l = 0.24m_0$ [2]. Для тройных растворов их значения можно оценить, вводя поправки. С увеличением ширины запрещенной зоны эффективные массы материалов $A^{IV}B^{VI}$ увеличиваются примерно пропорционально изменению E_g . Концентрация и подвижность носителей заряда твердых растворов определялись только для слоев с содержанием Eu $x \leq 0.1$ и выдерживались на уровне $n \sim 10^{17}$ см $^{-3}$, $\mu \sim 10^3$ см 2 /В·с. Для составов с $x > 0.1$ значение E_g становится > 0.5 эВ и определение электрических характеристик становится затруднительным из-за малости измеряемых сигналов.

Используя эти данные, можно оценить значения α_0 для составов с $x \leq 0.1$, и они составляют 10–20 см $^{-1}$. Например, если положить $\lambda = 5$ мкм, $n = 10^{17}$ см $^{-3}$ и $\mu = 10^3$ см 2 /В·с, то при $T = 80$ К для PbTe $N = 6.2$, $E_g = 0.22$ эВ и получается $\alpha_0 \approx 20$ см $^{-1}$, а для слоя $Pb_{0.94}Eu_{0.06}Te$ соответствующие значения составляют $N = 4.9$, $E_g = 0.42$ эВ. Увеличивая эффективные массы пропорционально увеличению ширины запрещенной зоны, получаем $m_t \approx 0.042m_0$, $m_l \approx 0.46m_0$ и $\alpha_0 \approx 10$ см $^{-1}$. Тогда коэффициент ослабления излучения на толщине в 1 мкм составляет $\sim 10^{-3}$.

Таким образом, при проектировании брэгговских зеркал для лазерных микрорезонаторов необходимо выбирать твердые растворы с шириной запрещенной зоны, большей, чем энергия излучения активной области. В данной работе в качестве активной области лазеров использовались эпитаксиальные слои твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$. PbTe является прямозонным полупроводником, излучательные переходы происходят между зоной проводимости L_6^- и валентной зоной L_6^+ . С добавлением Eu зонная структура материала изменяется и люминесценция твердого раствора начинает быстро затухать, но для составов с малым x , по крайней мере до $x \approx 0.2$, энергия излучения по-прежнему определяется шириной

запрещенной зоны E_g [9]. В таблице приведены значения интенсивности излучения в относительных единицах для нескольких эпитаксиальных слоев твердого раствора $PbEuTe$ с различным составом. За единицу выбрана интенсивность люминесценции слоя $PbTe$. Видно, что для состава с $x \approx 0.11$ интенсивность люминесценции уменьшается более чем на порядок.

В таком случае для заданного спектрального диапазона 4–5 мкм оптимальное содержание Eu в твердом растворе активной области должно находиться в пределах от 0 до 0.03 в зависимости от выбранной рабочей температуры лазера. Для брэгговских зеркал оптимальной будет гетеропара $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($x \approx 0.06$)/ $EuTe$ с относительными оптическими контрастами $\Delta \approx 0.38$ при $T = 80$ К и $\Delta \approx 0.36$ при $T = 295$ К (см. таблицу). Эти результаты позволили получить высокоотражающие брэгговские зеркала и микрорезонаторы и провести анализ их спектров пропускания.

3. Спектры пропускания брэгговских зеркал и микрорезонаторов на основе гетеропары $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($x \approx 0.06$)/ $EuTe$

Эпитаксиальные слои и гетероструктуры на основе $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 1$) выращивались на подложках (111) BaF_2 в установке молекулярно-пучковой эпитаксии типа ЭП-1201 [12], специально модифицированной для роста соединений типа $A^{IV}B^{VI}$.

Спектры пропускания гетероструктур измерялись на фурье-спектрометре типа Vektor 22 (фирмы Bruker) с разрешением 1 см^{-1} в диапазоне волновых чисел от $k = 650$ до 8000 см^{-1} . На рис. 1 показаны типичные спектры пропускания трехпериодного брэгговского зеркала на основе гетеропары $Pb_{0.94}Eu_{0.06}Te/EuTe$ (толщины слоев 220/470 нм) с дополнительным просветляющим четвертьволновым слоем $Pb_{0.94}Eu_{0.06}Te$ при двух температурах — 80 и 295 К. Видно, что в области частот от 1900 до 3400 см^{-1} расположена зона высокого отражения (стоп-зона). Ее ширина, измеряемая на уровне пропускания $T_b = 0.1$, равняется $\Delta k_b = 1430 \text{ см}^{-1}$. Центр стоп-зоны соответствует целевой длине волны излучения (λ_t). На нее настраивается зеркало, и если излучение падает нормально, то λ_t связана с толщиной слоев d выражением $d = \lambda_t/4N$. На этой длине волны достигается максимальное отражение в стоп-зоне, и для брэгговского зеркала на рис. 1 измерения коэффициента отражения с эталонным зеркалом на λ_t показали, что $R \approx 99.8\%$.

С изменением температуры меняются значения показателя преломления слоев, а значит, меняется целевая длина волны излучения в материале (λ_t/N), поэтому стоп-зона будет смещаться. Как видно из рис. 1, при изменении температуры от 80 до 295 К положение центра стоп-зоны смещается в сторону меньших частот на $\Delta k = 100 \text{ см}^{-1}$. При этом пропускание в стоп-зоне не изменяется.

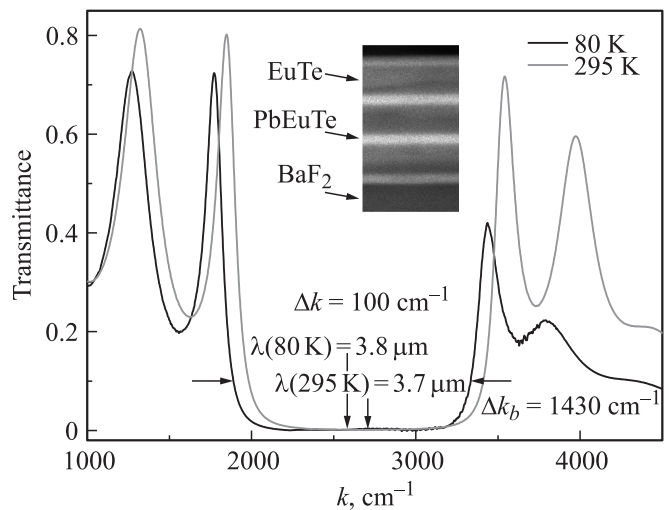


Рис. 1. Спектр пропускания трехпериодного брэгговского зеркала на основе гетеропары $Pb_{0.94}Eu_{0.06}Te/EuTe$ с дополнительным четвертьволновым защитным слоем $Pb_{0.94}Eu_{0.06}Te$ при температурах 80 и 295 К. На вставке — фотография скола структуры, полученная в сканирующем электронном микроскопе.

Измерение спектров пропускания позволяет контролировать поглощение в структуре. В данном случае оно проявляется в высокоэнергетической части спектра в виде резкого уменьшения амплитуд интерференционных максимумов пропускания и определяется межзонными переходами в слоях $Pb_{0.94}Eu_{0.06}Te$, так как из всех слоев зеркала они имеют наименьшую E_g из всех слоев. Из рис. 1 видно, что с уменьшением температуры край поглощения смещается в сторону меньших частот (E_g уменьшается), но при этом еще не затрагивает стоп-зону.

Полученные характеристики спектров пропускания брэгговских зеркал, такие как ширина стоп-зоны и величина пропускания в ней, имеют большое значение при дальнейшем конструировании микрорезонаторов. Для точного контроля изменения данных величин был проведен численный анализ спектров в зависимости от целевой длины волны излучения, количества пар в зеркале и оптического контраста в паре. Спектры пропускания рассчитывались методом матрицы переноса [13] с использованием полученной дисперсии показателя преломления твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ для всей области составов ($0 \leq x \leq 1$).

На рис. 2 показаны зависимости величины пропускания (для $\lambda_t = 4$ и 5 мкм) и ширины стоп-зоны (Δk_b на уровне $T_b = 0.1$) от относительного оптического контраста Δ материала и количества пар (3 и 4 пары). Величина показателя преломления одного слоя в паре была зафиксирована, $N_2 = 2.2$ ($EuTe$), а значение N_1 варьировалось от 4.5 до 5.5. На верхней шкале рисунка показаны значения N_1 , соответствующие значениям Δ на нижней шкале. Штриховыми линиями, перпендикулярными оси абсцисс, показан диапазон изменения оп-

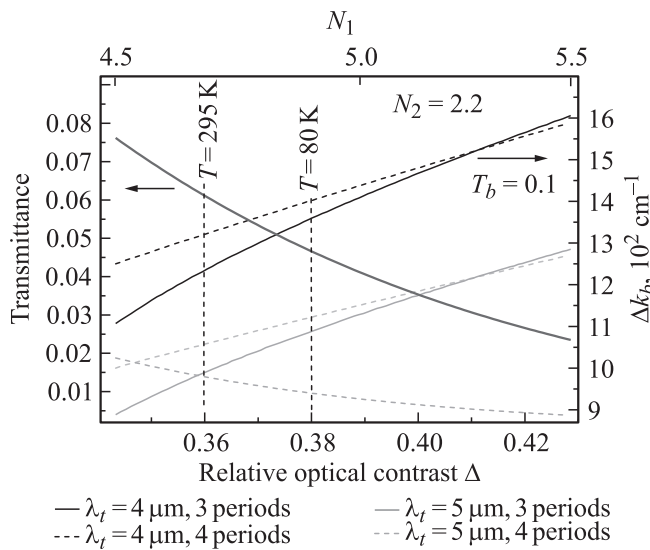


Рис. 2. Рассчитанные зависимости коэффициента пропускания на целевой длине волны излучения и ширины стоп-зоны брэгговских зеркал с 3 и 4 периодами от относительного оптического контраста Δ в периоде. Значение $N_2 = 2.2$ фиксировано, N_1 варьировалось от 4.5 до 5.5. На верхней шкале показаны значения N_1 , соответствующие Δ на нижней шкале.

тического контраста для гетеропары $\text{Pb}_{0.94}\text{Eu}_{0.06}\text{Te}/\text{EuTe}$ при температурах 80 и 295 К. Как видно, при таком значении Δ для трехпериодного зеркала пропускание в стоп-зоне становится $T_b < 5\%$. При этом величина пропускания уменьшается с увеличением количества периодов и почти не зависит от λ_t . Что касается ширины стоп-зоны Δk_b , то для таких значений Δ , λ_t и количества периодов ее величина изменяется в пределах от 1000 до 1400 см^{-1} . Как видно из рисунка, чем меньше λ_t , тем шире стоп-зона. Для четырехпериодного зеркала зависимость $\Delta k_b(\Delta)$ почти линейная, а для трехпериодного виден сильный изгиб при $\Delta < 0.38$. Это связано с тем, что при увеличении пропускания T_b зеркала дно стоп-зоны становится менее выраженным (стенки более округлые), поэтому ширина Δk_b на $T_b = 0.1$ начинает уменьшаться быстрее.

Таким образом, из проведенного анализа следует, что свойства брэгговских зеркал определяются следующими параметрами:

- целевая длина волны излучения — выбирается в зависимости от необходимой задачи и определяется толщинами четвертьволновых пар зеркала;
- ширина стоп-зоны — тем больше, чем больше λ_t и чем выше оптический контраст;
- отражение в центре стоп-зоны — тем выше, чем выше оптический контраст в паре (определяется показателями преломления материалов) и чем больше таких пар в зеркале.

Спектр пропускания микрорезонатора также имеет область высокого отражения. Ее положение и размер, а также величина пропускания в ней определяются

брэгговскими зеркалами, из которых он формируется. Однако в отличие от зеркал в стоп-зоне микрорезонатора появляется некоторый дискретный набор максимумов пропускания, соответствующий модам резонатора Фабри–Перо.

На рис. 3 представлен спектр пропускания микрорезонатора, состоящего из трехпериодных зеркал на основе гетеропары $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ ($x \approx 0.06$)/ EuTe и активной области в виде эпитаксиального слоя PbTe , при $T = 295 \text{ К}$. На вставке показана фотография скола структуры, сделанная в электронном микроскопе. Толщины слоев равняются: $d_1 \approx 310 \text{ нм}$ — $\text{Pb}_{0.94}\text{Eu}_{0.06}\text{Te}$, $d_2 \approx 610 \text{ нм}$ — EuTe , толщина активной области $d_a \approx 840 \text{ нм}$. Состав тройных соединений приведен по технологическим данным, а толщины слоев измерены на электронном микроскопе.

Сплошной линией на рис. 3 показан спектр, измеренный на фурье-спектрометре, а точками — расчетный, полученный методом матрицы переноса. При расчетах использовалась только реальная часть показателя преломления, т.е. поглощение не учитывалось. Поэтому положения экстремумов расчетного и измеренного спектров хорошо совпадают друг с другом (некоторые несоответствия можно устранить путем более точной подгонки), а амплитуды пропускания разные. Особенно это заметно в области больших значений k , где начинается межзонное поглощение в активном слое при $T = 295 \text{ К}$ и пропускание резко уменьшается. Данная структура выращена так, чтобы стоп-зона располагалась по энергии ниже края поглощения активной области, что позволило измерить фурье-спектр пропускания стоп-зоны без влияния поглощения в активном слое.

Из рисунка видно, что ширина стоп-зоны равняется $\Delta k_b \approx 1090 \text{ см}^{-1}$ с целевой длиной волны излучения $\lambda_t \approx 5.6 \text{ мкм}$, соответствующей $k_t = 1785 \text{ см}^{-1}$. В ней

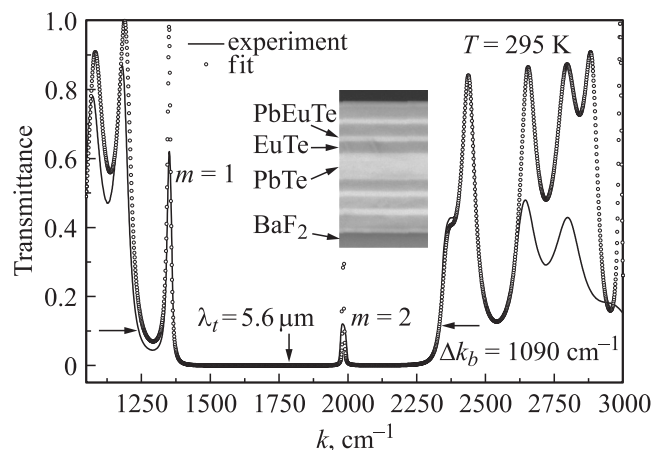


Рис. 3. Спектр пропускания микрорезонатора с трехпериодными брэгговскими зеркалами на основе гетеропары $\text{Pb}_{0.94}\text{Eu}_{0.06}\text{Te}/\text{EuTe}$ (0.31/0.61 мкм) с активной областью PbTe ($d_a \approx 1.8\lambda_t/2N_a \approx 0.84 \text{ мкм}$) при температуре 295 К. На вставке — фотография скола структуры, полученная в электронном микроскопе.

расположены два резонанса пропускания. Если длина резонатора (в данном случае это толщина слоя активной области d_a) равняется кратному числу полуволин в материале, т. е. удовлетворяет уравнению

$$d_a = \frac{m\lambda_t/2}{N_a}, \quad (3)$$

где m — порядок моды резонатора, то в центре стоп-зоны на λ_t будет находиться резонанс пропускания и его порядок будет равен m . Для микрорезонатора на рис. 3 его длина равняется $d_a \approx 1.8\lambda_t/2N_a \approx 0.84$ мкм. Поэтому резонанс с $m = 2$ немного смещен от центра стоп-зоны. Если постепенно увеличить d_a , то он переместится на λ_t . Резонанс с $m = 1$ отстоит от него на величину межмодового расстояния $\Delta k_m \approx 630 \text{ см}^{-1}$ и находится на самом краю стоп-зоны в области малых k .

Чем шире стоп-зона (зависит от λ_t и Δ , см. рис. 2) и меньше межмодовое расстояние Δk_m в резонаторе, тем больше резонансов можно наблюдать. Расстояние между модами резонатора Фабри–Перо выражается формулой

$$\Delta k_m = \frac{1}{2d_a N_a}. \quad (4)$$

Подставляя значения d_a и N_a , получим величину межмодового расстояния, равную $\Delta k_m \approx 1000 \text{ см}^{-1}$, что значительно меньше измеренного значения. Это связано с тем, что излучение не полностью отражается на границе резонатора, как в случае, например, с металлическими зеркалами, а проходит в диэлектрические слои брэгговских зеркал и уже за счет многолучевых эффектов появляется зона высокого отражения. Чтобы это учесть, используется понятие эффективной длины резонатора d_a^{eff} , для ее расчета можно ввести понятие эффективного порядка моды, который рассчитывается по следующей формуле [14]:

$$m_{\text{eff}} = m + \frac{N_s}{N_b - N_s}, \quad (5)$$

где N_b и N_s — соответственно большее и меньшее значения показателя преломления в периоде брэгговского зеркала. Например, для гетеропары $Pb_{0.94}Eu_{0.06}Te/EuTe$ значения величин равняются $N_b = N_1 = 4.8$, а $N_s = N_2 = 2.25$ и рассчитанное значение $m_{\text{eff}} \approx 2.9$. Подставляя полученное значение в формулу (3) вместо m , получаем $d_a^{\text{eff}} \approx 1.4$ мкм. Тогда из формулы (4) следует, что $\Delta k_m \approx 630 \text{ см}^{-1}$, что хорошо согласуется с измеренными значениями.

Следует отметить разницу в ширинах резонансов измеренного и расчетного спектров пропускания. Причиной являются, во-первых, поглощение в слоях, не учитываемое при расчете, и, во-вторых, рассеяние на дефектах структуры (ступени и шаги скола подложки VaF_2 и несовершенство гетероинтерфейсов из-за заметного рассогласования постоянных решеток, $\sim 2\%$). Использование кремниевых полированных подложек позволяет увеличить добротность и достичь пропускания, близкого к теоретическому [15].

Добротности резонансов (F) можно оценить по формуле $Fm = k/\Delta k$, где m — порядок моды, k — волновое число, на котором расположен резонанс, Δk — его ширина на полувысоте. Для данного резонатора добротность резонанса с $m = 2$ равняется $F \approx 100$. Второй резонанс имеет меньшую добротность, $F \approx 50$, потому что расположен на самом краю стоп-зоны, а отражение зеркал в данной области уменьшается.

Край поглощения в спектре пропускания микрорезонатора определяется E_g активной области. Это позволяет контролировать ее состав и оценивать рабочую температуру лазера. Для того чтобы излучение, возникающее за счет рекомбинации электронов в активной области, могло выйти из резонатора, его частота должна совпадать с частотой собственных мод резонатора (резонансов пропускания). Температурный сдвиг резонансов определяется по спектрам пропускания, измеренным при различных температурах. Тогда, зная dE_g/dT [9], можно рассчитать температуру, при которой положение резонанса по энергии совпадет с энергией излучения.

4. Характеристики вертикально-излучающих лазеров

На основе приведенного анализа были разработаны лазерные микрорезонаторы и показана работа одномодовых лазеров с вертикальным выводом излучения при оптической накачке для спектрального диапазона 4–5 мкм. Определены их основные характеристики: зависимости интегральной интенсивности излучения от уровня возбуждения, спектры излучения и перестройка длины волны излучения с температурой.

Лазерные структуры работали при температурах, близких к температуре жидкого азота. Образцы возбуждались в геометрии на просвет и на отражение с помощью YLF-лазера с длиной волны излучения 1.053 мкм (~ 1.18 эВ), длительностью импульса ~ 10 нс и частотой повторения 170 Гц. Спектры анализировались с помощью решеточного (150 штр/мм) монохроматора ИКМ-731 и двух приемников ИК излучения на основе $Ge: Au$, работающих при азотной температуре.

Зависимости изменения интегральной интенсивности излучения двух лазерных структур VCSEL # 535 и # 539 от плотности мощности возбуждения (I_e) показаны на рис. 4 в двойном логарифмическом масштабе. Пороговый уровень возбуждения составлял $I_e \approx 10 \text{ кВт/см}^2$. Спонтанное излучение при низких уровнях возбуждения наблюдать не удалось. Видно, что обе кривые суперлинейны, для образца # 535 она более крутая, чем для # 539. С ростом уровня возбуждения скорость увеличения интенсивности начинает постепенно уменьшаться и видна тенденция к насыщению. Самого насыщения достичь не удалось — образцы разрушались. Для сравнения на том же рисунке показано, как изменяется интенсивность излучения от мощности возбуждения для эпитаксиального слоя с содержанием Eu $x = 3\%$. Зави-

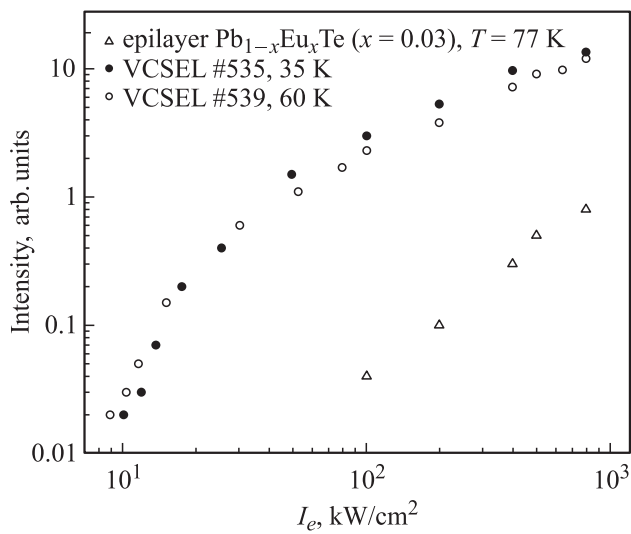


Рис. 4. Зависимость интегральной интенсивности излучения лазерных структур # 535, # 539 и отдельного эпитаксиального слоя $\text{Pb}_{0.97}\text{Eu}_{0.03}\text{Te}$ от плотности мощности возбуждающего излучения.

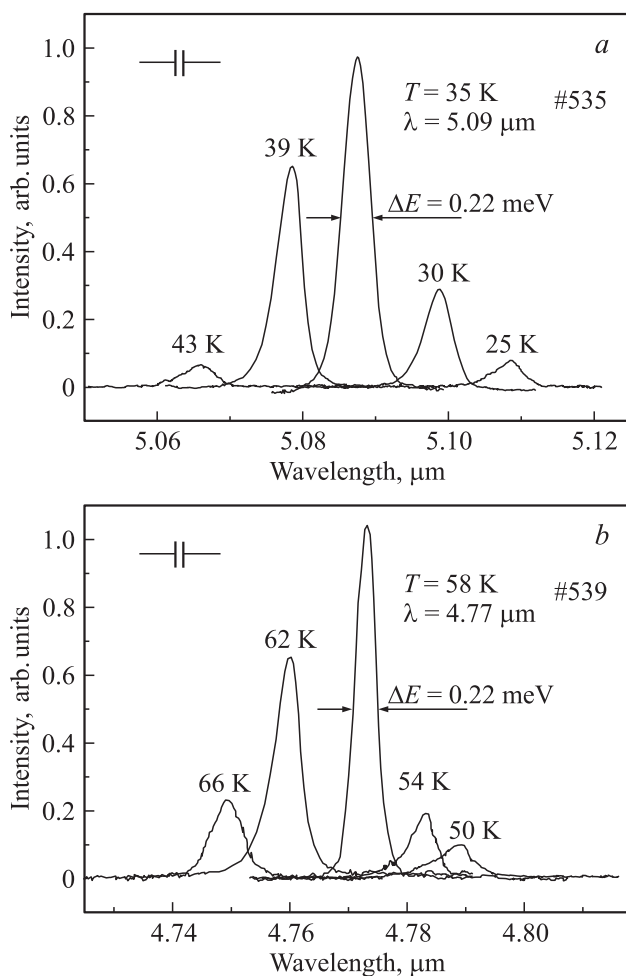


Рис. 5. Спектры излучения лазерных структур # 535 (а), # 539 (б) при различных температурах.

симось линейная, и она более чем на порядок меньше по сравнению с лазерными структурами.

Спектры излучения лазерных структур # 535 и # 539 показаны на рис. 5 при различных температурах. Они состоят из одной моды и при температурной перестройке имеют максимум излучения при совпадении максимума пропускания микрорезонатора и максимума излучения активной области. Для образца # 535 максимум наблюдается при $T \approx 35$ К, для # 539 при $T \approx 58$ К. Для остальных температур контур усиления совпадает с модой резонатора частично. Диапазон температурной перестройки излучения лазеров составляет $\Delta T \approx 15\text{--}20$ К, что соответствует диапазону перестройки по волновым числам $\Delta k \approx 15 \text{ см}^{-1}$ (~ 2.2 мэВ). Ширина линии излучения на полувысоте составляет $\Delta k \approx 1.6 \text{ см}^{-1}$ (0.2 мэВ) и определяется аппаратной функцией спектрометра, при этом тепловая энергия k_0T составляет ~ 4 мэВ. Измерения расходимости пучка показали, что она составляет $\sim 5^\circ$.

Малая ширина линии излучения и малая расходимость пучка позволяют сделать вывод, что излучение образцов происходит в лазерном режиме.

Специальных измерений мощности излучения для данных лазеров не проводилось. Однако из сравнения величины их интегральной интенсивности излучения с интегральной интенсивностью лазеров на основе твердых растворов PbSSe с выходом излучения через торец, измеряемой на той же установке, для которых мощность известна, можно сделать оценки, что мощность лазеров с вертикальным выводом излучения была не менее десятков мВт.

5. Заключение

Проведен анализ оптических свойств твердого раствора $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ ($0 \leq x \leq 1$) в зависимости от содержания Eu, и выполнен численный расчет спектров пропускания многослойных структур. Это позволило определить оптимальные параметры (состав и толщины слоев брэгговских зеркал и активной области) и вырастить методом молекулярно-пучковой эпитаксии брэгговские зеркала, микрорезонаторы и вертикально-излучающие лазеры для средней ИК области спектра. Установлено, что гетеропара $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Te}$ ($x \approx 0.06$)/EuTe является оптимальной для брэгговских зеркал на область спектра 4–5 мкм. Это позволило получить коэффициент отражения $R \geq 99.8\%$ в центре стоп-зоны уже при 3 периодах. Полученные результаты позволили создать одномодовый лазер с вертикальным выводом излучения для спектрального диапазона 4–5 мкм, работающий при оптической накачке в области низких температур. Диапазон температурной перестройки моды составляет $\Delta T \approx 15\text{--}20$ К, что соответствует диапазону перестройки по частоте $\Delta k \approx 15 \text{ см}^{-1}$.

Работа поддержана программой фундаментальных исследований президиума РАН № 24 „Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов“.

Список литературы

- [1] T.E. Sale. *Vertical cavity surface emitting lasers* (Taunton, Reseach Studies Press, 1995) p. 312.
- [2] R. Dornhaus, G. Nimtz, B. Schlicht. Springer Tracts in Mod. Phys. Series (1983) v. 98.
- [3] D.L. Partin. IEEE J. Quant. Electron., **QE-24**, 1716 (1988).
- [4] И.И. Засавицкий. Тр. ФИАН, **224**, 3 (1993).
- [5] A. Rogalski. *Infrared detectors* (CRC Press, Taylor and Francis Group, 2011) p. 485.
- [6] M. Böberl, W. Heiss, T. Schwarzl, K. Wiesauer, G. Springholz. Appl. Phys. Lett., **82**, 4065 (2003).
- [7] A. Ishida, Y. Sugiyama, Y. Isaji, K. Kodama, Y. Takano, H. Sakata, M. Rahim, A. Khair, M. Fill, F. Felder, H. Zogg. Appl. Phys. Lett., **99**, 12 109 (2011).
- [8] Д.А. Пашкеев, Ю.Г. Селиванов, Е.Г. Чижевский, Д.А. Ставровский, И.И. Засавицкий. ФТП, **45** (8), 1014 (2011).
- [9] Д.А. Пашкеев, И.И. Засавицкий. ФТП, **46** (6), 745 (2013).
- [10] Shu Yuan, H. Krenn, G. Springholz, G. Bauer. Phys. Rev. B, **47**, 7213 (1993).
- [11] Ж. Панков. *Оптические процессы в полупроводниках* (М., Мир, 1973) с. 85.
- [12] Ю.Г. Селиванов, Е.Г. Чижевский, В.П. Мартовицкий, А.В. Кнотъко, И.И. Засавицкий. Неорг. матер., **46**, 1183 (2010).
- [13] A. Garard, J.M. Burch. *Introduction to Matrix Method in Optics* (London, John Wiley & Sons, 1994) p. 26.
- [14] R.P. Stanley, R. Houdré, U. Oesterle, M. Gailhanou, M. Pegems. Appl. Phys. Lett., **65**, 1883 (1994).
- [15] M. Rahim, A. Khair, F. Felder, M. Fill, H. Zogg. Appl. Phys. Lett., **94**, 201 112 (2009).

Редактор Л.В. Шаронова

$Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 1$) solid solution — a material for vertical-cavity surface-emitting lasers in the midinfrared spectral range of 4–5 μm

*D.A. Pashkeev, Yu.G. Selivanov, E.G. Chizhevskii,
I.I. Zasavitskiy*

Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
119991 Moscow, Russia

Abstract An analysis of optical properties of $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 1$) solid solution epilayers and heterostructures in order to design midinfrared Bragg mirrors and vertical-cavity surface-emitting lasers has been done. It was presented that the $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($x \approx 0.06$)/EuTe heteropair is appropriate for laser microresonators. Basing on this heteropair the high reflective Bragg mirrors with reflectance of $R \geq 99.8\%$ at the center of stop-band with three periods were prepared by molecular-beam epitaxy on (111) BaF₂ substrates. Single-mode vertical-cavity surface-emitting lasers at optical pumping and liquid nitrogen temperatures was demonstrated for 4–5 μm spectral range.