

# Оптимизация параметров гетероструктуры CdHgTe/HgTe с одиночной квантовой ямой для генерации плазмон-фононов

© В.Я. Алешкин, А.О. Рудаков, А.А. Дубинов

Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603087 д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, Россия  
E-mail: aleshkin@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 5 мая 2023 г.  
В окончательной редакции 5 июня 2023 г.  
Принята к публикации 5 июня 2023 г.

Работа посвящена выбору оптимальной ширины запрещенной зоны квантовой ямы для генерации двумерных плазмон-фононов в гетероструктурах CdHgTe/HgTe. Показано, что оптимальной эффективной шириной запрещенной зоны является ширина, немного превосходящая энергию продольного оптического фонона в барьере.

**Ключевые слова:** гетероструктуры CdHgTe/HgTe с квантовыми ямами, генерация двумерных плазмон-фононов, оптимальная ширина запрещенной зоны.

DOI: 10.21883/FTP.2023.04.55892.06k

## 1. Введение

Одной из актуальных задач физики полупроводников является создание компактного источника излучения дальнего ИК диапазона. В настоящее время распространенными источниками излучения, работающими в данной спектральной области, являются квантово-каскадные лазеры [1]. Также, одними из устройств, которые покрывают этот спектральный диапазон, являются лазеры на основе халькогенидов свинца. Они работают на длинах волн до 50 мкм [2]. В силу особенностей материала этих лазеров данные лазеры пока не нашли коммерческого применения. Другим возможным способом генерации излучения в интересующем нас спектральном диапазоне является генерация двумерных плазмон-фононов в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с узкозонными квантовыми ямами (КЯ) [3], технология роста которых методом молекулярно-лучевой эпитаксии хорошо отработана в настоящее время [4,5].

Привлекательными сторонами генерации плазмон-фононов являются большие коэффициенты межзонного усиления ( $> 10^4 \text{ см}^{-1}$ ) [3] и отсутствие необходимости создания волноводов.

Области остаточных лучей материала КЯ и барьера в рассматриваемой структуре перекрываются. В этом случае спектр плазмон-фононов представляет собой две ветви — высокочастотную и низкочастотную, образующиеся за счет взаимодействия с оптическими фононами КЯ и барьера. Низкочастотная ветвь ведет себя пропорционально  $\sqrt{q}$  при малых волновых векторах и стремится к частоте поперечного оптического фонона в КЯ при увеличении волнового вектора. Высокочастотная ветвь начинается с энергии продольного оптического фонона в барьере [6]. Такие гибридные возбуждения будем далее называть плазмон-фононами, следуя терминологии в задаче 6.10 книги [7]. В струк-

турах, которые будут рассматриваться, роль барьера играет твердый раствор  $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ . В нем имеется два продольных фонона (CdTe-подобный и HgTe-подобный). Максимальная энергия продольного оптического фонона в барьерах  $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$  равна  $\sim 20$  мэВ (CdTe-подобный фонон) [8,9].

Известно, что в том случае, когда ширина запрещенной зоны становится меньше частоты продольного оптического фонона в барьере и КЯ, становится возможна быстрая рекомбинация с участием оптических фононов, препятствующая созданию инверсной населенности зон [10]. Для исключения рекомбинации с участием фононов необходимо, чтобы ширина запрещенной зоны КЯ была больше энергии продольных оптических фононов в барьере и КЯ. Поэтому будем рассматривать КЯ с параметрами, при которых ширина запрещенной зоны больше энергии продольного оптического фонона в барьере и КЯ. Также необходимо, чтобы расстояние между подзонами размерного квантования валентной зоны было больше ширины запрещенной зоны. Это позволит исключить поглощение плазмон-фононов в интересующем нас диапазоне, возникающее в результате межподзонных переходов электронов в валентной зоне.

При создании инверсной населенности зон усиление плазмон-фононов становится возможным, если энергия плазмон-фононов начинает превышать величину эффективной ширины запрещенной зоны  $E_{\text{geff}}(q)$  [3]. Под этой величиной понимается минимальная энергия плазмон-фонона при данном волновом векторе  $q$ , обладая которой он может быть испущен при межзонном переходе электрона. В тех КЯ, ширина запрещенной зоны которых больше энергии продольного оптического фонона в барьере, возможно реализовать усиление плазмон-фононов только высокочастотной ветви. Поэтому далее мы не будем рассматривать плазмон-фононы низкочастотной ветви.

Закон дисперсии плазмон-фононов сильно зависит от концентрации неравновесных носителей. Уменьшение концентрации приводит к уменьшению фазовой скорости плазмон-фонона (т.е. при заданном волновом векторе плазмон-фонона его частота уменьшается). При превышении некоторой концентрации неравновесных носителей начинает выполняться закон сохранения энергии-импульса при межзонных переходах электронов с испусканием плазмон-фонона [6]. В условиях инверсной населенности, при концентрациях, больших чем указанная концентрация, возможно усиление плазмон-фононов. Концентрация носителей, при которой начинается усиление плазмон-фононов называется пороговой концентрацией. Уменьшение ширины запрещенной зоны КЯ приводит к тому, что пересечение закона дисперсии плазмон-фонона и  $E_{\text{eff}}(q)$  происходит при меньших концентрациях носителей. Таким образом, уменьшение эффективной ширины запрещенной зоны позволяет уменьшить концентрацию неравновесных носителей, превышая которую становится возможным усиление и генерация плазмон-фононов, при наличии инверсной населенности зон.

Ранее в работах [11,12] изучались различные свойства плазмон-фононов в структурах HgTe/CdHgTe с КЯ шириной 5 нм. Это соответствует ширине запрещенной зоны 35 мэВ. Однако вопрос оптимизации параметров структуры для генерации плазмон-фононов не рассматривался. В настоящей работе мы сделали попытку восполнить этот пробел. Нами показано, что уменьшение ширины запрещенной зоны КЯ с 35 до 25 мэВ приводит к существенному уменьшению пороговых концентраций носителей в структурах с одиночной КЯ.

## 2. Метод расчета

### 2.1. Спектр плазмон-фононов

Рассмотрим структуру, состоящую из одиночной КЯ HgTe, окруженную барьерами из твердого раствора  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с содержанием кадмия  $x = 0.7$ . Барьеры такого состава часто используются в подобных структурах для генерации электромагнитных волн интересующего нас диапазона [13,14]. Мы полагаем, что в плоскости КЯ распространяется плазмон-фонон с волновым вектором  $\mathbf{q}$  и частотой  $\omega$ . Плазмон-фононы, которые могут распространяться в рассматриваемых структурах, имеют длину волны, много большую, по сравнению с шириной КЯ. Поэтому при изучении характеристик плазмон-фононов мы будем характеризовать КЯ двумерной поляризуемостью, которая складывается из поляризуемости свободных носителей заряда, поляризуемости, обусловленной колебаниями решетки КЯ и электронами заполненных зон. В рамках приближения случайных фаз выражение для двумерной поляризуемости носителей заряда с учетом частоты столкновений неравновесных

носителей можно представить выражением [6]:

$$\chi(\omega, \mathbf{q}) = \frac{e^2}{(2\pi)^2 q^2} \times \sum_{s,s'} \int d^2k \frac{[f_s(\mathbf{k}) + f_{s'}(\mathbf{k} + \mathbf{q})] \left| \int dz \psi_{\mathbf{k}+\mathbf{q},s'}^* \psi_{\mathbf{k},s} \right|}{\varepsilon_{s'}(\mathbf{k} + \mathbf{q}) - \varepsilon_s(\mathbf{k}) - \hbar\omega(\mathbf{q}) - i\hbar\nu}, \quad (1)$$

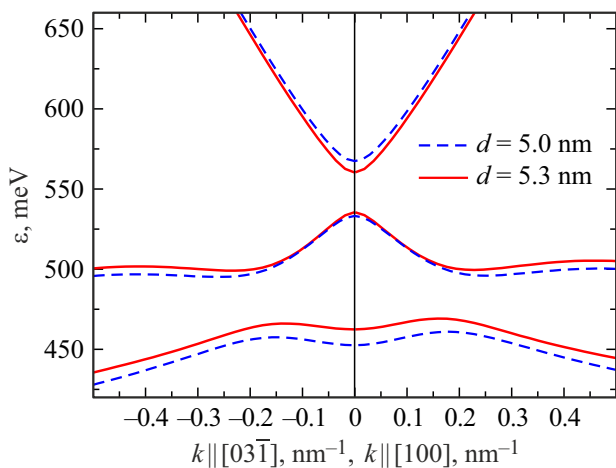
где  $e$  — заряд электрона,  $f(\mathbf{k})$  — функция распределения для неравновесных носителей,  $\nu$  — частоты релаксации фазы недиагональных элементов матрицы плотности,  $\psi_{\mathbf{k}}$  — волновая функция электрона с волновым вектором  $\mathbf{k}$ , координата  $z$  направлена перпендикулярно плоскости КЯ. Суммирование ведется по индексам  $s$  и  $s'$ , которые описывают номер подзоны и спиновые состояния. Неравновесные носители в зонах будем описывать статистикой Ферми–Дирака с эффективной температурой  $T_{\text{eff}}$ .

Как видно из (1), для нахождения поляризуемости, связанной с носителями заряда, необходимо вычислить энергии электронов и их волновые функции. Для их вычисления использовалась модель Кейна с учетом деформационных эффектов [15]. При расчете энергий и волновых функций мы полагаем, что КЯ выращена в плоскости (013) и температура решетки равна 4.2 К. Мы пренебрегаем снятием спинового вырождения за счет отсутствия центра инверсии и понижения симметрии на гетерогранице. Влияние этого эффекта на характеристики плазмон-фононов мало. Уменьшить ширину запрещенной зоны в КЯ при фиксированном составе барьеров и температуре решетки можно, увеличивая ширину КЯ. В этой работе мы проведем сравнение характеристик плазмон-фононов в структурах с КЯ шириной 5 и 5.3 нм. Рассчитанные спектры электронов в КЯ HgTe шириной 5 и 5.3 нм приведены на рис. 1. Ширина запрещенной зоны КЯ шириной 5.3 нм равна 25 мэВ. Отметим, что это значение немного больше энергии продольного оптического фонона в барьере.

При вычислении поляризуемости по формуле (1) нами учтено 6 подзон: первая подзона зоны проводимости, первая и вторая подзоны валентной зоны (каждая из подзон двукратно вырождена по спину). Двумерная поляризуемость КЯ, связанная с фононами в КЯ и электронами заполненных зон, определяется выражением:

$$\chi_{\text{ph}}(\omega) = \kappa(\omega)d/4\pi,$$

где  $\kappa(\omega)$  — вклад в диэлектрическую проницаемость КЯ, обусловленный электронами заполненных зон и фононами в КЯ;  $d$  — ширина КЯ. Таким образом, полная поляризуемость КЯ имеет вид:  $\chi_{\text{tot}}(\omega, \mathbf{q}) = \chi(\omega, \mathbf{q}) + \chi_{\text{ph}}(\omega)$ . Вклад в диэлектрическую проницаемость HgTe, связанный с колебаниями решетки и электронами заполненных зон в случае низких температур, определяется



**Рис. 1.** Электронный спектр в КЯ HgTe, окруженной барьерами Cd<sub>0.7</sub>Hg<sub>0.3</sub>Te. Температура решетки равна 4.2 К. Синие штриховые кривые соответствуют спектру в КЯ шириной 5 нм; красные кривые — в КЯ шириной 5.3 нм. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

выражением [16]:

$$\kappa(\omega) = \kappa_\infty + \frac{F\omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}, \quad (2)$$

где  $F$  — сила осциллятора,  $\omega_{TO}$  — частота поперечного оптического фонона в КЯ,  $\gamma$  — частота затухания фононов,  $\kappa_\infty$  — диэлектрическая проницаемость, связанная с электронами удаленных зон. В величину  $\kappa_\infty$  не дают вклад переходы электронов между зоной проводимости и валентной зоной. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости материала барьеров  $\kappa_B(\omega)$  взята из работы [17].

Формула (1) получена для случая, когда частоты и волновые вектора плазмон-фонона действительные. Однако если рассматривается распространение плазмон-фонона с действительной частотой  $\omega$  в среде с затуханием, то компоненты его волнового вектора являются комплексными величинами. Для того чтобы волновой вектор плазмон-фонона, распространяющегося в плоскости КЯ, был действительным, будем рассматривать распространение плазмон-фонона в „идеальной среде“. В этом случае мы искусственно добавляем в КЯ сторонний источник, компенсирующий затухание (усиление) плазмон-фонона в КЯ. Мы полагаем, что двумерная поляризуемость данного источника чисто мнимая и противоположна по знаку мнимой части поляризуемости КЯ, т.е.  $\chi_{QW}^{source} = -i \text{Im} [\chi_{tot}(\omega, \mathbf{q})]$ . Кроме того, мы вводим источник, который компенсирует затухание волны и в барьере, добавив сторонний источник в барьер. Его объемная поляризуемость также чисто мнимая и противоположна по знаку мнимой части поляризуемости барьеров, т.е.  $\chi_B^{source} = -i \text{Im} [\kappa_B(\omega)/4\pi]$ . С учетом сделанных утверждений полная поляризуемость КЯ определяется выра-

жением  $\chi_{tot}^{id.med}(\omega, \mathbf{q}) = \text{Re} [\chi_{tot}(\omega, \mathbf{q})]$ , а диэлектрическая проницаемость барьеров —  $\kappa_B^{id.med}(\omega) = \text{Re} [\kappa_B(\omega)]$ . Дисперсионное уравнение для плазмон-фононов в структуре с одной КЯ в „идеальной среде“ имеет вид

$$1 + 2\pi \frac{\text{Re} [\chi_{tot}(\omega, \mathbf{q})]}{\text{Re} [\kappa_B(\omega)]} Q = 0 \quad (3)$$

где

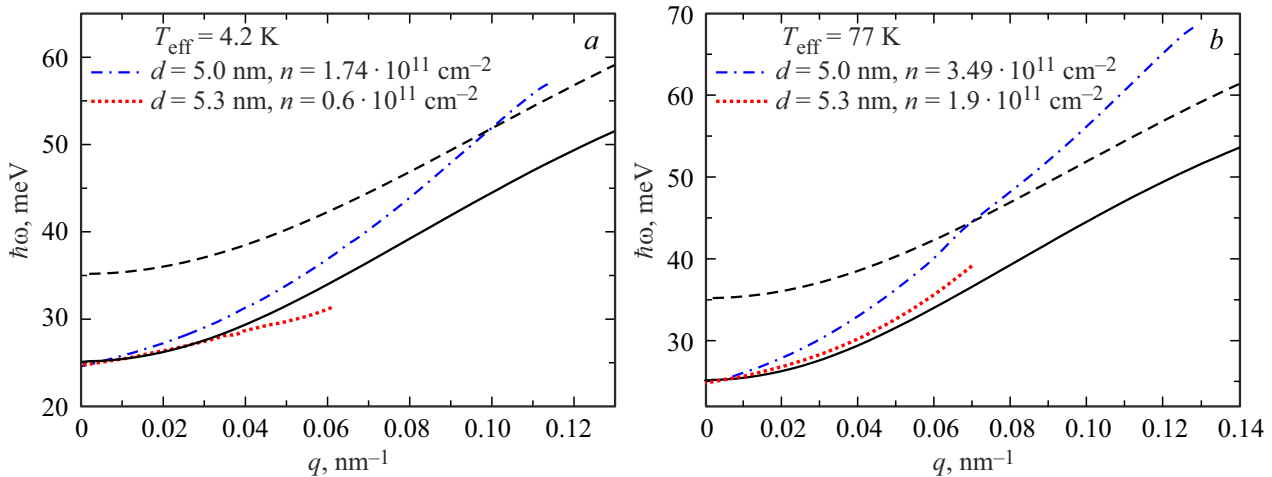
$$Q^2 = q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \text{Re} [\kappa_B(\omega)].$$

Возникает вопрос о том, насколько справедливо данное приближение. Для анализа справедливости данного приближения можно сравнить решения, полученные из уравнения (3), и точные решения уравнения (3), полученные в отсутствие пространственной дисперсии поляризуемости. Данные решения хорошо согласуются в случае, когда  $\text{Re} [q] > \text{Im} [q]$ .

Решения дисперсионного уравнения (3) для высокочастотных плазмон-фононных мод в рассматриваемых структурах приведены на рис. 2 при двух эффективных температурах неравновесных носителей. При расчете спектров плазмон-фононов мы пренебрегли равновесной концентрацией электронов и дырок в зонах и полагали концентрацию неравновесных электронов, равной концентрации неравновесных дырок. Концентрация неравновесных носителей, использованная при расчете спектров плазмон-фононов, чуть выше пороговой (т.е. выбраны такие концентрации, уменьшение которых на  $10^{10} \text{ см}^{-2}$  приведет к отсутствию усиления).

Из рис. 2 видно, что увеличение ширины КЯ с 5 до 5.3 нм приводит к уменьшению эффективной ширины запрещенной зоны  $E_{\text{eff}}(q)$ . Уменьшение  $E_{\text{eff}}(q)$  приводит к уменьшению пороговой концентрации неравновесных носителей. Несмотря на то что фазовая скорость плазмон-фонона ( $v_{\text{ph}} = \omega/q$ ) уменьшается при уменьшении концентрации носителей, пересечение с зависимостью  $E_{\text{eff}}(q)$  происходит при меньших волновых векторах плазмон-фонона (красная кривая на рис. 2). Уменьшение пороговой концентрации неравновесных носителей приводит к тому, что в более узкозонной КЯ возможна генерация плазмон-фононов с меньшими энергиями и волновыми векторами при меньших концентрациях неравновесных носителей. В силу того что высокочастотная плазмон-фононная ветвь спектра начинается с конечной частоты, плазмон-фононы с малыми волновыми векторами имеют большую фазовую скорость (т.е. показатель преломления этих волн меньше, чем показатель преломления волн, которые можно усиливать в более широкозонной структуре).

Одной из проблем, затрудняющей детектирование плазмон-фононов, является вывод данной волны из структуры. Коэффициент отражения этих волн от края структуры велик из-за большого эффективного показателя преломления плазмон-фонона. Коэффициент отражения плазмон-фононов от края структуры тем больше, чем больше эффективный показатель преломления.



**Рис. 2.** Спектры плазмон-фононов высокочастотных ветвей, рассчитанные для двух эффективных температур неравновесных носителей  $T_{\text{eff}}$ : *a* — соответствует  $T_{\text{eff}} = 4.2$  К, *b* — соответствует  $T_{\text{eff}} = 77$  К. Черными штриховой и сплошной линиями показаны зависимости  $E_{\text{eff}}(q)$  при ширине КЯ 5 и 5.3 нм соответственно.

В структуре с КЯ шириной 5 нм эффективный показатель преломления в точке пересечения закона дисперсии плазмона с  $E_{\text{eff}}(q)$  равен 395, а в структуре с КЯ шириной 5.3 нм — 64. Таким образом, коэффициент отражения плазмонов от границы узкозонной структуры с воздухом меньше, чем аналогичная величина для широкозонной структуры. Одним из способов вывода плазмон-фононов из структуры является вывод с использованием решетки, созданной на поверхности структуры, параллельной плоскости КЯ. Решетка необходима для выполнения закона сохранения импульса для фотона и плазмона [18]. Период такой решетки пропорционален  $2\pi/q$ . Для вывода плазмон-фононов с малыми волновыми векторами требуется решетка с большим периодом. Например, для вывода плазмон-фононов из структуры с КЯ шириной 5.3 нм понадобится решетка с периодом  $\sim 0.6$  мкм, а для вывода плазмона из структуры с КЯ шириной 5 нм понадобится решетка с периодом  $\sim 0.06$  мкм, что более сложно реализовать.

## 2.2. Коэффициент усиления плазмон-фононов

Коэффициент поглощения плазмон-фононов представляет собой отношение разности поглощаемой и выделяемой плотности мощностей при распространении плазмон-фонона в структуре к потоку энергии плазмон-фонона на единицу длины. Поглощение мощности происходит за счет друкеевских потерь, потерь на фононах в КЯ и барьерах, в результате межподзонных переходов электронов в валентной зоне, межзонных переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости, а также за счет затухания Ландау (внутризонного поглощения плазмонов электронами). Выделение мощности происходит за счет переходов электронов из зоны проводимости в валентную зону.

Суммарная плотность мощности, поглощаемая КЯ, равна:

$$P_{QW}(\omega, \mathbf{q}) = 2|E_0|^2 \omega \text{Im} [\chi_{\text{tot}}(\omega, \mathbf{q})], \quad (4)$$

где  $E_0$  — величина компоненты электрического поля, лежащая в плоскости КЯ.

Мощность, поглощаемая единицей площади барьера за счет потерь на фононах, равна:

$$P_B(\omega) = 2|E_0|^2 \omega \text{Im} \left[ \frac{\kappa_B(\omega)}{4\pi Q} (1 + q^2/Q^2) \right]. \quad (5)$$

Используя выражение для вектора Пойнтинга, можно получить выражение для потока энергии плазмон-фононов в структуре с одной КЯ:

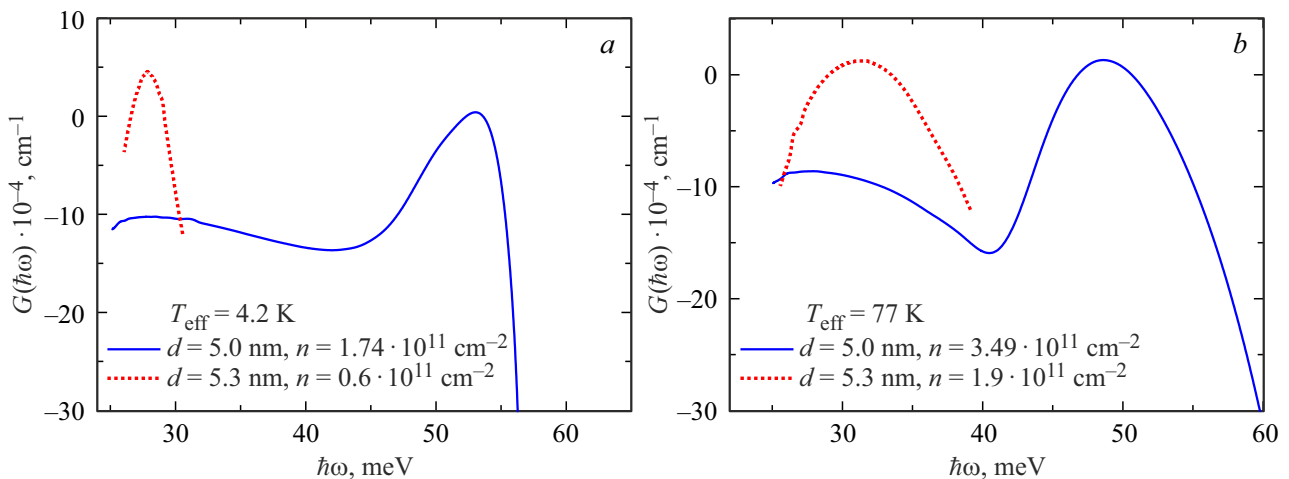
$$I(\omega, \mathbf{q}) = \frac{\omega q}{2\pi Q^3} \text{Re} [\kappa_B(\omega)] |E_0|^2. \quad (6)$$

Разделив на (6) сумму (4) и (5), получаем выражение для коэффициента поглощения плазмон-фононов:

$$\alpha(\omega, \mathbf{q}) = \frac{4\pi Q^3}{q \text{Re} [\kappa_B(\omega)]} \text{Im} \left[ \chi_{\text{tot}}(\omega, \mathbf{q}) + \frac{\kappa_B(\omega)}{4\pi Q} \left( 1 + \frac{q^2}{Q^2} \right) \right]. \quad (7)$$

В области частот, где данная величина отрицательная, плазмон-фонон усиливается. Удобнее рассматривать величину  $G(\omega, \mathbf{q}) = -\alpha(\omega, \mathbf{q})$ , называемую коэффициентом модового усиления.

Зависимости коэффициента усиления от частоты, рассчитанные с использованием формулы (7), приведены на рис. 3. Концентрации неравновесных носителей, при которых найдены спектры коэффициентов модового усиления плазмон-фононов, приведенные на рис. 3, чуть больше пороговых и равны для структуры с шириной КЯ 5 нм  $n = 1.74 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  при  $T_{\text{eff}} = 4.2$  К и  $n = 3.49 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  при  $T_{\text{eff}} = 77$  К. Для структуры с шириной КЯ 5.3 нм концентрации равны  $n = 0.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  при  $T_{\text{eff}} = 4.2$  К и  $n = 1.9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  при  $T_{\text{eff}} = 77$  К.



**Рис. 3.** Спектры усиления плазмон-фононов, вычисленные для двух эффективных температур неравновесных носителей в структурах с КЯ шириной 5 и 5.3 нм: *a* — соответствует  $T_{\text{eff}} = 4.2$  К, *b* — соответствует  $T_{\text{eff}} = 77$  К.

Из рис. 3 видно, что при уменьшении эффективной ширины запрещенной зоны с 35 до 25 мэВ становится возможным усиливать более длинноволновые плазмон-фононы. Кроме того, при увеличении ширины КЯ существенно уменьшаются пороговые концентрации неравновесных носителей.

Увеличение  $T_{\text{eff}}$  приводит к увеличению пороговой концентрации. Это можно объяснить тем, что при повышении эффективной температуры неравновесных носителей увеличится электронная заселенность состояний над квазиуровнями Ферми. Вследствие непараболичности электронного спектра плотность электронных состояний увеличивается с ростом энергии электрона в зоне проводимости и уменьшается в валентной зоне. Это приведет к уменьшению разности квазиуровней Ферми при повышении  $T_{\text{eff}}$  при фиксированной концентрации носителей. Следовательно, уменьшится число межзонных переходов электронов, дающих вклад в усиление плазмон-фононов. К такому же следствию приводит и уменьшение заселенности электронных состояний под квазиуровнями Ферми с ростом эффективной температуры неравновесных носителей. Кроме того, увеличение эффективной температуры неравновесных носителей приведет к увеличению затухания Ландау. Это объясняется тем, что при повышении температуры над квазиуровнем Ферми в зоне проводимости появится больше электронов, способных участвовать в процессе внутрizonного поглощения плазмон-фононов. Поэтому пороговая концентрация растет с увеличением температуры.

### 3. Заключение

В работе проведено сравнение характеристик плазмон-фононов высокочастотных ветвей в гетероструктурах с квантовыми ямами с шириной запрещенной зоны 35 и 25 мэВ, выращенных на плоскости (013). Показано,

что уменьшение ширины запрещенной зоны до 25 мэВ приводит к трехкратному уменьшению пороговой концентрации неравновесных носителей при эффективной температуре неравновесных носителей 4.2 К и двукратному — при 77 К. Плазмон-фононы высокочастотной ветви с малыми волновыми векторами имеют меньший коэффициент отражения от края структуры по сравнению с плазмон-фононами с большими волновыми векторами. Увеличение эффективной температуры неравновесных носителей приводит к увеличению пороговой концентрации.

Отметим, что спектр плазмон-фононов в рассмотренных структурах в основном определяется электронами, поскольку они обладают большей подвижностью по сравнению с дырками. Спектры электронов в зоне проводимости структур, выращенных на плоскостях (001) и (013) и имеющих одинаковую ширину запрещенной зоны, отличаются слабо. Поэтому выводы, полученные в этой работе об оптимальной ширине запрещенной зоны  $\sim 25$  мэВ для генерации плазмон-фононов справедливы и для структур, выращенных на плоскости (001).

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00310).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] M.S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, P. De Natale. *Opt. Express*, **23**, 5167 (2015).
- [2] K.V. Maremyanin, A.V. Ikonnikov, L.S. Bovkun, V.V. Rummyantsev, E.G. Chizhevskii, I.I. Zasavitskii, V.I. Gavrilenko. *Semiconductors*, **52**, 1590 (2018).

- [3] K. Kapralov, G. Alymov, D. Svintsov, A. Dubinov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **32**, 065301 (2019).
- [4] S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Y. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, S. Ganichev. *J. Electron. Mater.*, **39**, 918 (2010).
- [5] N. Mikhailov, R. Smirnov, S. Dvoretzky, V. Sidorov, Y.G. Sidorov, V. Shvets, E. Spesivtsev, S. Rykhlitski. *Int. J. Nanotechnol.*, **3**, 120 (2006).
- [6] V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.I. Gavrilenko, F. Teppe. *J. Optics*, **23**, 115001 (2021).
- [7] Ю. Петер, М. Кардона. *Основы физики полупроводников* (М., Физматлит, 2002).
- [8] J. Baars, F. Sorger. *Solid State Commun.*, **10**, 875 (1972)
- [9] D.N. Talwar, M. Vandevyver. *J. Appl. Phys.*, **56**, 1601 (1984)
- [10] В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов, В.И. Гавриленко, С.Г. Павлов, Н.-В. Hubers. *ФТТ*, **64**, 173 (2022).
- [11] V.Ya. Aleshkin, G. Alymov, A.A. Dubinov, V.I. Gavrilenko, F. Teppe, *J. Phys. Commun.*, **4**, 115012 (2020).
- [12] V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.I. Gavrilenko, F. Teppe. *Appl. Optics*, **60**, 8991 (2021).
- [13] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, M.S. Zholudev, A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin, V.V. Utochkin, M.A. Fadeev, K.E. Kudryavtsev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko, F. Teppe. *ACS Photonics*, **8**, 3526 (2021).
- [14] V.V. Rumyantsev, A.A. Dubinov, V.V. Utochkin, M.A. Fadeev, V.Ya. Aleshkin, A.A. Razova, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov. *Appl. Phys. Lett.*, **121**, 182103 (2022).
- [15] M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita, C. Consejo, J. Torres, N. Dyakonova, M. Czapkiewicz, J. Wróbel, G. Grabecki, N. Mikhailov, S. Dvoretzky. *Phys. Rev. B*, **86**, 205420 (2012).
- [16] M. Grynberg, R. Le Toullec, M. Balkanski. *Phys. Rev. B*, **9**, 517 (1974).
- [17] J. Polit. *Bull. Polish Acad. Sci. Techn. Sci.*, **59**, 331 (2011).
- [18] G. Fasol, N. Mestres, H.P. Hughes, A. Fischer, K. Ploog. *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 2517 (1986).

Редактор Г.А. Оганесян

## Optimization of the single quantum well CdHgTe/HgTe heterostructure parameters for the plasmon-phonons generation

V.Ya. Aleshkin, A.O. Rudakov, A.A. Dubinov

Institute for Physics of Microstructures  
of the Russian Academy of Sciences,  
603087 Afonino, Nizhny Novgorod region,  
Kstovsky district, Russia

**Abstract** Devoted to the choice of the optimal quantum well band gap for the generation of two-dimensional plasmon phonons in CdHgTe/HgTe heterostructures. It is shown that the optimal effective band gap is a band gap that slightly exceeds the energy of a longitudinal optical phonon in the barrier.