

# Влияние лучистого теплообмена на температуру роста при молекулярно-лучевой эпитаксии слоев HgCdTe

© В.А. Швец<sup>1</sup>, Д.В. Марин<sup>2,3</sup>, И.А. Азаров<sup>1</sup>, М.В. Якушев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>3</sup> Структурное подразделение Новосибирского государственного университета — Специализированный учебно-научный центр университета, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: basil5353@mail.ru

Поступила в Редакцию 29 апреля 2025 г.

В окончательной редакции 4 июля 2025 г.

Принята к публикации 4 июля 2025 г.

При молекулярно-лучевой эпитаксии существует два механизма нагрева подложки: теплопроводность и тепловое излучение. В работе рассматривается вклад лучистого нагрева в установление температуры образца в процессе эпитаксии слоя CdHgTe. На начальной стадии роста меняется излучательная способность структуры и нарушается тепловой баланс. Численными расчетами показано, что в отсутствие теплового контакта между образцом и нагревателем это должно приводить к значительному возрастанию равновесной температуры структуры. Рассчитана динамика изменения температуры при непрерывном росте слоя CdHgTe. Из этих расчетов следует, что остаточное изменение температуры будет наблюдаться также и после прекращения роста. Эксперименты, проведенные на спектральном эллипсомере, не обнаружили ожидаемых изменений температуры. Из этого сделан вывод, что в установках типа „Обь“, когда образец находится в механическом контакте с нагретой графитовой шайбой, излучательный механизм нагрева не является доминирующим.

**Ключевые слова:** излучательный нагрев, спектр поглощения, температура поверхности роста, тепловой контакт, кадмий-ртуть-теллур, эллипсометрия.

DOI: 10.61011/FTP.2025.03.61094.7916

## 1. Введение

При выращивании методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) слоев CdHgTe (КРТ) необходимо поддержание с высокой точностью целого ряда технологических параметров. Так, в работах [1,2] сообщается, что температурный диапазон для получения бездефектных слоев КРТ составляет несколько градусов. Термопарный контроль температуры для подложки в установках роста слоев невозможен по ряду причин. Во-первых, из-за технических особенностей установки невозможно обеспечить тепловой контакт спая термопары с подложкой. Во-вторых, при отсутствии надежного теплового контакта подложки с носителем спая термопары является дополнительным каналом теплоотвода и может искажать температурное поле в области контакта. Поэтому для контроля температуры используют различные бесконтактные методы [3,4], включая спектральную эллипсометрию [5,6].

На начальной стадии эпитаксии узкозонных полупроводников, включая КРТ, резко меняется баланс тепловых потоков, падающих на подложку и излучаемых ею за счет изменения излучательной способности образца. Это в свою очередь ведет к установлению нового равновесия тепловых потоков и установлению новой

равновесной температуры. Принципиальным моментом при этом является наличие или отсутствие теплового контакта между подложкой и нагревателем. Так, в установках „Riber“ подложка касается металлического держателя только по периметру. При выполнении исследовательских работ подложку приклеивают к массивному держателю индием или галлием [7]. В работе [4] тепловой контакт подложки с молибденовым держателем обеспечивается специально разработанной графитовой пастой.

В установке молекулярно-лучевой эпитаксии „Обь“ нагрев рабочей зоны осуществляется тепловым излучением от нагревателя. При этом сам образец (подложка кремния с пленкой CdTe) прижимается к периметру держателя графитовой шайбой, расположенной в непосредственной близости к нагревателю. Такая конструкция допускает нагрев образца как излучением графитовой шайбы, так и за счет теплопроводности. Относительный вклад того и другого механизма нагрева зависит от поглощательной способности подложки и ее теплового контакта с графитовой шайбой и держателем. Можно рассмотреть два предельных случая.

Если тепловой контакт достаточно хороший, чтобы обеспечить преимущественный нагрев по сравнению с излучением, то образец будет иметь температуру

нагретой шайбы, и она не будет претерпевать резких изменений из-за большой теплоемкости шайбы. Если же тепловой контакт слабый, то тепловое излучение будет доминирующим механизмом теплообмена, и это может привести к изменению температуры образца на начальной стадии роста КРТ. Для каждой фиксированной толщины слоя будет устанавливаться своя равновесная температура. При непрерывном росте слоя температура будет меняться вслед за изменением толщины. Изменение температуры в свою очередь может влиять на кинетику ростовых реакций, так как приводит к изменению концентрации ртути на поверхности [8], может смещать кинетическое равновесие реакций и изменять состав растущего слоя КРТ [9].

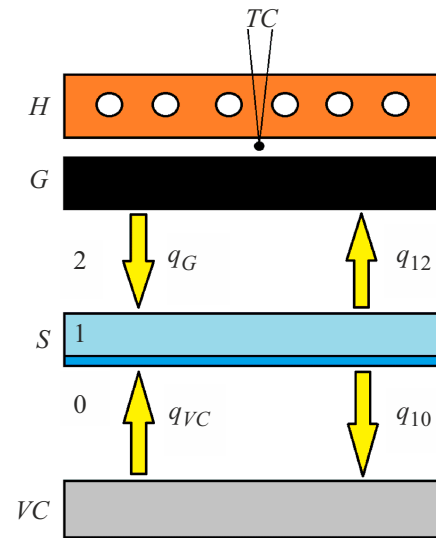
Вопрос о том, какой вклад дает каждый из рассмотренных механизмов нагрева при росте КРТ, крайне важен и остается открытым. Так, в работе [10] было экспериментально показано, что для подложки GaAs с широкой полосой поглощения в ИК диапазоне основным механизмом является излучение. Однако для кремния, имеющего в ИК узкий фоновый пик поглощения, ситуация может оказаться обратной.

Количественно рассчитать динамику изменения температуры не представляется возможным, так как сложно учесть множество неконтролируемых параметров, определяющих вклад того и другого механизма. Можно, однако, рассмотреть предельный случай, когда, нагрев осуществляется только излучением, а тепловой контакт подложки с элементами камеры отсутствует. В рамках такого предположения можно провести оценочные расчеты температурной динамики и сравнить их с экспериментом. Это позволило бы дать ответ на вопрос об определяющем механизме нагрева.

Цель настоящей работы заключается в том, чтобы численно оценить возможные изменения температуры подложки при излучательном теплообмене, обусловленные появлением узкозонного слоя КРТ, и экспериментально проверить, какой механизм нагрева образца является доминирующим в используемых установках роста.

## 2. Модель излучательного теплообмена

Рассмотрим предельный случай, когда нагрев образца происходит только тепловым излучением. Для расчетов будем использовать одномерную модель, представленную на рис. 1. Нагрев подложки  $S$  осуществляется излучением графитовой шайбы  $G$  с заданной температурой  $T_G$ , расположенной в непосредственной близости от образца. Тепловое излучение всех остальных элементов вакуумной камеры учтем заданием плоскости  $VC$  с излучательной способностью черного тела и с температурой  $T_{VC}$ . Образец Si/CdTe/HgCdTe обращен кремниевой стороной к нагревателю (граница 12) и эпитаксиальными слоями к плоскости  $VC$  (граница 10).



**Рис. 1.** Схематическое изображение модели теплообмена между образцом и окружающими элементами вакуумной камеры:  $H$  — нагреватель,  $TC$  — термопара,  $G$  — графитовая шайба, нагретая до температуры  $T_G$ ,  $S$  — образец,  $VC$  — поверхность, описывающая тепловое излучение вакуумной камеры.

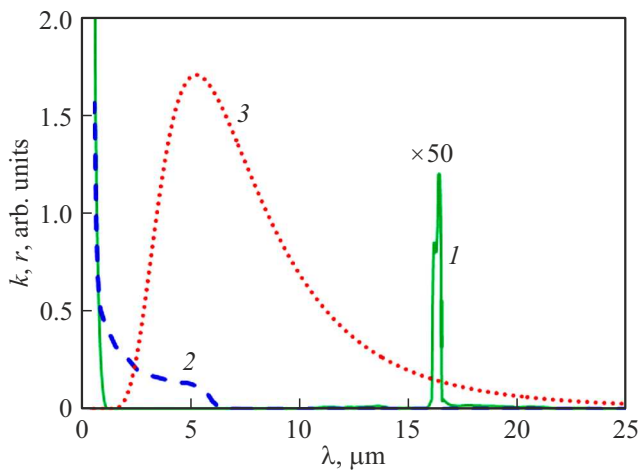
Условие баланса тепловых потоков для образца с температурой  $T_S$  имеет следующий вид:

$$q_G + q_{VC} = q_{12} + q_{10}, \quad (1)$$

где  $q_G = \int r(T_G, \lambda) A_{12} d\lambda$  и  $q_{VC} = \int r(T_{VC}, \lambda) A_{10} d\lambda$  — тепловые потоки, поглощаемые образцом со стороны нагревателя и камеры соответственно, а  $q_{12} = \int r(T_S, \lambda) A_{12} d\lambda$  и  $q_{10} = \int r(T_S, \lambda) A_{10} d\lambda$  — тепловые потоки, излучаемые поверхностями образца,  $r(T, \lambda)$  — спектральная плотность излучения черного тела, определяемая формулой Планка:

$$r(T, \lambda) = \frac{\text{const}}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}, \quad (2)$$

$A_{12}$  и  $A_{10}$  — излучательные (поглощательные) способности соответствующих поверхностей образца. Их значения находили из условия [11]  $A_{1j} + T_{1j} + R_{1j} = 1$ , ( $j = 0, 2$ ), где  $T_{1j}$  и  $R_{1j}$  — энергетические коэффициенты пропускания и отражения для рассматриваемых поверхностей. Коэффициенты  $T_{1j}$  и  $R_{1j}$  рассчитывались с использованием матричного метода [12], в котором учитывалась интерференция на слоях CdTe и КРТ. Лучи, многократно отраженные от граней пластины кремния, складывались по интенсивности из-за большой толщины пластины по сравнению с длиной когерентности излучения. Необходимые для этих расчетов спектры оптических постоянных материалов были взяты при комнатной температуре из [13,14]. При этом для КРТ учитывалось температурное смещение края поглощения [15]. На рис. 2 представлены спектры показателей поглощения кремния и КРТ ( $x = 0.2$ ), а также контур



**Рис. 2.** Спектры показателей поглощения кремния (1 — умножено на 50) и КРТ состава  $x = 0.2$  (кривая 2). Кривая 3 — функция Планка в условных единицах для температуры нагревателя  $T_G = 550$  К.

Планка, температуры графитовой шайбы  $T_G = 550$  К. Из сравнения приведенных на рисунке характеристик видим, что в структуре Si/CdTe/KРТ тепловое излучение может поглощаться в длинноволновой области собственного поглощения КРТ (2–6 мкм), а также в области фонованного поглощения кремния 10–25 мкм. Теллурид кадмия тоже имеет широкую полосу фонованного поглощения с максимумом вблизи 70 мкм, но ее интегральный вклад в нагрев подложки на 2 порядка меньше, чем от поглощения на кремнии из-за незначительной толщины слоя CdTe и быстрого спада функции Планка при возрастании длины волны. Поэтому в дальнейшем интегрирование теплового излучения проводили в области спектра от 0.5 до 25 мкм.

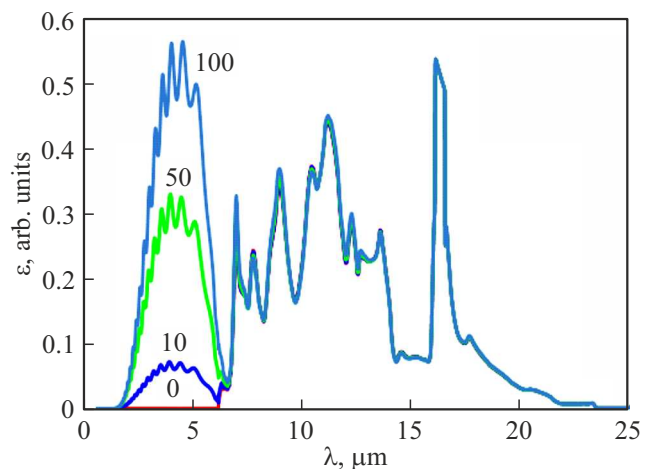
### 3. Расчет равновесной температуры

При появлении слоя КРТ на подложке Si/CdTe тепловой баланс нарушается, так как в дополнение к фонованному поглощению излучения в кремнии добавляется область фундаментального поглощения в КРТ. На рис. 3 показаны кривые спектральной плотности поглощаемого структурой Si/CdTe/Hg<sub>0.8</sub>Cd<sub>0.2</sub>Te излучения в единицу времени от нагревателя  $\varepsilon(\lambda)$ . Кривые рассчитаны для разных значений толщины слоя КРТ как произведение функции Планка и поглощательной способности.

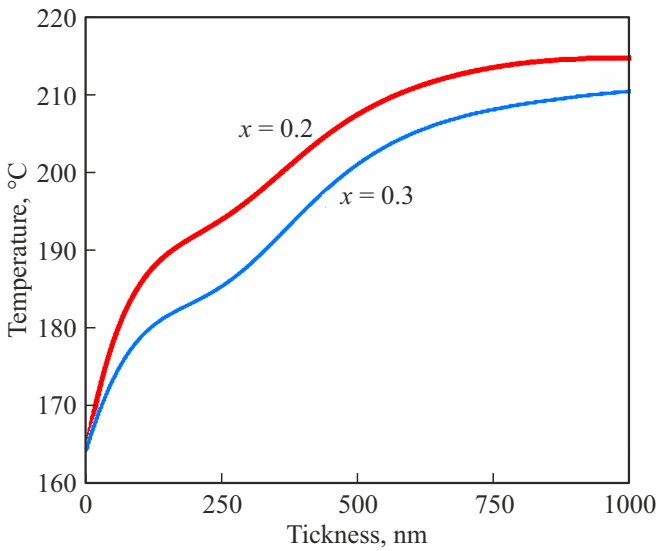
Суммарный поток поглощаемой лучевой энергии от нагревателя получается интегрированием спектральной плотности поглощаемого излучения по рассматриваемому спектральному диапазону. К этому следует добавить еще поток излучения со стороны камеры, но он существенно меньше, так как температура фона камеры в расчетах принималась равной 300 К. Поэтому учет излучения камеры не изменит качественной картины.

С увеличением толщины слоя КРТ возрастает вклад в общий тепловой поток от собственного поглощения КРТ, который представлен на рис. 3 кривыми спектральной плотности  $\varepsilon(\lambda)$  в области 2–6 мкм. При фиксированной толщине через некоторое время установится равновесная температура образца  $T_s$ , определяемая уравнением (1). Рассчитывая аналогичным образом поток тепловой энергии от внешнего фона камеры и потоки от подложки и решая численно уравнение (1), можно определить равновесную температуру подложки  $T_s$ . Найденная таким образом зависимость  $T_s$  от толщины слоя КРТ показана на рис. 4.

Как следует из этих расчетов, равновесная температура с появлением слоя заметно увеличивается, и это возрастание составляет десятки градусов. Для эпитаксии КРТ такие изменения температуры значительны. Полученному в расчетах скачку температуры можно дать простое и наглядное объяснение. Перед началом роста КРТ устанавливается равновесная температура между нагревателем, структурой Si/CdTe и фоном камеры. Структура нагревается преимущественно за счет фонованного поглощения в области  $\lambda > 10$  мкм, так как при рассматриваемых температурах контур Планка в диапазоне собственного поглощения Si и CdTe ( $\lambda < 1$  мкм) на 6–9 порядков меньше, чем в области 10–20 мкм. При этом, согласно закону Релея-Джинса, в длинноволновой фонованного поглощения тепловой поток пропорционален температуре. В результате температура образца устанавливается как среднее арифметическое между температурой нагревателя и температурой фона. С появлением слоя КРТ заметная часть теплового потока приходится на область его фундаментального поглощения в коротковолновой части спектра 2–6 мкм. В этой спектральной области тепловой поток пропорционален экспоненте от  $-1/T$ , поэтому температура



**Рис. 3.** Спектральная плотность поглощенного структурой Si/CdTe/Hg<sub>0.8</sub>Cd<sub>0.2</sub>Te излучения от нагревателя (в условных единицах). Цифры возле кривых соответствуют толщине слоя КРТ в нм. Температура нагревателя — 550 К, толщина слоя CdTe — 6 мкм.



**Рис. 4.** Зависимость равновесной температуры образца от толщины слоя КРТ в структуре Si/CdTe/КРТ, рассчитанная для двух значений состава КРТ  $x = 0.2$  и  $0.3$  (указаны на рисунке). Толщина слоя CdTe и температура нагревателя такие же, как на рис. 3. Температура образца перед началом роста составляла  $165^\circ\text{C}$ .

образца „подтягивается“ к температуре более нагретого тела, т. е. нагревателя.

#### 4. Динамика изменения температуры в процессе роста КРТ

Оценим характерное время релаксации температуры. Динамика изменения температуры описывается уравнением

$$C \frac{dT_S}{dt} = J_Q, \quad (3)$$

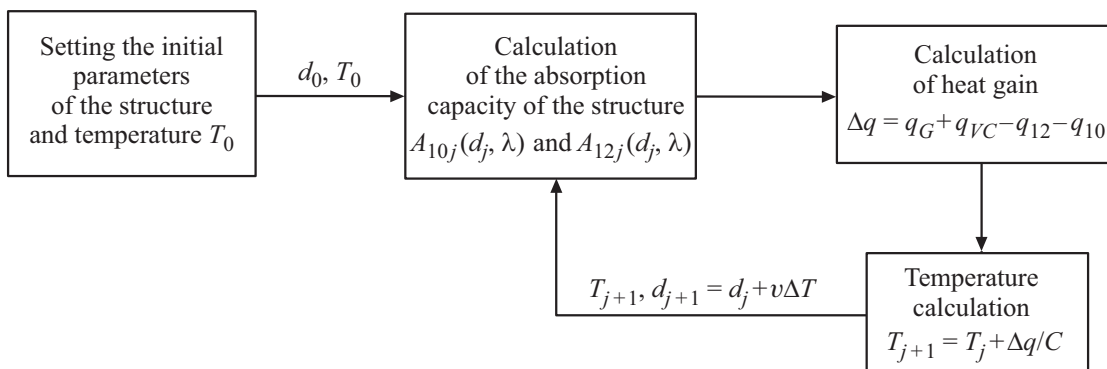
где  $C$  — теплоемкость единицы поверхности подложки,  $J_Q$  — баланс поглощенной и излученной мощности тепловой энергии для единицы поверхности. Представим температуру подложки в виде суммы равновесной температуры для данной толщины слоя  $T_b$  и переменной

составляющей:  $T_S = T_b + T(t)$ . Предполагая, что излучательные способности поверхностей равны и постоянны в пределах контура Планка ( $A_{10} = A_{12} = A$ ) и пренебрегая излучением фона, можем записать

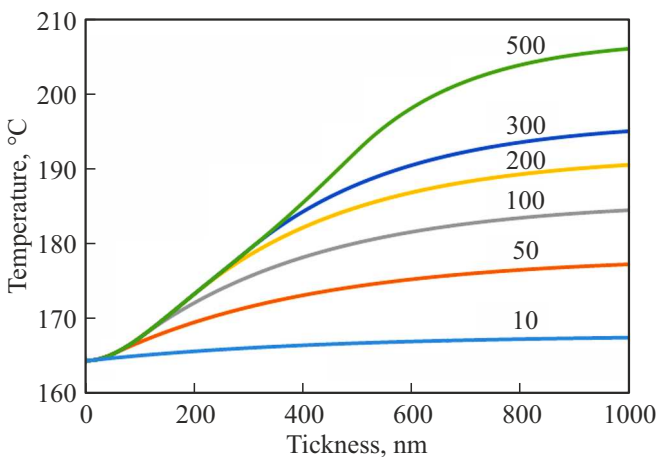
$$J_Q = \sigma A [T_G^4 - 2(T_P + T(t))^4] \approx -8\sigma A T_b^3 T(t), \quad (4)$$

где  $\sigma$  — постоянная Стефана–Больцмана. Здесь мы воспользовались малостью  $T(t) \ll T_b$  и условием, что при равновесной температуре  $J_Q = T_G^4 - 2T_b^4 = 0$ , поэтому  $T_b = T_G/\sqrt[4]{2}$ . С учетом (4) уравнение (3) упрощается:  $C \frac{dT(t)}{dt} = -\sigma A 8 T_b^3 T(t)$ , и его решение можно представить в виде  $T(t) = \text{const} \cdot \exp(-t/\tau)$ , где постоянная времени  $\tau = \frac{C}{(4\sqrt[4]{2} A \sigma T_G^3)}$ . Расчеты показывают, что излучательная способность структуры  $A \approx 0.1$ , и тогда получаем  $\tau \approx 180$  с. Таким образом, при скорости роста  $v = 1$  нм/с характерное время температурной релаксации образца оказывается сравнимо с временем роста пленки толщиной  $\sim 100$  нм. Это значит, что для корректного определения температурной зависимости необходимо учитывать непрерывное изменение толщины. Такие расчеты были проведены численно. На рис. 5 показан алгоритм вычислений. Поглощательные способности  $A_{12}$  и  $A_{10}$  рассчитывались как функции длины волны и толщины слоя. При расчете приращения тепла интегрирование проводили в спектральном диапазоне от 500 нм до 25 мкм, захватывая область фоновонного поглощения кремния. После вычисления температуры на  $j$ -м цикле толщина слоя для  $j+1$ -го цикла увеличивалась на  $v\Delta t$  и расчет повторялся. Шаг по времени  $\Delta t = 1$  с, скорость роста слоя КРТ  $v = 1$  нм/с. После того как толщина достигала своего конечного значения, циклы повторялись при фиксированном значении толщины.

На рис. 6 показана рассчитанная динамика изменения температуры в процессе роста слоя КРТ и после его завершения. С учетом того что скорость роста была принята равной 1 нм/с, время окончания роста (в секундах) численно совпадает с толщиной слоя (в нанометрах). Сначала температура изменяется вместе с толщиной, а после того как толщина достигнет конечного значения (указана цифрами возле каждой кривой), темпе-



**Рис. 5.** Блок-схема расчета динамики изменения температуры.



**Рис. 6.** Динамика изменения температуры при росте слоя КРТ состава  $x = 0.2$ . Цифры возле кривых показывают толщину выросшей пленки в нанометрах.

Остаточное изменение температуры после завершения роста слоя КРТ

$d$ , нм	10	50	100	200	300	500
$\Delta T$ , °C	1.9	7.7	11.2	12.0	12.5	14.1

ратура релаксирует до своего равновесного значения. Так, для кривой с номером 100 рост прекращается на 100-й секунде, для кривой с номером 200 — на 200-й и т.д. Остаточное изменение температуры после окончания роста показано в таблице. Полученные в этих расчетах величины изменения температуры представляются достаточно значительными, и их можно обнаружить экспериментально.

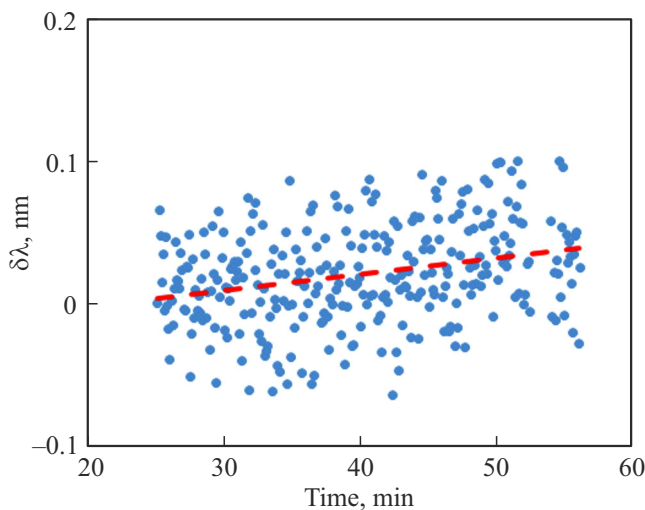
## 5. Моделирование эксперимента, результаты и обсуждение

Выполненные расчеты показывают, что в случае излучательного теплообмена с началом роста КРТ должно наблюдаться заметное возрастание температуры. Это возрастание в принципе можно обнаружить с помощью эллипсометрических измерений. Однако трудность эллипсометрического эксперимента заключается в том, что с началом роста слоя КРТ наблюдаются резкие изменения эллипсометрических параметров за счет интерференции на слое. Эти изменения на несколько порядков превышают те, что могут быть потенциально связаны с температурой. Приведенные в таблице результаты показывают, однако, что температурные изменения будут наблюдаться и после прекращения роста. Из данных таблицы следует, что для экспериментальной проверки эффекта желательно, чтобы толщина выросшего слоя была  $> 50$  нм. Тогда ожидаемое повышение

температуры будет  $\sim 10^\circ$ , и его можно обнаружить экспериментально.

В работе [5] рассмотрены различные эллипсометрические методики контроля температуры в технологии МЛЭ КРТ. Для обнаружения описанного выше эффекта наиболее подходит интерференционная методика, основанная на регистрации смещения интерференционных осцилляций эллипсометрических параметров, возникающих на буферном слое CdTe в области прозрачности материала ( $\lambda > 850$  нм). Из-за большой толщины слоя CdTe эта методика имеет высокую чувствительность. Появление слоя КРТ экранирует проникновение света, и с ростом толщины КРТ амплитуда интерференционных осцилляций уменьшается, что снижает точность измерений. Поэтому была выбрана толщина слоя КРТ в диапазоне 50–100 нм.

Эксперимент был выполнен на установке МЛЭ „Обь“, оснащенной спектральным эллипсометром, работающим в диапазоне длин волн от 350 до 1000 нм. В течение всего эксперимента проводился непрерывный контроль за положением интерференционных осцилляций. Перед началом роста КРТ модуль эпитаксии выдерживался достаточно время, чтобы температура стабилизировалась. Затем открывалась заслонка, экранирующая образец от разогретых источников кадмия и ртути. Это приводило к незначительному смещению интерференционных осцилляций из-за разогрева образца. Через 8–10 мин, когда эллипсометрические спектры стабилизировались, проводился рост слоя КРТ состава, близкого к 0.2, в течение 1 мин. По данным эллипсометрии, толщина выросшего слоя составила  $\sim 60$  нм. Рост проводился в режиме постоянной мощности нагревателя, чтобы обеспечить постоянство температуры графитовой шайбы  $T_G$ . В процессе роста наблюдалась трансформация спектров эллипсометрических параметров, которые были вызваны изменением толщины слоя. После прекращения роста положение интерференционных осцилляций стабилизировалось. Лишь первый спектр  $\Psi(\lambda)$ , измеренный через 8 с после остановки роста, имел сдвиг по оси  $\Psi$ , по-видимому, из-за образования поверхностного слоя CdTe [16]. По оценкам, толщина этого слоя может составлять 0.5 нм. При последующих измерениях никаких изменений в спектрах эллипсометрических параметров не было обнаружено. На рис. 7 показано спектральное смещение  $\delta\lambda$  одного из максимумов осцилляций параметра  $\Psi$ , измеряемое в течение 30 мин после прекращения роста КРТ. Смещение отсчитано относительно первого измерения. В пересчете на температуру (смещение в 1 нм соответствует изменению температуры на  $17^\circ\text{C}$ ) среднее изменение температуры за 30 мин не превысило  $0.7^\circ\text{C}$  при разбросе данных  $\pm 1^\circ\text{C}$ . В повторно выполненном эксперименте изменение температуры было также в пределах одного градуса. Полученные результаты показывают, что в условиях механического контакта между образцом и графитовой шайбой тепловое излучение не является доминирующим механизмом нагрева образца.



**Рис. 7.** Смещение интерференционных осцилляций параметра оси после завершения роста слоя КРТ. Пунктиром показана линия регрессии.

Был также рассмотрен альтернативный вариант теплопереноса за счет теплопроводности паров ртути, давление которых в камере было измерено датчиком и составляло  $P = 2 \cdot 10^{-2}$  Па. Плотность потока тепла между образцом и графитовой шайбой в этом случае легко рассчитывается в приближении разреженного газа и выражается соотношением  $j_Q = \sqrt{\frac{R}{\mu}} \left( \frac{P(T_G - T_S)}{\sqrt{T_G + \sqrt{T_S}}} \right)$ . Здесь  $\mu$  — молярная масса ртути,  $R$  — универсальная газовая постоянная. Для значений температур подложки и шайбы  $T_S = 440$  К и  $T_G = 500$  К получим, что плотность потока тепла составит  $J_Q = 18$  мВт/см<sup>2</sup>. При этом плотность реально поглощаемого структурой тепла, оцененная исходя из скорости нагрева пластины при выходе на режим роста, составила  $\geq 12$  мВт/см<sup>2</sup>. Таким образом, вариант переноса тепла молекулами ртути оказывается несостоятельным. Скорее всего, доминирующим механизмом нагрева является теплопроводность между образцом и графитовой шайбой, а также между образцом и держателем. Являясь относительно мягким материалом, графит за счет пластической деформации может обеспечить большую площадь соприкосновения и достаточно хороший тепловой контакт.

## 6. Заключение

Рассмотрено влияние растущего эпитаксиального слоя КРТ на установившийся тепловой баланс между нагревателем (графитовой шайбой) и подложкой в условиях, когда теплообмен происходит только за счет теплового излучения. Проведены численные расчеты и показано, что при появлении слоя КРТ тепловой баланс нарушается, и это приводит к возрастанию температуры, которое может достигать нескольких десятков градусов. Рассчитанная динамика изменения температуры показы-

вает, что увеличение температуры будет наблюдаться также и после прекращения роста слоя. Проведенные эксперименты позволили установить, что в установках типа „Обь“, когда образец прижимается к держателю нагретой графитовой шайбой, излучательный механизм нагрева не является доминирующим.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки высшего образования РФ, проект FWGW-2025-0008.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] J.W. Garland, S. Sivanathan. *Molecular-Beam Epitaxial Growth of HgCdTe*. [G. Dhanaraj, K. Byrappa, V. Prasad, M. Dudley (eds). *Springer Handbook of Crystal Growth* (Springer, 2010) p. 1069]. DOI: 10.1007/978-3-540-74761-1
- [2] J. Garland. *MBE Growth of Mercury Cadmium Telluride*: P. Capper, J. Garland (eds). *Mercury Cadmium Telluride: Growth, Properties Applications* (Wiley, Hoboken, 2011) p. 131). <https://doi.org/10.1002/9780470669464.ch7>
- [3] J.A. Roth, T.J. de Lyon, M.E. Adel. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **324**, 353 (1994). <https://doi.org/10.1557/PROC-324-353>
- [4] M. Daraselia, C.H. Grein, S. Rujirawat, B. Yang, S. Sivanathan, F. Aqariden, H.D. Shih. *J. Electron. Mater.*, **28**, 743 (1999). DOI: 10.1007/s11664-999-0064-4
- [5] V.A. Shvets, D.V. Marin, I.A. Azarov, M.V. Yakushev, S.V. Rykhliiskii. *J. Cryst. Growth*, **599**, 126898 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2022.126898>
- [6] L.A. Almeida, N.K. Dhar, M. Martinka, J.H. Dinan. *J. Electron. Mater.*, **29**, 754 (2000). DOI: 10.1007/s11664-000-0220-3
- [7] R. Schlereth, J. Hajer, L. Frst, S. Schreyeck, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. *J. Cryst. Growth*, **537**, 125602 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2020.125602>
- [8] T.J. De Lyon, R.D. Rajavel, J.A. Roth, J.E. Jensen. In: *Handbook of Infra-red Detection Technologies*, ed. by M. Henini and M. Razegh (Elsevier Science, 2002) p. 309.
- [9] В.А. Швец, Д.В. Марин, И.А. Азаров, М.В. Якушев, С.В. Рыхлицкий. *ФТП*, **55** (12), 1240 (2021). DOI: 10.21883/FTP.2021.12.51713.9714
- [10] И.А. Азаров, В.А. Швец, С.А. Дулин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Д.Г. Икусов, И.Н. Ужаков, С.В. Рыхлицкий. *Автоматрия*, **53** (6), 111 (2017). DOI: 10.15372/AUT20170614
- [11] J.M. Palmer, B.G. Grant. *Art of radiometry* (SPIE P.O. Box 10 Bellingham, Washington 98227-0010 USA, 2010).
- [12] Р. Аззам, Н. Башара. *Эллипсометрия и поляризованный свет* (М., Мир, 1981) с. 379.
- [13] *Handbook of Optical constants of Solids*, ed. by Edvard D. Palik (Academic Press, 1998).
- [14] S. Adachi. *Optical constants of crystalline and amorphous semiconductors. Numerical data and graphical information* (Kluwer Academic Publishers, 1999).

- [15] J.P. Laurenti, J. Camassel, A. Bouhemadou, B. Toulouse, R. Legros, A. Lusson. *J. Appl. Phys.*, **67**, 6454 (1990). DOI: 10.1063/1.345119
- [16] В.А. Швец, Д.В. Марин, М.В. Якушев, С.В. Рыхлицкий. *Опт. и спектр.*, **129** (1), 33 (2021). DOI: 10.21883/OS.2021.01.50436.213-20

Редактор Г.А. Оганесян

## Influence of Radiative Heat Transfer on Growth Temperature during Epitaxy of HgCdTe Layers

V.A. Shvets<sup>1</sup>, D.V. Marin<sup>2,3</sup>, I.A. Azarov<sup>1</sup>, M.V. Yakushev<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

<sup>2</sup> Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia

<sup>3</sup> Specialized Educational Scientific Center of Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** There are two mechanisms of substrate heating during molecular beam epitaxy: thermal conductivity and thermal radiation. The paper considers the contribution of radiative heating to establishing the sample temperature during epitaxy of the CdHgTe layer. At the initial stage of growth, the emissivity of the structure changes and the thermal balance is disturbed. Numerical calculations have shown that in the absence of thermal contact between the sample and the heater, this should lead to a significant increase in the equilibrium temperature of the structure. The dynamics of temperature change during continuous growth of the CdHgTe layer is calculated. It follows from these calculations that a residual change in temperature will also be observed after the growth has ceased. Experiments performed with use of spectral ellipsometer did not reveal the expected temperature changes. From this it was concluded that in installations of the „Ob“ type, when the sample is in mechanical contact with a heated graphite washer, the radiative heating mechanism is not dominant.