

Влияние плотности мощности излучения CO₂-лазера на коэффициент поглощения поликристаллических CVD-алмазов

М.С.Андреева, Н.В.Артюшкин, М.И.Крымский, А.И.Лаптев, Н.И.Полушин,
В.Е.Роголин, М.В.Рогожин

Исследовано воздействие сфокусированного излучения непрерывного CO₂-лазера на неохлаждаемую пластину поликристаллического CVD-алмаза в диапазоне плотностей мощности лазерного излучения 300–800 кВт/см² при времени облучения 1 с. Обнаружено, что при плотности мощности 800 кВт/см² коэффициент поглощения на 0.035 см⁻¹ больше, чем при 300 кВт/см². Это связано с температурной зависимостью его фононно-индуцированного поглощения при изменении температуры пластины от 44 до 100 °С. Показано, что поликристаллический алмаз, в отличие от других оптических материалов, не подвержен нелинейному (лавинообразному) росту поглощения при плотностях мощности излучения CO₂-лазера как минимум до 800 кВт/см².

Ключевые слова: поликристаллический CVD-алмаз, CO₂-лазер, излучение, плотность мощности, коэффициент поглощения, выходное окно, термометр, математическое моделирование.

1. Введение

После появления работы [1], в которой была впервые продемонстрирована уникальная лучевая прочность алмаза при воздействии сфокусированного излучения непрерывного CO₂-лазера мощностью 10 кВт, начались интенсивные исследования возможности использования этого материала для изготовления лазерных оптических элементов, в частности выходных окон газовых лазеров.

В окне прозрачности атмосферы 8–14 мкм работает множество ИК приборов, к важнейшим из которых относятся CO₂-лазеры, излучающие на длине волны 10.6 мкм. Созданы CO₂-лазеры с мощностью излучения в непрерывном и импульсно-периодическом режимах до 1 МВт и энергией в импульсном режиме в десятки килоджоулей [2]. Одним из наиболее уязвимых узлов лазера является выходное окно [3]. Для обеспечения вывода излучения из газовой кюветы в атмосферу потребовался поиск подходящих оптических материалов, поскольку традиционные материалы – стекла, используемые в видимом диапазоне, в десятимикронной спектральной области непрозрачны. В итоге, наиболее перспективным материалом для мощных CO₂-лазеров был признан алмаз [1]. Однако потребовалась многолетняя работа для получения алмаза, подходящего для практического применения в качестве выходного окна. Кроме того, были решены проблемы оптической

обработки алмазов [4–6] и нанесения на алмазные детали интерференционных покрытий [7].

Благодаря появлению технологии получения алмазов методом CVD [8] началось стремительное внедрение этого материала в различные высокотехнологические изделия [6, 9–16]. Дело в том, что алмаз обладает уникальным сочетанием физико-химических свойств. У него самые высокие теплопроводность (в пять раз больше, чем у меди) и твердость, он химически и радиационно устойчив, прозрачен в широком спектральном диапазоне (от ультрафиолетовых до сантиметровых длин волн, за исключением области фононного поглощения 2–6 мкм). У алмаза весьма низкий ($0.8 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при $T = 273 \text{ K}$) коэффициент теплового расширения (КТР), сопоставимый с таковым у инвара, но гораздо более низкий, чем у традиционно применяемых оптических материалов. Он обладает и рядом других замечательных свойств [6, 12, 16, 17]. CVD-процесс позволяет получать технологически воспроизводимые пластины поликристаллического алмаза (ПА) оптического качества диаметром до 200 мм при толщине до нескольких миллиметров [6, 12]. Так, например, выходные окна диаметром 100 мм (а иногда и несколько больше) для мегаваттных гиротронов, излучающих в миллиметровом диапазоне, делают только из CVD-алмазов [18, 19]. В лазерах ТГц диапазона также используются алмазные окна [20].

Коэффициенты поглощения α монокристаллического и поликристаллического алмазов в области 10.6 мкм несколько различаются и, в зависимости от качества материала, находятся в диапазоне $0.03–0.065 \text{ см}^{-1}$ [9, 16, 21]. Как известно [22], в области 10 мкм в алмазе преобладает двухфононное решеточное поглощение, которое не позволяет получить материал с $\alpha \leq 0.03 \text{ см}^{-1}$. Это значительно выше, чем у основных конкурентов алмаза – ZnSe и KCl, у которых $\alpha \sim 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. Тем не менее, благодаря значительно лучшим механическим и теплофизическим свойствам, алмаз оказался гораздо предпочтительнее своих конкурентов [9, 23].

М.С.Андреева. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы
Н.В.Артюшкин, М.И.Крымский, А.И.Лаптев, Н.И.Полушин, М.В.Рогожин. Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Россия, 119049 Москва, Ленинский просп., 4
В.Е.Роголин. Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Россия, 191186 С.-Петербург, Дворцовая наб., 18;
e-mail: v-rogalin@mail.ru

Поступила в редакцию 18 августа 2020 г., после доработки – 5 октября 2020 г.

Несмотря на то что монокристаллические алмазы обладают меньшим поглощением, чем поликристаллические, именно последние используются для изготовления лазерных окон, поскольку размеры монокристаллов алмаза промышленного изготовления обычно редко превышают 10 мм, что слишком мало для выходного окна – его еще надо вакуумировать, закрепить и организовать систему охлаждения. В связи с этим стоит упомянуть о недавнем техническом решении [24, 25], которое позволяет объединить преимущества моно- и полиалмазов: в пластине ПА выращивается монокристаллическая вставка, через которую проходит большая часть излучения, а на поликристаллическую часть окна приходится основная конструктивная нагрузка.

С появлением мощных щелевых CO₂-лазеров, обладающих компактным высокоинтенсивным излучением, использование алмазной оптики стало необходимостью, несмотря на ее высокую стоимость [9, 16, 26].

Одним из важных применений мощных CO₂-лазеров является сравнительно новое направление – использование создаваемой лазером плазмы в качестве источника интенсивного излучения в проекционной рентгеновской фотолитографической установке для получения интегральных схем уменьшенных размеров [13–15]. Для эффективного использования подобной установки необходим CO₂-лазер, устойчиво работающий в технологической точной линии, причем его выходная мощность должна непрерывно поддерживаться на уровне десятков киловатт в соответствии с заданным режимом работы. Важнейшим компонентом CO₂-лазера в этом случае является охлаждаемое алмазное выходное окно.

Таким образом, лазерные окна должны устойчиво работать при прохождении через них непрерывного интенсивного лазерного излучения на уровне десятков кВт/см². При работе лазера в импульсно-периодическом режиме удельная нагрузка на алмазное окно возрастает до сотен кВт/см² и более, что на два порядка превышает интенсивность, которую могут выдержать конкуренты алмаза [27]. Оптические и термомеханические процессы в выходном окне мощного лазера рассмотрены в работах [28, 29]. Однако там не учитывается, что алмаз является широкозонным полупроводником, для которых возможны проявления разного рода нелинейных эффектов в мощных электромагнитных полях, связанных с ионизацией примесных уровней. Поэтому при столь значительных лучевых нагрузках возможен рост коэффициента поглощения, вызванный различными, а не только теплофизическими, эффектами.

В работе [30] методом лазерной калориметрии была измерена температурная зависимость коэффициента поглощения алмаза на длине волны 10.6 мкм в диапазоне 20–500 °С. Исследовались два образца с коэффициентами поглощения при комнатной температуре $\alpha = 0.096$ и 0.85 см⁻¹. В обоих случаях температурные зависимости $\alpha(T)$ были идентичными: с ростом температуры до 500 °С коэффициент α увеличился примерно на 0.5 см⁻¹. В работах [31, 32] при исследовании температурных зависимостей поглощения в алмазе были получены сходные данные. Однако во всех этих работах для лазерной калориметрии использовались маломощные источники излучения, а температура образца повышалась внешним нагревателем.

В настоящей работе мы исследовали изменение коэффициента поглощения поликристаллического CVD-алмаза при воздействии на образец только излучения CO₂-ла-

зера в диапазоне плотностей мощности 300–800 кВт/см² с целью выяснения влияния интенсивности воздействующего излучения с длиной волны 10.6 мкм на величину поглощения алмаза. Нагрев образца происходил в результате поглощения проходящего лазерного излучения.

2. Методика эксперимента

Объектами исследования служили оптически полированные плоскопараллельные поликристаллические пластины CVD-алмаза диаметром 10 мм и толщиной 0.5 мм. Шероховатость поверхности образцов R_{ms} , оцениваемая с помощью измерений на сканирующем зондовом микроскопе MFP 3D Stand Alone (Asylum Research) с использованием кремниевого кантилевера при резонансной частоте 120 кГц и программы Gwyddion (версия 2.51), составила 1.36 нм.

Источником излучения служил технологический лазер ТЛ-1.5 с выходной мощностью до 1.5 кВт в непрерывном режиме и расходимостью излучения 3×10^{-3} рад. Диаметр выходного пучка составлял 20 мм. Мощность лазера могла регулироваться изменяться в диапазоне 0.050–1.5 кВт. Измерение мощности излучения проводилось штатным измерителем с индикацией на пульте управления. Использованный в работе лазер специально для данного эксперимента был оснащен разработанной схемой синхронизации, которая позволяла открывать затвор на выходе лазера в течение 0.3–1.0 с. Ограничение времени облучения требовалось для исключения влияния излишнего нагрева образца на измеряемые характеристики.

Схема эксперимента приведена на рис.1. Излучение фокусировалось на образец однолинзовым объективом, изготовленным из монокристалла хлорида калия (КС1) диаметром 40 мм с фокусным расстоянием 90 мм. Образец поликристаллического алмаза во фторопластовой оправе устанавливался в фокальную область однолинзового объектива.

Запуски лазера проводились при последовательном повышении его выходной мощности от 200 до 700 Вт с шагом 100 Вт, время облучения составляло 1 с. После выключения лазера из оптической схемы удалялся защитный стальной экран толщиной 5 мм и проводились измерения температуры образца пирометром ТМ-908. Головка пирометра располагалась на расстоянии 5 см от образца. Хотя плотность мощности излучения была значительно меньше, чем в работах [33, 34], но в нашем эксперименте отсутствовало охлаждение, поэтому, во избежание возможных необратимых повреждений образцов, дальнейшее повышение мощности лазера не проводилось.

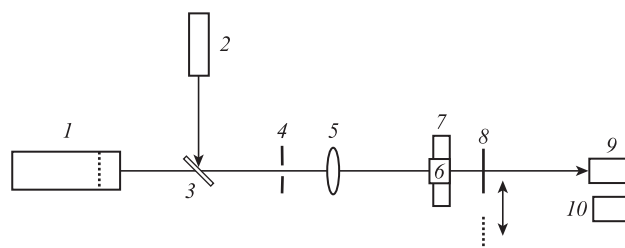


Рис.1. Схема проведения эксперимента: 1 – лазер ТЛ-1.5 с внешним затвором; 2 – юстировочный лазер; 3 – пластина для совмещения лазерных пучков; 4 – диафрагма; 5 – однолинзовый объектив; 6 – исследуемый образец; 7 – оправка образца; 8 – металлический экран; 9 – пирометр ТМ-908; 10 – секундомер.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

Поскольку размеры исследуемого образца поликристаллического алмаза были сравнительно невелики, а для оптической регистрации температуры пластинки требовалось расположить головку регистрирующего прибора максимально близко от образца, был использован пирометр, а не тепловизор, как в работе [34].

По результатам каждого пуска лазера строилась зависимость температуры образца от времени его остывания после прекращения лазерного воздействия и удаления защитного экрана (примерно через 1 с после окончания воздействия). Характер кривых остывания образца при различных плотностях мощности излучения показан на рис.2.

Пирометр ТМ-908 регистрировал среднюю температуру образца спустя 1 с после выключения лазера, а для корректного вычисления коэффициента поглощения на основе полученных экспериментальных данных необходимо знать температуру образца в зоне фокуса объектива в момент окончания воздействия. Поэтому для корректировки температурных данных кривые изменения температуры после облучения, показанные на рис.2, были экстраполированы на 1 с – время между моментом выключе-

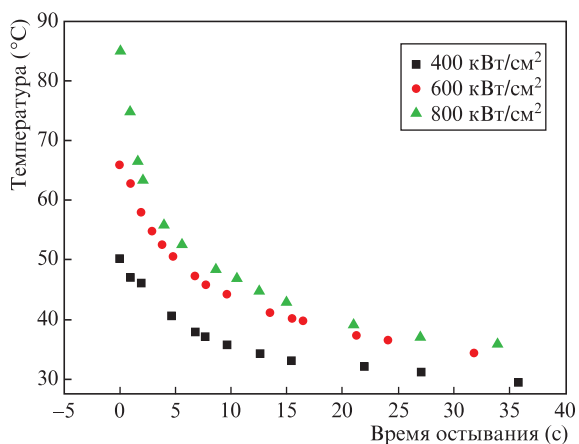


Рис.2. Зависимости температуры образца от времени его остывания при плотностях мощности излучения 400, 600 и 800 кВт/см². Время лазерного воздействия 1 с.

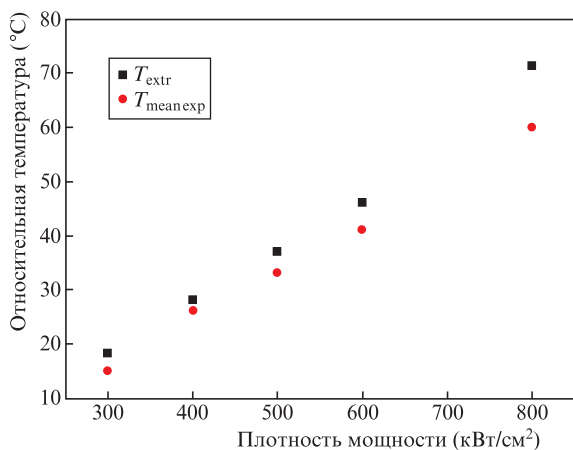


Рис.3. Зависимости максимального значения относительной температуры образца $T_{meanexp}$ в фокальной области, регистрируемой пирометром, и экстраполированного значения температуры T_{extr} от плотности мощности лазерного излучения.

ния лазера и началом работы пирометра. Ниже в расчетах используются полученные экстраполяцией значения температур T_{extr} .

На рис.3 приведены построенные на основе полученных данных зависимости от плотности мощности воздействующего излучения максимального значения относительной температуры образца (разность абсолютной температуры, регистрируемой пирометром через 1 с после выключения лазера $T_{meanexp}$, и температуры фона, составляющей 25 °C) и экстраполированной температуры T_{extr} .

Для предварительного анализа радиального распределения температуры по образцу (с целью вычисления ее среднего значения) и последующего расчета коэффициента поглощения на основе полученных экспериментальных результатов была использована математическая модель выходного окна непрерывного лазера [28] в части расчета его температурного поля в процессе работы.

Численными методами с использованием локально-одномерной схемы А.А.Самарского [35], которая является абсолютно устойчивой и обладает свойством суммарной аппроксимации, решалось уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q(r, z), \quad (1)$$

где ρ – плотность; λ – теплопроводность; c – удельная теплоемкость; r – радиус исследуемой пластины; $Q(r, z)$ – плотность мощности поглощаемого излучения, определяемая для гауссова профиля излучения как

$$Q(r, z) = 2 \frac{P_0 \alpha}{\pi W_0^2} \exp\left(-2 \frac{r^2}{W_0^2}\right). \quad (2)$$

Здесь P_0 – мощность лазерного излучения; α – коэффициент поглощения на длине волны лазера; W_0 – радиус пятна излучения. В модели учтена зависимость теплопроводности материала окна λ от температуры. Для диапазона температур 300–600 К, актуального в данной работе, зависимость $\lambda \sim f(T)$ хорошо аппроксимируется формулой

$$\lambda(T) = \lambda_0 \frac{T_0}{T}, \quad (3)$$

где λ_0 – коэффициент теплопроводности при начальной температуре T_0 (при вычислениях использовалось $T_0 = 300$ К).

В качестве граничных условий использовано адиабатическое граничное условие на оси симметрии окна:

$$r = 0, \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial r} = 0. \quad (4)$$

Расчет проводился в приближении гауссова профиля пучка для следующих параметров алмаза [36]: теплопроводность (при $T = 300$ К) $2000 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, удельная теплоемкость $520 \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, плотность 3515 кг/м^3 .

На вход расчетной модели подавались приведенные выше параметры пластины ПА и излучения лазера в фокусе объектива. Поскольку пирометр измерял усредненное значение температуры T_{mean} в области светового диаметра окна, а размер пятна лазерного излучения в фокусе объектива был много меньше диаметра, то температура T в фокальной области определялась в результате численного расчета.

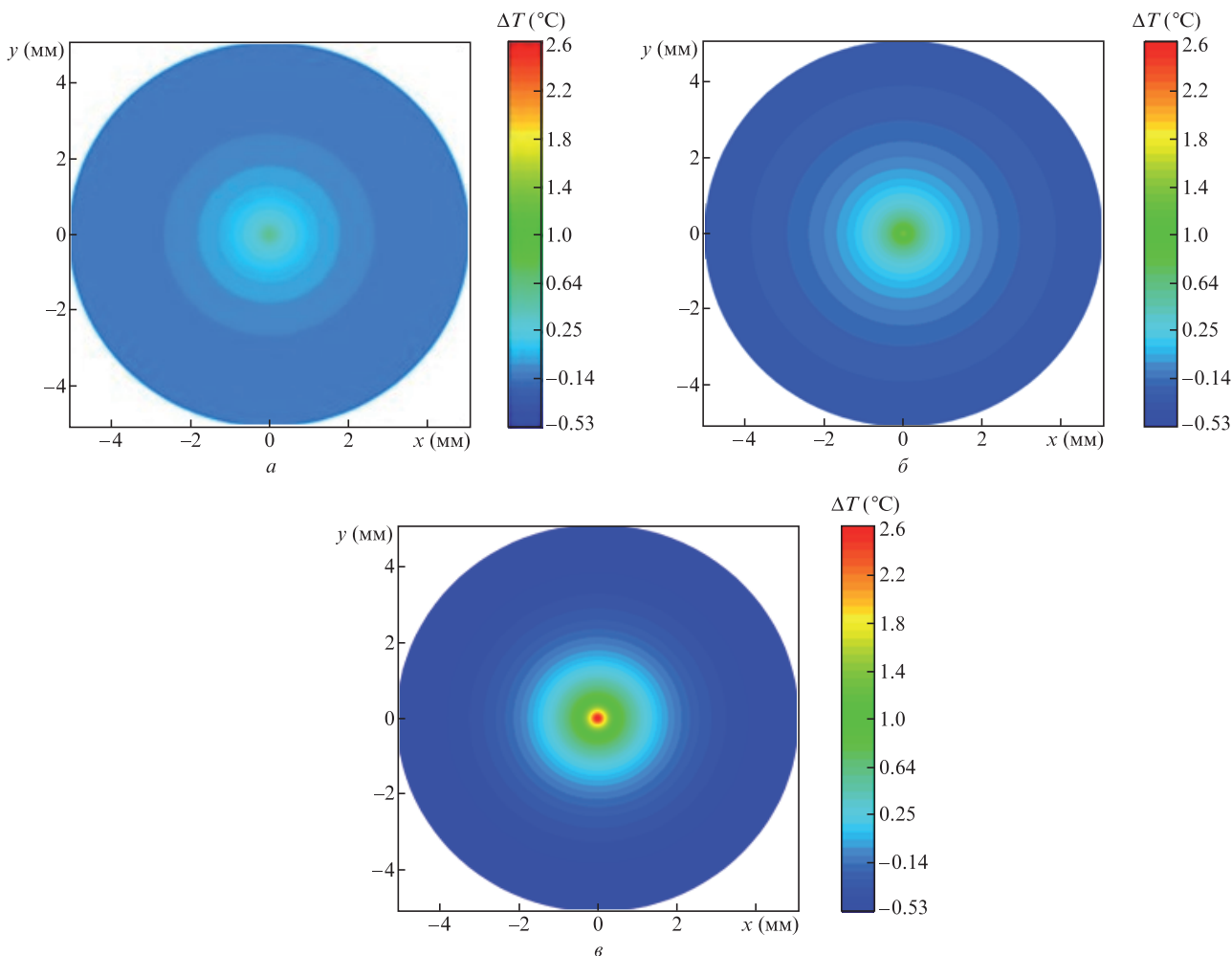


Рис.4. Распределения разности температур $\Delta T = T - T_{\text{mean}}$ в образце в момент выключения лазера при $I = 300$ (а), 500 (б) и 800 кВт/см² (в).

В используемой модели не учитываются потери тепла в держатель образца и в окружающую воздушную атмосферу в первую секунду воздействия, но она позволяет оценить скорость распределения тепла в самой алмазной пластине и выравнивание температуры по ее площади. В этот момент времени основные потери тепла из облученной зоны происходят в результате перераспределения теплового потока в алмазе. Потерями тепла в окружающее пространство можно пренебречь, т. к. размеры пятна малы, а теплопроводность воздуха пренебрежимо мала по сравнению с теплопроводностью алмаза. До оправы образца тепловой поток доходит уже значительно ослабленным, поэтому мы им также пренебрегаем.

На стадии остывания идет передача тепла от алмаза в оправу и окружающее пространство. Здесь потери тепла незначительны ввиду малой разницы температур, и поэтому окончательное остывание образца происходит сравнительно долго. Его продолжительность и определяет окончательные потери тепла образцом.

Для сравнительного анализа максимальной (в зоне лазерного воздействия) и усредненной по образцу температур с использованием разработанной модели проведены расчеты радиального распределения температуры по образцу в момент выключения лазера при различных плотностях мощности лазера I . Результаты показаны на рис.4 и 5.

На рис.4 представлены трехмерные распределения разности температур $\Delta T = T - T_{\text{mean}}$ при времени воздействия

1 с и плотностях мощности лазера на поверхности образца $I = 300, 500$ и 800 кВт/см².

На рис.5 показаны радиальные распределения $\Delta T = T - T_{\text{mean}}$ при различных значениях I , демонстрирующие близость температур T и T_{mean} вследствие высокой теплопроводности алмаза.

Как видно из представленных на рис.4 и 5 результатов, различия между усредненной по образцу температу-

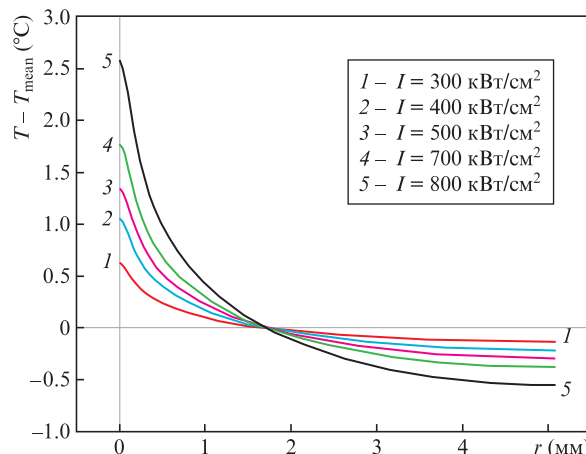


Рис.5. Радиальные зависимости разности температур $T - T_{\text{mean}}$ в момент прекращения лазерного воздействия.

рой T_{mean} и максимальной (в фокальной области площадью $\sim 0.07 \text{ мм}^2$) температурой T в образце ПА невелики, а следовательно, недостаточная разрешающая способность пирометра внесла незначительную погрешность в результаты эксперимента. Поэтому при расчете коэффициента поглощения образца можно использовать значение измеренной усредненной температуры, экстраполированной к моменту выключения лазера, T_{extr} (см. рис.3).

Следует отметить, что численные значения распределений температур, приведенные на рис.4 и 5, носят качественный характер, поскольку получены расчетным путем без учета температурной динамики коэффициента поглощения алмаза в процессе лазерного нагрева в течение 1 с. Основная цель этих расчетов – выяснить правомерность использования в них усредненной температуры, измеряемой пирометром.

Далее программа осуществляла численный подбор подаваемого на вход расчетной модели коэффициента поглощения α , с тем чтобы вычисленное значение температуры совпадало с экстраполированным значением измеренной при помощи пирометра температуры T_{extr} при времени лазерного воздействия 1 с.

В табл. 1 приведены расчетные значения коэффициента поглощения ПА на длине волны 10.6 мкм в диапазоне плотностей мощности лазерного излучения 300 – 800 кВт/см². Из таблицы следует, что при повышении I от 300 до 800 кВт/см² коэффициент поглощения возрастает на 0.035 см⁻¹.

Табл.1. Значения коэффициента поглощения поликристаллического CVD-алмаза на длине волны 10.6 мкм при различных плотностях мощности лазерного излучения.

α (см ⁻¹)	I (Вт/см ²)	T_{meanexp} (°C)	T_{extr} (°C)	T (°C)
0.12	3×10^5	40.0	43.3	44.2
0.132	4×10^5	50.2	53.4	54.7
0.137	5×10^5	58.0	62.5	63.9
0.148	7×10^5	65.9	70.9	72.8
0.155	8×10^5	85.1	96.4	100

Примечание: Температура T_{meanexp} измерялась примерно через 1 с после удаления защитного экрана, значения температуры сразу после выключения лазера T_{extr} получены путем экстраполяции зависимостей $T_{\text{meanexp}}(t)$ к моменту выключения лазера, значения T получены из расчетов.

На рис.6 показана зависимость коэффициента поглощения образца ПА от плотности мощности в зоне воздействия излучения CO₂-лазера.

В нашем случае наблюдалась та же тенденция роста коэффициента поглощения с температурой, что и в работах [29–31]. Так, в работе [30] при внешнем нагреве в том же температурном диапазоне коэффициент поглощения алмаза увеличился на 0.05 см⁻¹. Мы считаем, что рост коэффициента поглощения ПА с повышением плотности мощности излучения CO₂-лазера, наблюдавшийся в нашей работе, тоже вызван температурно-зависимым фонноиндуцированным, а не с примесным поглощением, не зависящим от температуры. Как показал эксперимент, ПА не подвержен нелинейному (лавинобразному) росту поглощения при плотностях мощности излучения CO₂-лазера как минимум до 800 кВт/см², что существенно больше возможностей других материалов аналогичного назначения [27]. Мы не превышали уровень 800 кВт/см², поскольку он заметно больше плотностей мощности в реально используемых лазерных системах.

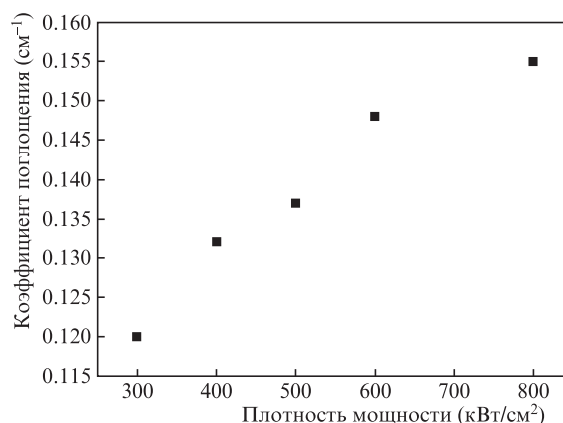


Рис.6. Зависимость коэффициента поглощения образца от плотности мощности в зоне воздействия излучения CO₂-лазера.

4. Заключение

Проведено исследование воздействия сфокусированного непрерывного лазерного излучения продолжительностью 1 с на неохлаждаемую пластину поликристаллического CVD-алмаза в диапазоне плотностей мощности лазерного излучения 300–800 кВт/см². Обнаружено, что с увеличением плотности мощности лазерного излучения до 800 кВт/см² коэффициент поглощения ПА возрастает на 0.035 см⁻¹. Этот результат близок к данным, полученным в работе [30] при прохождении через образец малоинтенсивного излучения и внешнем нагреве в том же диапазоне температур (44 – 100 °C), что и в настоящей работе. Исходя из этого мы полагаем, что наблюдавшийся нами рост коэффициента поглощения при повышении плотности мощности излучения CO₂-лазера также вызван температурно-зависимым фонноиндуцированным поглощением. Показано, что ПА, в отличие от других оптических материалов, не подвержен нелинейному (лавинобразному) росту поглощения при плотностях мощности излучения CO₂-лазера как минимум до 800 кВт/см², поэтому оптические элементы из поликристаллического алмаза способны работать при сверхвысоких плотностях мощности излучения.

Оптические свойства ПА измерялись в Межкафедральной учебно-испытательной лаборатории полупроводниковых материалов и диэлектриков НИТУ МИСиС «Монокристаллы и заготовки на их основе».

Настоящая работа выполнена в рамках федерального целевого проекта программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014 – 2020 годы» по теме «Разработка технологии и аппаратуры для получения сверхчистых монокристаллов алмаза CVD-методом и процессов их легирования для использования в фотонике и в микроэлектронике в виде высокотемпературных полупроводников» в рамках Соглашения о предоставлении субсидии №075-02-2018-210 от 26 ноября 2018 г. (Уникальный идентификатор соглашения RFMEFI57818X0266) при финансовой поддержке прикладных научных исследований Министерством науки и высшего образования РФ.

1. Douglas-Hamilton D., Hoad E.D., Seitz J.R.M. *J. Opt. Soc. Am.*, **64**, 36 (1974).
2. Баранов Г.А., Кучинский А.А. *Квантовая электроника*, **35**, 219 (2005). [*Quantum Electron.*, **35**, 219 (2005)].

3. Шмаков В.А. *Силовая оптика* (М.: Наука, 2004).
4. Pickles C.S.J., Madgwick T.D., Sussmann R.S., Wort C.J.H. *Diam. Relat. Mater.*, **9**, 916 (2000).
5. Balmer R.S., Brandon J.R., Clewes S.L., Dhillon H.K., Dodson J.M., Friel I., Inglis P.N., Madgwick T.D., Markham M.L., Mollart T.P., Perkins N., Scarsbrook G.A., Twitchen D.J., Whitehead A.J., Wilman J.J., Woollard S.M. *J. Phys. Condens. Matter.*, **21**, 364221 (2009).
6. *Углеродная фотоника* (под ред. В.И.Конова) (М.: Наука, 2017).
7. Пивоваров П.А., Павельев В.С., Соيفер В.А., Черепанов К.В., Анисимов В.И., Бутузов В.В., Сороченко В.Р., Артюшкин Н.В., Роголин В.Е., Щebetова Н.И., Плотниченко В.Г., Конов В.И. *Квантовая электроника*, **48**, 1000 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 1000 (2018)]; <https://doi.org/10.1070/QEL16855>.
8. Спицын Б.В., Дерягин Б.В. *АС* № 339134 (СССР) с приоритетом от 10.07.1956; *БИ* № 17, 233 (1980).
9. Sussman R.S., Brandon J.R., Coe S.E., Pickles C.S.J., Sweeney C.G., Wasenczuk A., Wort C.J.H., Dodge C.N.; www.e6.com.
10. Dodson J.M., Brandon J.R., Dhillon H.K., Friel I., Geoghegan S.L., Mollart T.P., Santini P., Scarsbrook G.A., Twitchen D.J., Whitehead A.J., Wilman J.J., de Wit H. *Proc. SPIE*, **8016**, 80160L (2011).
11. Aoiokin E., Muhr A., Bennett An., Twitchen D.J., de Wit H. *Proc. SPIE*, **9346**, 93460T (2015).
12. Рогожин М.В., Роголин В.Е., Крымский М.И., Крымский К.М. *Радиотехника и электроника*, **63**, 1188 (2018); doi:10.1134/S0033849418110098 [*J. Commun. Technol. Electron.*, **63**, 1326 (2018)]; doi: 10.1134/S1064226918110098.
13. Endo A. <http://www.intechopen.com>; doi: 10.5772/3871.
14. Nowak K.M., Ohta T., Saganuma T., Fujimoto J., Mizoguchi H., Sumitani A., Endo A. *Optoelectron. Rev.*, **21** (4), 345 (2013).
15. Аранчий С.М., Крымский К.М., Крымский М.И., Роголин В.Е. *Радиотехника и электроника*, **60**, 325 (2015); doi:10.7868/S0033849415030031 [*J. Commun. Technol. Electron.*, **60**, 308 (2015)]; doi: 10.1134/S1064226915030031.
16. Роголин В.Е., Аранчий С.М. *Интеграл*, **5** (67), 80 (2012).
17. Ральченко В.Г., Конов В.И. *Электроника. Наука, технология, бизнес*, № 4, 58 (2008).
18. Parshin V.V. *Int. J. Millimeter Waves*, **15**, 339 (1994).
19. Роголин В.Е., Каплунов И.А., Кропотов Г.И. *Оптика и спектроскопия*, **125**, 851 (2018); doi:10.21883/OS.2018.12.46951.190-18 [*Opt. Spectrosc.*, **125**, 1053 (2018)]; doi:10.1134/S0030400X18120172.
20. Винокуров Н.А., Шевченко О.А. *УФН*, **188**, 493 (2018); doi: 10.3367/UFN.2018.02.038311 [*Phys. Uspekhi*, **61**, 435 (2018)].
21. Лукьянов А.Ю., Ральченко В.Г., Хомич А.В., Сердцев Е.В., Волков П.В., Савельев А.В., Конов В.И. *Квантовая электроника*, **38**, 1171 (2008) [*Quantum Electron.*, **38**, 1171 (2008)].
22. *Optical Engineering of Diamond*. Ed. by R.P. Mildren, J.R. Rabeau (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2013).
23. Deutsch T.F. *J. Electron. Mater.*, **4**, 663 (1975).
24. Рогожин М.В., Роголин В.Е., Крымский М.И., Каплунов И.А. *Diagnost., Resour. Mechan. Mater. Structur.*, № 1, 34 (2018); doi: 10.17804/2410-9908.2018.1.034-040.
25. Вихарев, А.Л., Горбачев А.М., Духновский М.П., Мучников А.Б., Ратникова А.К., Федоров Ю.Ю. *ФТП*, **46**, 274 (2012). [*Semiconductors*, **46**, 263 (2012)]; doi: 10.1134/S1063782612020248.
26. Granson V., Sumrain Sh., Daniel P., Villarreal Fr., Deile J. *Proc. SPIE*, **6872**, 687209 (2008).
27. Loomis J.S., Huguley C.A. *NBS Spec. Publicat.*, **414**, 94 (1974).
28. Рогожин М.В., Роголин В.Е., Крымский М.И. *Оптика и спектроскопия*, **122**, 873 (2017); doi: 10.7868/S003040341705018X [*Opt. Spectrosc.*, **122**, (5), 843 (2017)]; doi: 10.1134/S0030400X17050186.
29. Рогожин М.В., Роголин В.Е., Крымский М.И., Филин С.А. *Изв. РАН. Сер. Физика*, **80**, 1410 (2016); doi: 10.7868/S0367676516100203 [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.*, **80**, 1260 (2016)]; doi: 10.3103/S1062873816100166.
30. Wörner E., Wild C., Müller-Sebert W., Grimm M., Koidl P. *Diamond Relat. Mater.*, **14**, 580 (2005).
31. Piccirillo C., Davies G., Mainwood A., Penchina C. *Phys. B Condens. Matter.*, **308–310**, 581 (2001).
32. Piccirillo C., Davies G., Mainwood A., Scarle S., Penchina C.M., Mollart T.P., Lewis K.L., Nesladek M., Remes Z., Pickles C.S.J. *J. Appl. Phys.*, **92** (2), 756 (2002).
33. Роголин В.Е., Ашкинази Е.Е., Попович А.Ф., Ральченко В.Г., Конов В.И., Аранчий С.М., Рузин М.В., Успенский С.А. *Изв. вузов. Матер. электронной техники*, № 3, 41 (2011).
34. Rogalin V.E., Ashkinazi E.E., Popovich A.F., Ral'chenko V.G., Konov V.I., Aranchii S.M., Ruzin M.V., Rogozhin M.V. *Phys. Wave Phenom.*, **26**, 75 (2018); doi: 10.3103/S1541308X18020012.
35. Самарский А.А. *Теория разностных схем* (М.: Наука, 1977).
36. Thomas M., Tropic W. *Johns Hopkins APL Techn. Digest*, **14**, 16 (1993).