*ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ СВЕТОВЫЕ ПОЛЯ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ВЕЩЕСТВОМ*

# Моделирование процесса лазерного усиления с учётом зависимости теплофизических и лазерных характеристик среды от распределения температуры в активном элементе Yb : YAG

**В.В.Петров, В.А.Петров, Г.В.Купцов, А.В.Лаптев, А.В.Кирпичников, Е.В.Пестряков**

*Разработана трёхмерная нестационарная модель процесса лазерного усиления с учётом зависимости теплофизических и лазерных характеристик активных сред от распределения температуры. Проведено численное моделирование процесса лазерного усиления в активных элементах двухкаскадного криогенного лазерного усилителя субджоульного класса, работающего с частотой следования импульсов до 1 кГц. Показано, что учёт температурного распределения является ключевым при расчёте криогенно охлаждаемых лазерных усилителей с мощной диодной накачкой. Определены оптимальные значения параметров излучения диодной накачки, при которых максимально достижимые энергии импульсов на выходе усилителя могут составлять 300 и 570 мДж для частот следования импульсов 1000 и 500 Гц соответственно.*

***Ключевые слова:*** *диодная накачка, высокая частота следования импульсов, криогенные температуры, лазерный усилитель, уравнение теплопроводности.*

## 1. Введение

Развитие современных лазерных систем, обладающих одновременно высокими средней и пиковой мощностями, привело к появлению различных научных исследований по ускорению протонов и ионов [1], в том числе для медицины [2], генерации ультракоротких импульсов в ближнем ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах [3], а также к созданию высокоэнергетических источников накачки для параметрических усилителей [4]. Для многих приложений определяющими параметрами являются не только частота следования, длительность, пространственный и фазовый профили импульсов, но также величина энергии, запасенная в импульсе. Для генерации и усиления высокоэнергетических импульсов с высокой частотой следования импульсов (ЧСИ) и большой эффективностью подходят лазерные среды, активированные ионами $Yb^{3+}$. Достигнутые энергии импульсов наносекундной длительности с ЧСИ 0.5 и 1 кГц для систем, основанных на активных элементах Yb : YAG, составляют 1 Дж и 120 мДж [5, 6] соответственно.

**В.В.Петров.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20; e-mail: vpetv@laser.nsc.ru
**В.А.Петров, Г.В.Купцов.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20; e-mail: petrov.nstu@gmail.com
**А.В.Лаптев, А.В.Кирпичников, Е.В.Пестряков.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б

Поступила в редакцию 26 февраля 2020 г.

Важной особенностью таких систем является значительная тепловая нагрузка на активные элементы, поскольку для их накачки применяются диодные лазеры с высокой средней мощностью, что приводит к значительному нагреву в области накачки и, как следствие, к снижению лазерных свойств среды и появлению фазовых искажений в выходных усилительных каскадах [7]. Вследствие существенной зависимости как физических, так и лазерных свойств элементов из Yb : YAG от температуры, в мощных лазерных системах коэффициент усиления имеет сложную зависимость от параметров излучения накачки. Для определения оптимальных параметров излучения накачки необходимо решать систему уравнений, включающую в себя балансные уравнения, уравнение переноса и уравнение теплопроводности для учёта влияния тепловых эффектов на процесс лазерного усиления.

Исследования, посвященные вопросам влияния температуры активных элементов лазерных усилителей на коэффициент усиления, описаны в литературе как для волоконных усилителей [8, 9], так и для объемных элементов [10 – 12]. Однако в большинстве работ не учитывается объемное распределение температуры, либо её эволюция во времени, либо динамика и взаимосвязь коэффициента усиления с нагревом, либо зависимость лазерных и теплофизических параметров от температуры, либо экспериментально измеренные параметры систем, такие как пространственный профиль излучения накачки и зависимость температуры теплоотвода от мощности излучения накачки.

Для определения оптимальных параметров излучения накачки в лазерных усилителях с криогенным охлаждением и высокой ЧСИ, необходимо учитывать одновременно все вышеперечисленные параметры и зависимости. В настоящей работе представлены результаты моделирования процесса лазерного усиления в активных элементах криогенно охлаждаемого двухкаскадного лазерного усилителя субджоульного класса, работающего с ЧСИ до 1 кГц.

## 2. Описание установки

В ИЛФ СО РАН проводится разработка принципов и методов создания элементной базы малопериодного высокоинтенсивного источника излучения со стабилизацией фазы несущей импульсов относительно фазы огибающей (СЕР), работающего с высокой ЧСИ. Блок-схема источника представлена на рис.1.

В состав источника входит система, генерирующая СЕР-стабилизированные импульсы [13], которые инжектируются в параметрический усилитель, и масштабируемая твердотельная лазерная система джоульного класса, работающая с высокой ЧСИ [14], используемая для накачки параметрического усилителя. Масштабируемая лазерная система джоульного класса состоит из задающего генератора, стретчера, регенеративного усилителя, двух лазерных усилителей с диодной накачкой – шестипроходного и мультидискового – и удвоителя оптической частоты. Ключевым звеном этой системы является двухкаскадный криогенно охлаждаемый мультидисковый лазерный усилитель с мощной диодной накачкой.

Активными элементами криогенного усилителя являются полученные методом диффузионной сварки кристаллы YAG-Yb:YAG (концентрация ионов $Yb^{3+}$ 10 ат.%), которые попарно прикреплены с противоположных сторон к криогенно охлаждаемым кристаллодержателям. Кристаллы имеют форму диска диаметром 25 мм, толщина легированной части составляет 3.75 мм, нелегированной – 2 мм. Всего используется восемь активных элементов, формирующих два каскада усиления по четыре элемента каждый. Схема многопроходного мультидискового усилителя представлена на рис.2.

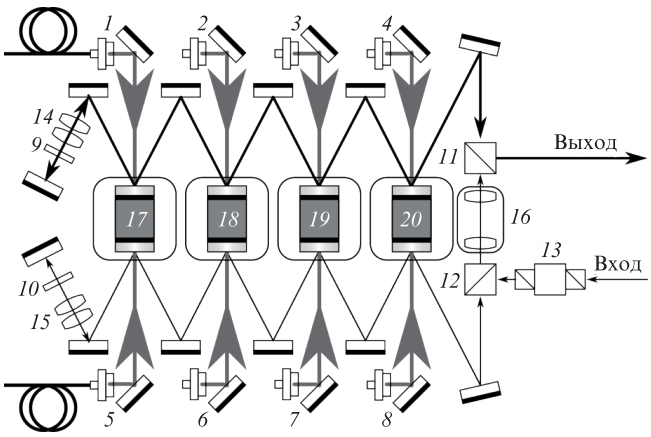



Рис.2. Схема мультидискового многопроходного усилителя: *1–8* – лазерные диоды накачки с волоконным выходом; *9*, *10* – четвертьволновые пластинки; *11*, *12* – поляризационные кубики; *13* – изолятор Фарадея; *14*, *15* – системы согласующих линз; *16* – телескоп в вакуумной камере; *17–20* – вакуумные камеры с системой охлаждения и активными элементами; плоские зеркала на схеме не пронумерованы.

При распространении в усилителе инжектированные импульсы совершают двойной обход сначала одного, а затем второго каскада усиления. Энергия инжектируемых импульсов на входе в усилитель составляет 10 мДж. В усилителе используются восемь диодных лазеров накачки, работающих в непрерывном и квазинепрерывном режимах, с максимальной мощностью до 200 Вт каждый и центральной длиной волны 936 нм. Охлаждение активных элементов блока лазерного усиления осуществляется с помощью криостатов замкнутого цикла, работающих на

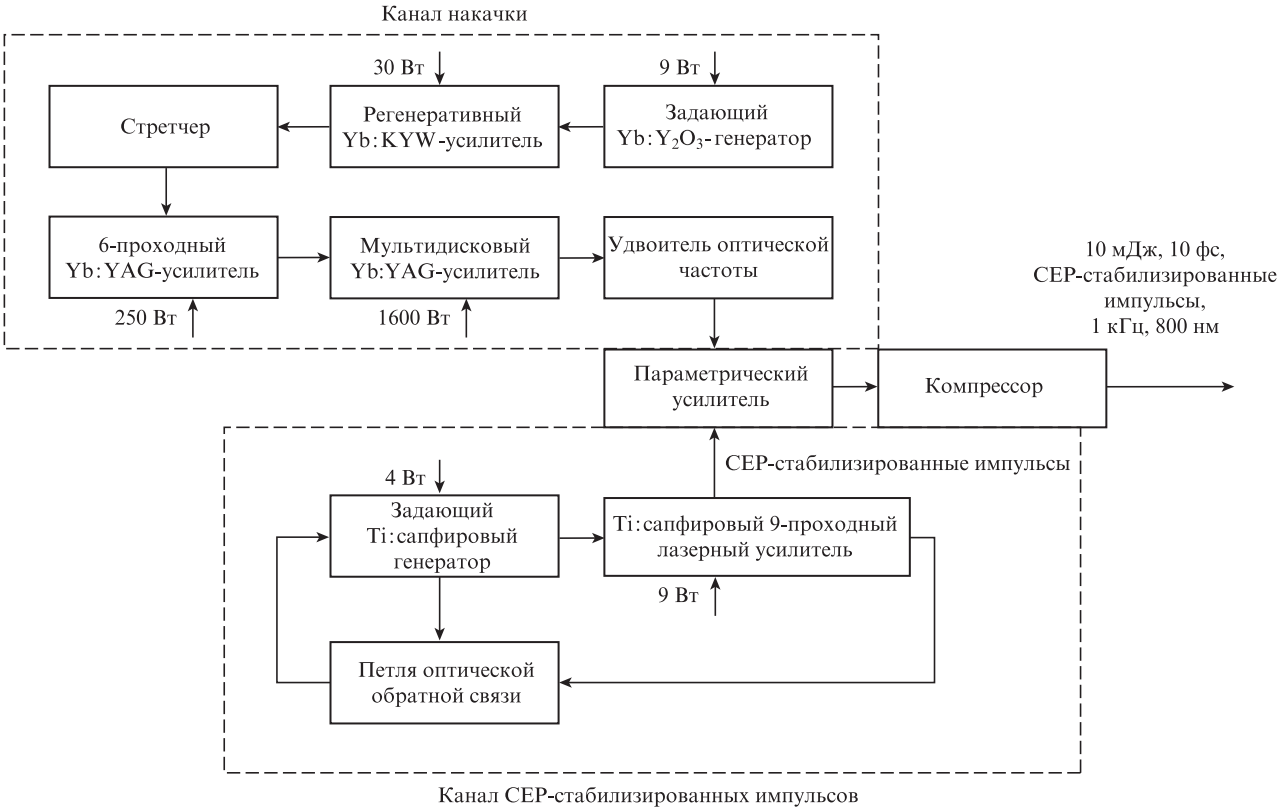



Рис.1. Блок-схема малопериодного высокоинтенсивного источника излучения со стабилизацией фазы несущей импульсов относительно фазы огибающей.

принципе Стирлинга. Охладители данного типа позволяют повысить стабильность температуры активных элементов, однако их особенностью является нелинейная зависимость температуры теплоотводов от отводимой мощности [14].

## 3. Численная модель лазерного усиления

Как было показано ранее [15], перепад температур между охлаждаемой и накачиваемой гранями дискового элемента в мультидисковом усилителе может достигать ~150 K. В диапазоне температур 80–300 K в элементах из Yb:YAG сечение поглощения излучения на длине волны инжекции (1030 нм) изменяется в ~10 раз и на длине волны накачки в ~2 раза, теплопроводность – в 5–10 раз [16] в зависимости от степени легирования, теплоемкость – в ~5 раз [17]. Кратные изменения параметров элементов из Yb:YAG при переходе от криогенных к комнатным температурам обуславливают нелинейный характер зависимости коэффициента усиления от параметров излучения накачки и системы охлаждения.

Для определения оптимальных параметров излучения накачки была разработана численная трёхмерная нестационарная модель, включающая в себя балансные уравнения, уравнение переноса и уравнение теплопроводности [16, 18]:

$$n = n(x, y, z, t), \quad T = T(x, y, z, t),$$

$$\rho(T)C(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\lambda(T)\nabla T) + Q,$$

$$\begin{cases} \dfrac{\partial I_{\text{p}}}{\partial z} = -\alpha_{\text{a}}(T)I_{\text{p}}, \\ \dfrac{\partial n}{\partial t} = \dfrac{I_{\text{p}}}{h\nu_{\text{p}}}\alpha_{\text{a}}(T) - n/\tau_{\text{L}}, \end{cases}$$

$$\begin{cases} \dfrac{\partial I_{\text{L}}}{\partial t} + c\dfrac{\partial I_{\text{L}}}{\partial z} = cI_{\text{L}}\alpha_{\text{L}}(T) - n/\tau_{\text{L}}, \\ \dfrac{\partial n}{\partial t} = -\dfrac{I_{\text{L}}\alpha_{\text{L}}(T)}{h\nu_{\text{p}}} - n/\tau_{\text{L}}, \end{cases}$$

$$\alpha_{\text{a}}(T) = \sigma_{\text{a}}(T)[(n_{\text{i}} - n)f_{01}(T) - nf_{12}(T)],$$

$$\alpha_{\text{L}}(T) = \sigma_{\text{L}}(T)[nf_{11}(T) - (n_{\text{i}} - n)f_{03}(T)],$$

$$Q(x, y, z, t) = -\eta\frac{\partial I_{\text{p}}(x, y, z, t)}{\partial z},$$

$$f_{ji}(T) = \exp\left(-\frac{\Delta E_{ji}}{kT}\right)\left[\sum_{i=1}^{3}\exp\left(-\frac{\Delta E_{ji}}{kT}\right)\right]^{-1},$$

где $n_{\text{i}}$ – концентрация ионов активатора (в см$^{-3}$); $n$ – плотность населенности рабочего уровня (в см$^{-3}$); $T$ – температура активного элемента (K); $f_{ji}$ отражает степень заселенности энергетического уровня $E_{ji}$; $\lambda, \rho$ и $C$ – коэффициент теплопроводности (Вт/(см·K)), плотность (кг/см$^3$) и теплоемкость (Дж/(K·кг)) среды; $\alpha_{\text{a}}$ и $\sigma_{\text{a}}$ – коэффициент поглощения и сечение поглощения на длине волны накачки (см$^{-1}$ и см$^2$); $\alpha_{\text{L}}$ и $\sigma_{\text{L}}$ – коэффициент поглощения и сечение поглощения на длине волны усиливаемого излучения (см$^{-1}$ и см$^2$); $\eta$ – часть энергии поглощённого излучения накачки, переходящая в тепло; $c$ – скорость света (см/с); $I_{\text{L}}$ и $I_{\text{p}}$ – интенсивности усиливаемого излучения и накачки (Вт/см$^2$); $\tau_{\text{L}}$ – время жизни люминесценции на рабочем переходе (с); $k$ – постоянная Больцмана (Дж/K). Направление вдоль $z$ соответствует оси излучения накачки.

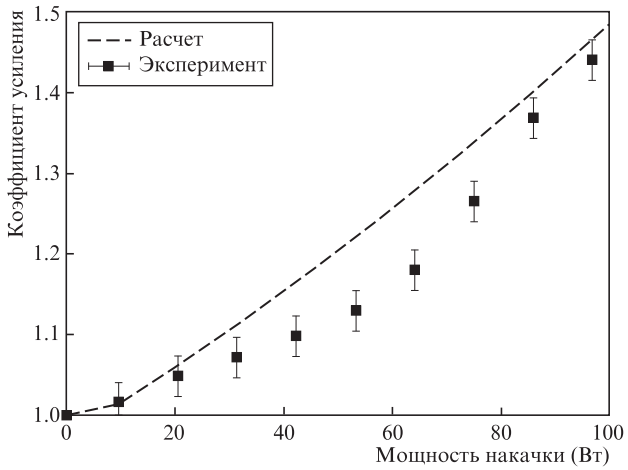



Рис.3. Сравнение результатов расчета коэффициента усиления в мультидисковом усилителе с экспериментальными данными.

В модели учитываются зависимости теплофизических и лазерных параметров активного элемента от температуры [16, 17]. В расчетах используются экспериментально измеренные пространственные и временные профили распределения излучения накачки и усиливаемого излучения, а также экспериментально определенные параметры системы криогенного охлаждения замкнутого цикла [14]. Описание численной модели, а также используемых в данной работе граничных условий, представлено в [19].

Расчёты в такой модели проводятся в два этапа. На первом этапе расчитываются температурное поле и населённости лазерных уровней в активных элементах. Для этого система балансных уравнений решается совместно с уравнением теплопроводности, что позволяет учесть зависимость сечения поглощения ионов Yb на длине волны излучения накачки (936 нм) от температуры совместно с зависимостями населённости лазерных уровней от температуры. Трехмерное нестационарное уравнение теплопроводности включает в себя расчёт распределений температуры в активном элементе и в компонентах системы криогенного охлаждения. Учёт динамического изменения сечения поглощения на длине волны излучения накачки от распределения температуры приводит к уменьшению расчётного градиента температуры в среде и к более равномерному изменению распределения температуры как вдоль оси излучения накачки, так и в поперечном направлении.

На втором этапе моделирования совместно решаются уравнение переноса и балансное уравнение для лазерного перехода с учётом пространственно-временного распределения энергии усиливаемого импульса.

С использованием разработанной модели было выполнено численное моделирование процесса лазерного усиления в активном элементе мультидискового усилителя и проведено сравнение результатов с полученными ранее [14] экспериментальными данными (рис.3).

Расхождение между экспериментальными данными и результатами моделирования может быть объяснено отсутствием учёта эффекта усиленного спонтанного излучения и несоответствием лазерных и теплофизических параметров конкретного активного элемента литературным данным. Для лазерного усиления в активном элементе при

комнатных температурах модель даёт хорошее согласие с экспериментальными данными.

## 4. Обсуждение результатов

С целью оптимизации криогенного мультидискового усилителя было проведено моделирование процесса лазерного усиления при разных пространственных и временных параметрах излучения накачки. Во всех расчётах использовались следующие параметры импульсов излучения накачки: пиковая мощность 200 Вт, гипергауссов пространственный профиль излучения 3-го порядка, временная форма – прямоугольная. Для импульсов усиливаемого излучения: гауссов пространственный профиль, временная форма – гауссова с длительностью 1 нс (полная ширина на полувысоте). Коэффициент усиления рассчитывался как отношение энергий инжектируемого импульса на выходе и на входе. Радиусы пучков излучения накачки и усиливаемого излучения имеют одинаковую величину по уровню $1/e^2$. Время прибытия усиливаемого импульса в активный элемент совпадает с окончанием импульса накачки.

Зависимости коэффициента усиления от радиуса пучка излучения накачки при двойном проходе импульса с энергией 10 мДж через один активный элемент приведены на рис.4, из которого следует, что при изменении ЧСИ, но при фиксированной длительности импульса накачки, оптимальный радиус пучка излучения накачки меняется и требует подстройки, а максимально возможно достижимый коэффициент усиления при этом радиусе увеличивается более чем в 5 раз. Однако, как показывает расчёт, при одинаковой скважности коэффициент усиления различается менее чем в 2 раза. Это объясняется тем, что при увеличении средней мощности излучения накачки происходит нагрев активного элемента в накачиваемой области, что ухудшает лазерные свойства среды, а также тем, что при уменьшении диаметров пучков усиливаемого излучения и накачки проявляется эффект насыщения. В связи с этим для каждой ЧСИ существует оптимальная длительность импульса накачки при заданной пиковой мощности излучения накачки.

Результаты расчёта оптимальной длительности импульсов накачки от ЧСИ представлены на рис.5,*а*. С учётом полученных результатов, для ЧСИ 500 и 1000 Гц были промоделированы зависимости коэффициента усиления от оптимальной длительности импульса накачки для радиуса пучка излучения накачки 0.7 мм (рис.5,*б*).

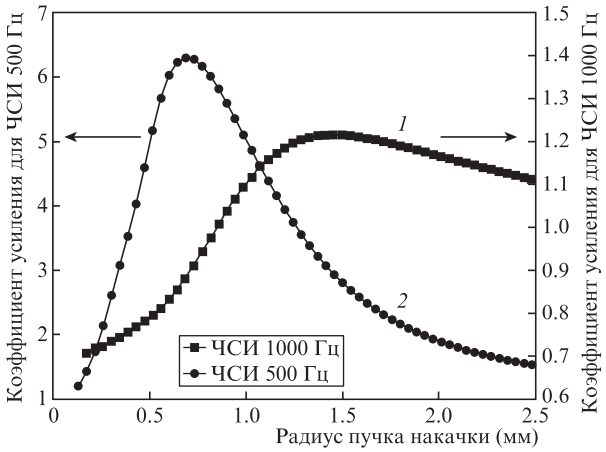
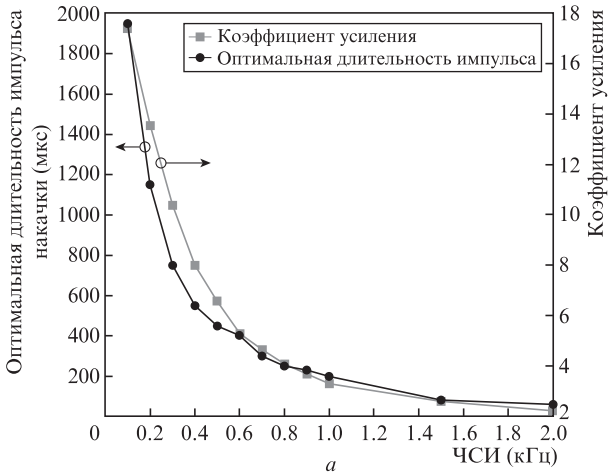



Рис.4. Зависимости коэффициента усиления от радиуса пучка излучения накачки (на уровне $1/e^2$); скважность импульсов накачки – 2 (*1*) и 4 (*2*).

Форма кривой зависимости оптимальной длительности импульса накачки от ЧСИ определяется параметрами системы охлаждения, теплофизическими и лазерными свойствами среды. При оптимальной длительности импульса накачки оптимальные радиусы взаимодействующих пучков почти не зависят от ЧСИ, что обусловлено соотношением между теплофизическими и лазерными характеристиками усиливающей среды. Зависимость коэффициента усиления от радиуса пучка излучения накачки с учётом и без учёта температурного поля представлена на рис.6. Видно, что нагрев среды ограничивает максимально достижимый коэффициент усиления и обуславливает существование оптимального радиуса пучка излучения накачки.

С учётом полученных данных для усиления в одном активном элементе были рассчитаны коэффициенты усиления для первого каскада усиления мультидискового усилителя. В качестве расчётных были использованы следующие параметры: радиусы пучков излучений 0.7 мм, длительности импульса накачки 200 и 400 мкс для ЧСИ 1000 и 500 Гц соответственно, входная энергия инжектируемых импульсов 10 мДж. Для первого каскада коэффициенты усиления составили 13.8 и 27.3, что соответствует энергиям инжектируемых импульсов во второй каскад 120 и 250 мДж с учётом потерь по энергии в оптическом тракте на уровне ~15% на каскад.



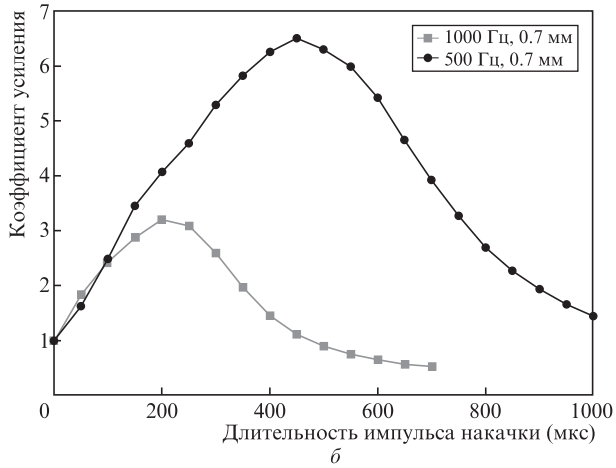




Рис.5. Зависимости максимально достижимого коэффициента усиления и оптимальной длительности импульса накачки от ЧСИ (*а*), а также зависимость коэффициента усиления от длительности импульса накачки при фиксированном радиусе пучка накачки (*б*).

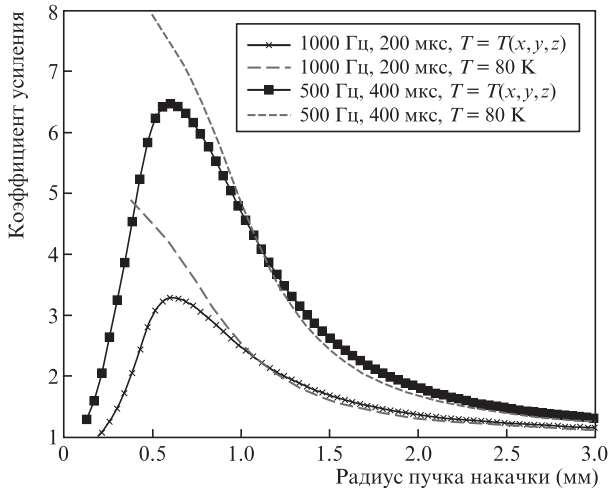



Рис.6. Зависимости коэффициента усиления от радиуса пучка излучения накачки (на уровне $1/e^2$) для ЧСИ 500 и 1000 Гц. Сплошные кривые соответствуют случаям с учётом распределения температуры, штриховые – температура активного элемента принята в расчёте постоянной во всем объеме активного элемента.

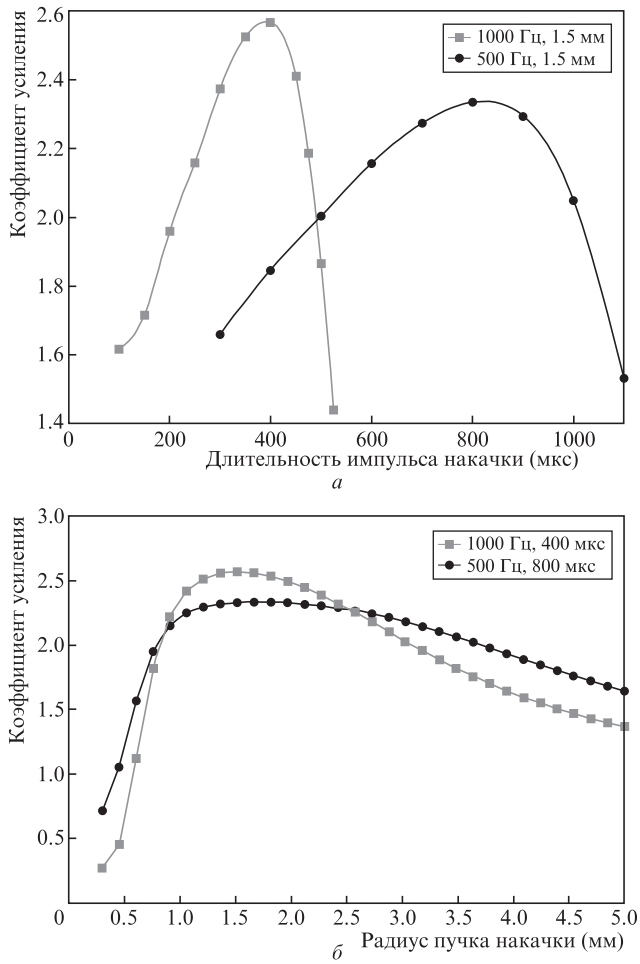



Рис.7. Зависимости коэффициента усиления от длительности импульса накачки при оптимальном радиусе пучка излучения накачки (на уровне $1/e^2$) (*а*) и от радиуса пучка накачки при оптимальной длительности импульса накачки (*б*).

Для определения оптимальных параметров излучения накачки было проведено моделирование с учётом входных энергий импульсов 250 и 120 мДж для ЧСИ 500 и 1000 Гц соответственно. Результаты моделирования приведены на рис.7.

Из рис.5,*б* и 7,*а* следует, что оптимальные длительности импульса накачки для первого и для второго каскадов усиления различаются. Это обусловлено тем, что при большей входной энергии импульса инжектируемого излучения для получения максимального коэффициента усиления требуется большая энергия импульса накачки. При увеличении энергии импульса накачки за счёт увеличения его длительности повышается средняя мощность, что приводит к большему оптимальному радиусу пучка при большей тепловой нагрузке. Кривые на рис.7,*б* показывают, что возможна значительная вариация по радиусу пучка накачки в сторону его увеличения при незначительном снижении коэффициента усиления.

Максимально достижимые коэффициенты усиления составляют ~2.5 и ~2.3, следовательно, энергия на выходе усилителя может достигать 300 и 570 мДж для ЧСИ 1000 и 500 Гц соответственно.

Полученная в данной работе эффективность преобразования энергии импульсов накачки в энергию усиленных импульсов трудно достижима экспериментально, однако приведенные результаты позволяют оптимизировать лазерные усилители по параметрам излучения накачки. Необходимо также отметить, что оптимальный радиус излучений пучков накачки и усиливаемого сигнала ограничен порогом пробоя диэлектрических покрытий, что в случае активных элементов из Yb:YAG при криогенных температурах составляет ~2 Дж/см$^2$ для длительности импульса 1 нс [20].

## 5. Заключение

Разработана трёхмерная нестационарная модель процесса лазерного усиления с учётом зависимости теплофизических и лазерных характеристик активных сред от распределения температуры. С использованием разработанной модели было проведено численное моделирование процесса лазерного усиления в активных элементах двухкаскадного криогенного лазерного усилителя субджоульного класса, работающего с ЧСИ до 1 кГц. Показано, что учёт температурного распределения является ключевым при расчёте криогенно охлаждаемых лазерных усилителей с мощной диодной накачкой.

На основании полученных зависимостей определены оптимальные значения параметров излучения диодной накачки в каскадах масштабируемого криогенного двухкаскадного лазерного усилителя субджоульного класса, работающего с высокой ЧСИ. Показано, что при оптимизации максимально достижимые энергии импульсов на выходе усилителя могут достигать 300 и 570 мДж для ЧСИ 1000 и 500 Гц соответственно.

Результаты исследований позволяют оптимизировать параметры усилителя при криогенных температурах для достижения максимальной мощности усиливаемых импульсов с заданной частотой следования.

Работа поддержана программой Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом» (№АААА-А18-118040290036-4), частично проектами РФФИ и Новосибирской области (19-42-543007, 20-02-00529-а), Минобрнауки (№АААА-А17-117030310296-7).

1. Chvykov V., in *High Power Laser Systems* (IntechOpen, 2018, p. 63).
2. Zeil K., Baumann M., Beyreuther E., Burris-Mog T., Cowan T.E., Enghardt W., Karsch L., Kraft S.D., Laschinsky L., Metzkes J., Naum-Burger D., Oppelt M., Richter C., Sauerbrey R., Schuerer M., Schramm U., Pawelke J. *Appl. Phys. B*, **110** (4), 437 (2013).
3. Popmintchev T., Chen M., Arpin P., Murnane M., Kapteyn H. *Nat. Photonics*, **4**, 822 (2010).
4. Liu J., Wang W., Wang Z., Lv Z., Zhang Z., Wei Z. *Appl. Sci.*, **5** (4), 1590 (2015).
5. Larionov M., Neuhaus J., in *Advanced Solid State Lasers, OSA Tech. Digest* (OSA, 2014, paper ATh2A.51).
6. Baumgarten C., Pedicone M., Bravo H., Wang H., Yin L., Menoni C.S., Rocca J.J., Reagan B.A. *Opt. Lett.*, **41** (14), 3339 (2016).
7. Tamer I., Keppler S., Hornung M., Korner J., Hein J., Kaluza M.C. *Laser Photonics Rev.*, **12**, 1700211 (2017).
8. Shao H., Duan K., Zhu Y., Yan H., Yang H., Zhao W. *Optik*, **124**, 4336 (2013).
9. Hansen K.R., Alkeskjold T.T., Broeng J., Laegsgaard J. *Opt. Express*, **19**, 23965 (2011).
10. Lucianetti A., Sawicka M., Slezak O., Divoky M., Pilar J., Jambunathan V., Bonora S., Antipenkov R., Mocek T. *High Power Laser Sci. Eng.*, **2**, E13 (2014).
11. Ertel K., Banerjee S., Mason P.D., Phillips P.J., Siebold M., Hernandez-Gomez C., Collier J.C. *Opt. Express*, **19** (27), 26610 (2011).
12. Вадимова О.Л., Мухин И.Б., Кузнецов И.И., Палашов О.В., Перевезенцев Е.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **43** (3), 201 (2013) [*Quantum Electron.*, **43** (3), 201 (2013)].
13. Kirpichnikov A.V., Petrov V.V., Kuptsov G.V., Laptev A.V., Petrov V.A., Pestryakov E.V., Trunov V.I. *Proc. SPIE*, **10614**, 106140U (2018).
14. Петров В.В., Купцов Г.В., Петров В.А., Лаптев А.В., Кирпичников А.В., Пестряков Е.В. *Квантовая электроника*, **48** (4), 358 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (4), 358 (2018)].
15. Петров В.В., Купцов Г.В., Ноздрина А.И., Петров В.А., Лаптев А.В., Кирпичников А.В., Пестряков Е.В. *Квантовая электроника*, **49** (4), 358 (2019) [*Quantum Electron.*, **49** (4), 358 (2019)].
16. Brown D.C., Tornegård S., Kolis J., McMillen C., Moore C., Sanjeewa L., Hancock C. *Appl. Sci.*, **6**, 23 (2016).
17. Aggarwal R.L., Ripin D.J., Ochoa J.R., Fan T.Y. *J. Appl. Phys.*, **98**, 103514 (2005).
18. Brown D.C., Vitali V.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **47** (1), 3 (2011).
19. Petrov V.A., Kuptsov G.V., Petrov V.V., Kirpichnikov A.V., Laptev A.V., Spichak M.P., Korel I.I., Pestryakov E.V. *AIP Conf. Proc.*, **2125**, 030060 (2019).
20. Wang P., Zhang W., He H. *Appl. Opt.*, **51** (36), 8687 (2012).