

Применение жидкостного низкотемпературного охлаждения в многодисковом иттербиевом лазерном квантроне в условиях мультиджоулевой накачки при высокой частоте следования импульсов

М.Р.Волков, И.Б.Мухин

Исследованы возможность низкотемпературного жидкостного охлаждения многодискового квантрона, а также основные преимущества такого подхода. Смоделирована активная зона квантрона, выполнен расчёт температуры, скорости теплоносителя, инверсии, усиления и запасённой энергии в активной среде, термонаведённых фазовых искажений. Показано, что такое охлаждение можно осуществить с помощью этилового спирта; существуют также и более предпочтительные, но и более трудные в использовании жидкости. Найдены оптимальные параметры активной зоны для использования импульсов накачки с энергией в несколько Дж. Показан существенный рост усиления и запасённой энергии при охлаждении с 300 до 200 К, а также уменьшение фазовых термонаведённых искажений.

Ключевые слова: жидкостное низкотемпературное охлаждение, этанол, многодисковый иттербиевый квантрон, термонаведённые фазовые искажения, эффективность охлаждения.

1. Введение

Усиление лазерных импульсов до больших энергий требует применения активных элементов большого объёма, в которых повышается роль усиленного спонтанного излучения, происходит самофокусировка и искажения фазового и временного профилей. Работа усилителя с высокой частотой следования импульсов (высокой средней мощностью) означает необходимость эффективного удаления тепла из активной зоны. Существует ряд конструкций лазеров [1–6] на основе активных элементов в форме пластин (дисков), спроектированных для достижения указанных целей, особенностью которых является охлаждение с оптических поверхностей активных элементов. При использовании активных элементов в виде пластин их большая апертура является преимуществом с точки зрения лучевой стойкости, одновременно позволяя рассеивать большую тепловую мощность. Однако при этом излучение неизбежно проходит через теплоноситель, в котором возможны дополнительные фазовые искажения излучения. В связи с этим ключевым вопросом становится выбор теплоносителя и режима охлаждения. Использование криогенно охлаждённого газообразного гелия [1] вносит минимальные фазовые искажения и даёт возможность реализовать преимущества иттербиевых сред при криогенных температурах [7]. Однако в силу очень малой объёмной теплоёмкости это существенно ограничивает среднюю по времени плотность мощности даже при повышенном давлении теплоносителя. Охлаждение тяжёлой (дейтерированной) водой [2] эффективно и просто в исполнении, но минимально достижимая температура

ограничена температурой замерзания воды, что не позволяет использовать преимущества, связанные с охлаждением до криогенных температур.

В настоящей работе анализируется возможность применения жидкостного охлаждения с использованием хладагента, имеющего температуру замерзания около -100°C и ниже. При этом удаётся частично сочетать преимущества жидкостного и криогенного охлаждений. Отметим, что на сегодняшний день коммерчески доступны холодильные машины на основе рефрижераторного принципа с рабочей температурой до -100°C и относительно высокой мощностью теплоотвода [8, 9]. Такие системы намного дешевле и проще в эксплуатации, чем криогенные гелиевые системы, что позволяет эффективно использовать их для широкого круга научных и технологических задач, включая лазеростроение. В качестве хладагента возможно применение различных спиртов (нами рассмотрена возможность применения этилового спирта). Для уменьшения потерь излучения в качестве хладагента могут применяться разного рода антифризы, ацетон, «бензин» и др. В данном исследовании нами рассматривается продольная накачка гомогенизированным излучением диодных сборок. Такой подход позволяет достигать пиковой мощности излучения накачки в десятки киловатт и обеспечивает наилучшее перекрытие пучка накачки и лазерного пучка, в отличие от схем с боковой накачкой излучения [5, 6].

2. Измерение поглощения излучения в некоторых жидкостях

При использовании оптических граней активного элемента одновременно в качестве теплоотводящих излучение неизбежно проходит через теплоноситель. Поэтому становится важным не только обеспечить ламинарный поток жидкости, но и минимизировать возможное поглощение излучения в ней. Возможные потери излучения в теплоносителе приведут к снижению оптической эффективности, дополнительному нагреву, фазовым искажени-

М.Р.Волков, И.Б.Мухин. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: bearuck@mail.ru

Поступила в редакцию 4 апреля 2021 г., после доработки – 11 августа 2021 г.

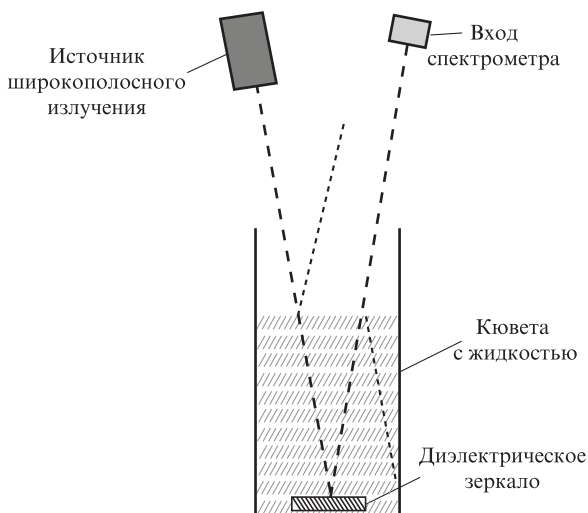


Рис.1. Схема для измерения поглощения света в жидкости.

ям. В связи с этим нами выполнен анализ величины линейных потерь в различных охлаждающих средах, а также проведены дополнительные измерения. Измерение поглощения в ряде жидкостей проводилось по схеме, изображённой на рис.1.

Источником широкополосного излучения служит галогенная лампа, излучение которой направляется в кювету с жидкостью. На дне кюветы находится зеркало с многослойным диэлектрическим покрытием. Потери при отражении от зеркала в воздухе составляют менее 10^{-3} в диапазоне длин волн 920–1100 нм. Пучок, отражённый от зеркала, попадает в оптическое волокно, которое служит входом спектрометра. Спектр излучения, выходящего из кюветы, записывается при нескольких разных высотах столба жидкости. Путём сравнения полученных спектров нетрудно получить коэффициент линейных потерь. Данная процедура была проделана для нескольких жидкостей, результаты приведены на рис.2. В литературе есть данные по поглощению в лёгкой и тяжёлой воде [2]; результаты, представленные в настоящей работе, хорошо с ними согласуются.

Как следует из рис.2, при использовании этанола в качестве охлаждающей жидкости потери излучения на длине волны 1030 нм составляют около 14% при толщине его

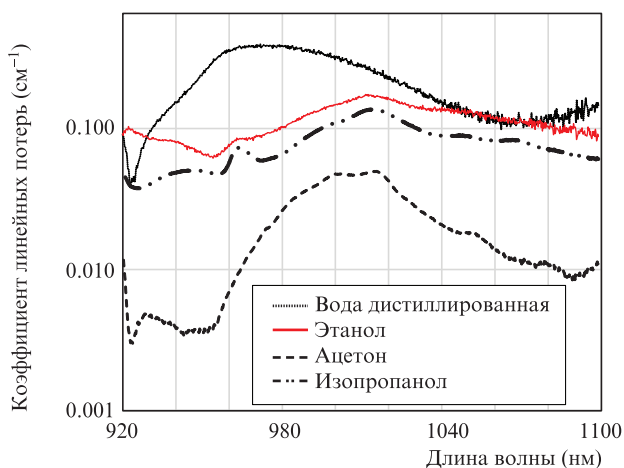


Рис.2. Спектры линейных потерь в жидкостях.

слоя в 1 см. Далее будет показано, что такое поглощение несущественно как для источников тепла, так и для усиления сигнала.

3. Моделирование тепловых искажений и усиления в многодисковом квантроне

Рассмотрим более подробно геометрию многодискового квантрона. Активная зона лазера (квантрон, рис.3) представляет собой кювету (сосуд) с охлаждающей жидкостью, в которую погружены твердотельные активные элементы в форме пластин с плоскопараллельными гранями. Толщина пластин в несколько раз меньше их поперечных размеров. Охлаждающая жидкость прокачивается через зазоры (каналы) между пластинами, причём потоки жидкости могут быть направлены как в одну сторону, так и в противоположную по отношению к соседнему каналу. Толщина всех зазоров (каналов) одинакова, толщина пластин варьируется. Активная зона ограничена оптическими окнами, через которые проходит излучение накачки и сигнала.

Предполагается, что лазерный квантрон работает в режиме с импульсной накачкой на длине волны 940 нм при частоте следования импульсов более 20 Гц. Стоксовы потери при накачке излучением на длине волны 940 нм являются основным механизмом выделения тепла; кроме того, есть линейные потери излучения в жидкости (см. рис.2), которые являются дополнительным источником нагрева. Материал Yb:YAG (в отличие, например, от Nd:YAG) характеризуется тем, что подавляющий вклад в тепловыделение вносят только стоксовы потери как в случае спонтанной люминесценции запасённой энергии, так и в случае индуцированного сигналом съёма энергии [10]. Величина стоксовых потерь равна 8.7% при усилении с насыщением и 6.5% при свободной люминесценции. Расчёт проведён для стоксовых потерь 8.7% (т.е. худший вариант). Таким образом, можно ожидать, что вклад источников тепла будет чуть меньше, чем в выполненном численном моделировании.

Расчёт распределения температуры проводился путём совместного решения стационарных уравнений теплопроводности и Навье–Стокса с заданными источниками тепла, а также при заданном градиенте давлений в охлаждающей жидкости:

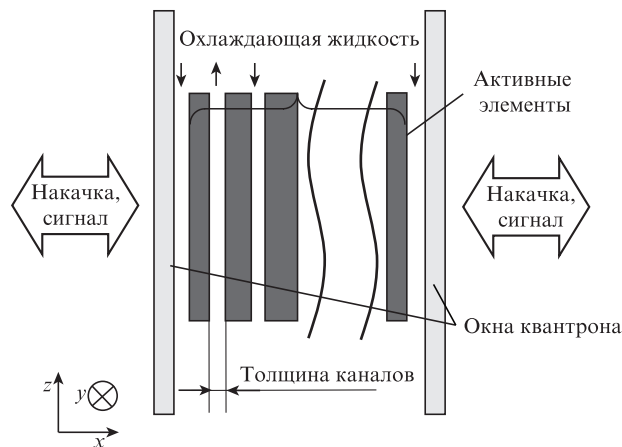


Рис.3. Схема квантрона. Световая апертура квантрона имеет квадратную форму.

$$-\nabla(k\nabla T) = Q - \rho C(u\nabla T), \tag{1}$$

$$\rho(u\nabla)u = -\nabla p + \eta\Delta u + f. \tag{2}$$

Здесь k – коэффициент теплопроводности; T – поле температур, зависящее от трёх пространственных координат; Q – объёмная плотность источников тепла; ρ – плотность среды; C – теплоёмкость среды; u – поле скоростей; p – давление; η – динамическая вязкость жидкости; f – поле массовых сил. Для уравнения теплопроводности использовались граничные условия нулевого потока тепла на боковой поверхности активных дисков и условия непрерывности температуры на торцах дисков. Отметим, что учёт конечного коэффициента теплопередачи (5 Вт/(К·см²)) приводит к изменению максимальной температуры активных дисков на величину не более 7%, что и является основанием для перехода к более простым граничным условиям непрерывности температуры. Выбор стационарных уравнений в данном случае оправдан, поскольку в геометрии, представленной на рис.3, характерное время «затухания» низшей моды температурного поля составляет 0.3 с, что существенно больше, чем временной интервал между импульсами накачки. Время затухания высших мод температурного поля сравнимо (и даже меньше) с интервалом между импульсами накачки, однако эти моды не важны с точки зрения искажений излучения.

Применимость стационарной модели наглядно проиллюстрирована на рис.4,а, где приведена расчётная за-

висимость максимальной температуры в активной зоне от времени при частоте следования импульсов накачки 100 Гц. Видно, что перепад температуры на интервале между импульсами накачки составляет менее 1 К, в то время как максимальная температура на 20 К выше температуры теплоносителя. Доля излучения, переходящая в тепло в активной среде, равна стоксовому сдвигу между фотонами накачки и лазерного сигнала. Активной средой служит алюмоиттриевый гранат, легированный иттербием (Yb:YAG). Лазерный сигнал имеет длину волны 1030 нм, накачка – 940 нм. Мощность источников тепла в охлаждающей жидкости определяется коэффициентом поглощения излучения накачки. Данные коэффициенты были измерены в ряде жидкостей (см. рис.2). В настоящей работе приведены расчёты для этанола в качестве охлаждающей жидкости, потери накачки приняты равными 0.08 см⁻¹.

Известно, что с понижением температуры от +20 до -80 °С динамическая вязкость этанола возрастает в 15 раз [11]. Зависимость, взятая из работы [11], была аппроксимирована функцией

$$\eta = \frac{3.5 \times 10^{16}}{T^8} + \frac{10^4}{T^3}, \tag{3}$$

где η – динамическая вязкость в Па·с; T – температура по шкале Кельвина. При охлаждении активной среды жидкостью, как показано на рис.3, последняя вносит фазовые

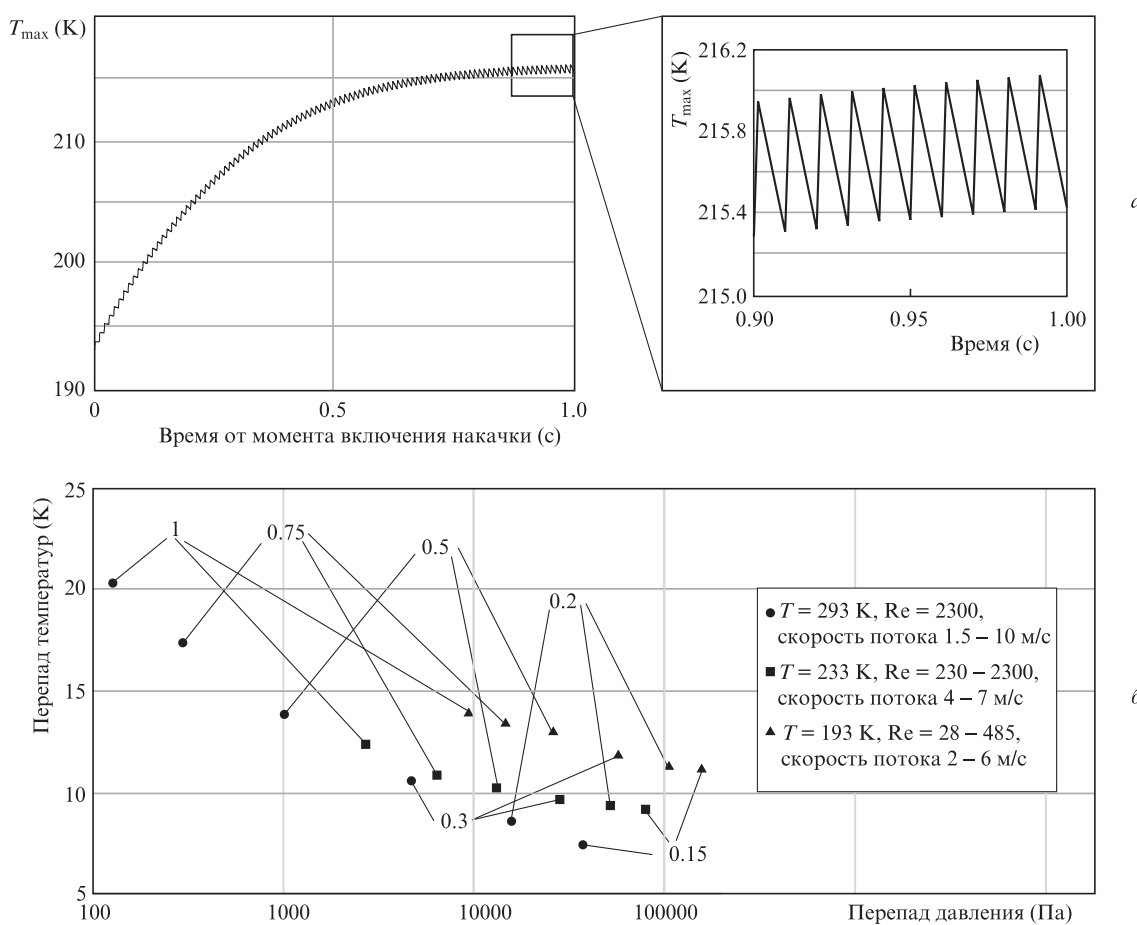


Рис.4. Зависимость максимальной температуры в активной зоне от времени (6 пластин толщиной 1 мм, толщина канала 0.5 мм, перепад давлений 10 кПа) (а); эффективность охлаждения в зависимости от температуры хладагента, перепада давления и толщины каналов (б). Толщина каналов в миллиметрах указана на рисунке.

искажения в излучение сигнала. Важным моментом является выбор скорости охлаждающего потока, поскольку при турбулентном течении возникают мелкомасштабные неоднородности температуры, показателя преломления и, как следствие, фазовые искажения сигнала, случайным образом зависящие от времени и координат [12]. Поток жидкости в плоскопараллельном канале характеризуется числом Рейнольдса:

$$Re = 2uh\rho/\eta, \tag{4}$$

где u – скорость потока; h – толщина канала; ρ – плотность жидкости. Условие ламинарности потока,

$$Re < 2300, \tag{5}$$

накладывает ограничение сверху на скорость потока. С другой стороны, при заданных толщине канала и градиенте давления поле скоростей потока определяется из стационарного уравнения Навье–Стокса (2):

$$u = z_0 u_{\max} 4x(x-h)/h^2, \tag{6}$$

$$u_{\max} = \frac{Ph^2}{8l\eta}. \tag{7}$$

Здесь u_{\max} – максимальная скорость потока в плоскопараллельном канале; l – длина канала; P – перепад давлений, обеспечиваемый насосом. Предполагается, что поток ламинарный, канал толщиной h параллелен плоскости yz , x – координата вдоль нормали к данной плоскости. Путём подстановки выражения (7) в (4), (5) можно оценить максимально допустимый перепад давления при заданной вязкости жидкости, толщине канала и условии ламинарности течения. Более точный расчёт поля скоростей выполняется численно с учётом температурной зависимости вязкости в соответствии с формулой (3).

Расчёт термонаведённых фазовых искажений проводился по формуле тонкой линзы

$$\Delta\Phi(y, z) = \int_{x_1}^{x_2} T(x, y, z) \frac{dn(x)}{dT} dx. \tag{8}$$

Здесь $\Delta\Phi(y, z)$ – изменение оптического пути, зависящее от координат y, z точки на световой апертуре (интегрирование ведётся вдоль хода луча в пределах лазерного квантрона); $T(x, y, z)$ – поле температур в квантроне; $dn(x)/dT$ – термооптический коэффициент [11, 13].

Расчёт инверсии в активной среде (Yb:YAG) выполнялся на основе балансных уравнений:

$$\frac{dn_{\text{up}}}{dt} = -\frac{n_{\text{up}}}{\tau} + \frac{I_{\text{p}\Sigma}}{h\nu_{\text{p}}} [\sigma_{\text{abs}}(\lambda_{\text{p}})n_{\text{down}}g_{\text{p}} - \sigma_{\text{em}}(\lambda_{\text{p}})n_{\text{up}}], \tag{9}$$

$$\frac{dI_{\text{p}1+}}{dx} = I_{\text{p}}N_{\text{dop}}[-\sigma_{\text{abs}}(\lambda_{\text{p}})n_{\text{down}} + \sigma_{\text{em}}(\lambda_{\text{p}})n_{\text{up}}], \tag{10}$$

$$n_{\text{down}} + n_{\text{up}} = 1, \tag{11}$$

где $n_{\text{up}}, n_{\text{down}}$ – относительные населённости верхнего и нижнего мультиплетов в ионе трёхвалентного иттербия [14]; x – координата вдоль направления распространения

накачки и сигнала; τ – время жизни верхнего лазерного уровня; $I_{\text{p}\Sigma}$ – суммарная интенсивность излучения накачки с учётом всех проходов; $I_{\text{p}1+}$ – интенсивность волны накачки, бегущей только в направлении оси x при первом проходе через активную зону (для волны, бегущей навстречу, справедливо уравнение, аналогичное (10) с противоположным знаком в правой части); $h\nu_{\text{p}}$ – энергия фотона накачки; $\sigma_{\text{abs}}(\lambda), \sigma_{\text{em}}(\lambda)$ – сечения поглощения, усиления на длине волны λ ; λ_{p} – длина волны накачки; N_{dop} – объёмная концентрация иона Yb³⁺. В уравнениях (9), (10) сечения $\sigma_{\text{abs}}, \sigma_{\text{em}}$ зависят от температуры [7], которая, в свою очередь, зависит от трёх пространственных координат согласно численному решению уравнения теплопроводности. Концентрация иона-активатора в твёрдом теле полагается постоянной, а в охлаждающей жидкости – равной нулю. Уравнения (9)–(11) решаются относительно переменных $n_{\text{up}}, n_{\text{down}}, I_{\text{p}}$, зависящих от трёх пространственных координат и времени. Решение выполняется на интервале времени, соответствующем длительности импульса накачки. На населённости мультиплетов налагаются начальные условия, а на интенсивность излучения накачки – граничные условия:

$$n_{\text{up}}(x, y, z, t = 0) = 0, \tag{12}$$

$$I_{\text{p}1+}(x = 0, y, z, t) = I_{\text{in}}(x = 0, y, z),$$

$$I_{\text{p}1-}(x = x_{\text{max}}, y, z, t) = I_{\text{in}}(x = 0, y, z),$$

$$I_{\text{p}2-}(x = x_{\text{max}}, y, z, t) = I_{\text{p}1+}(x = x_{\text{max}}, y, z, t),$$

$$I_{\text{p}2+}(x = 0, y, z, t) = I_{\text{p}1-}(x = 0, y, z, t). \tag{13}$$

В результате решения уравнений (9)–(11) с условиями (12), (13) получаем распределение населённости верхнего лазерного уровня n_{up} , откуда при известном сечении лазерного перехода можно рассчитать распределение усиления слабого сигнала и запасённую энергию.

4. Влияние характеристик охлаждения на температуру активной среды

Настоящая работа выполнена с целью практического применения приведённых в ней расчётов в будущем. Выбор этанола в качестве охлаждающей жидкости обусловлен его низкой температурой замерзания (159 К), сравнительно низкой летучестью (давлением паров) при температуре 300 К и простотой в обращении. Расчёт и оптимизация параметров лазерного квантрона проводились для импульсов накачки на длине волны 940 нм с энергией 4 Дж и длительностью 1 мс. Предварительный расчёт на основе уравнения (9) показал, что в среде Yb:YAG достигается существенное (в 5 раз) превышение порога накачки при диаметре её пятна 6 мм. При этом ещё не происходит существенного насыщения среды, поэтому все дальнейшие расчёты проводились для данного диаметра. Световая апертура активной зоны полагалась квадратной со стороной 1 см. На основе уравнений теплопроводности и Навье–Стокса были рассчитаны температурные поля при разных начальных температурах хладагента, перепадах давления и толщинах каналов. Характерное распределение температуры приведено на рис.5.

Расчёт показал, что основной перепад температуры происходит в слое хладагента, граничащем с твёрдой

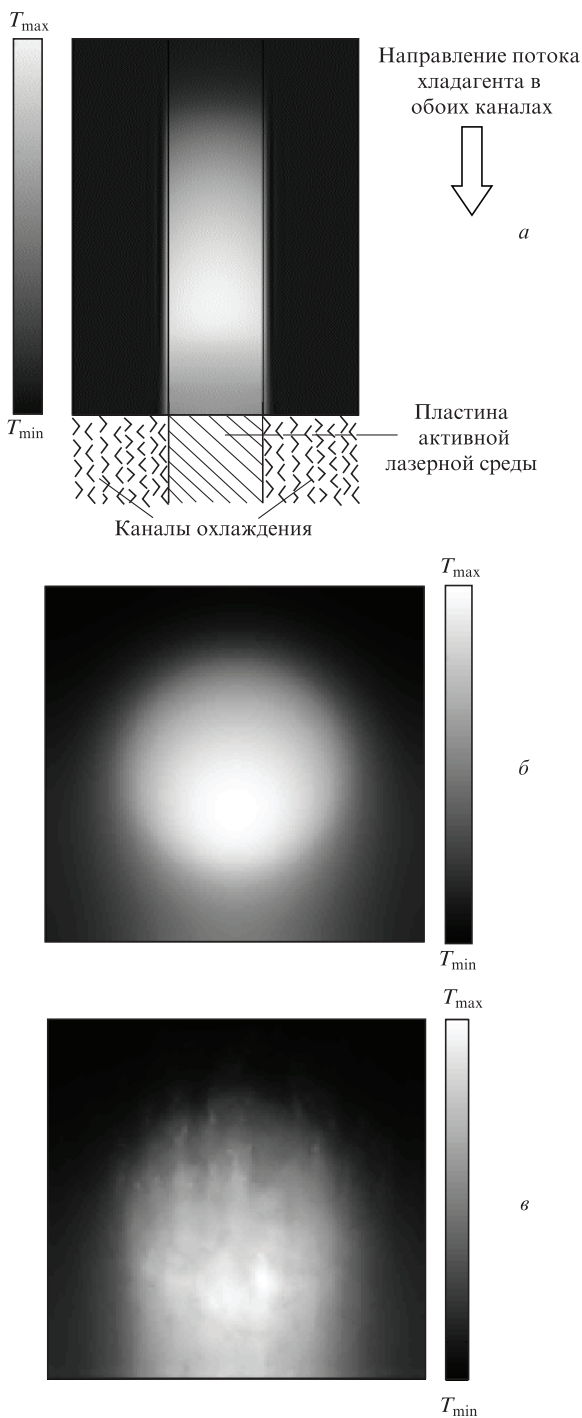


Рис.5. Расчётное распределение температур в одной пластине активной среды и прилегающих каналах охлаждения: двумерное сечение плоскостью, параллельной потоку хладагента, перпендикулярной плоскости пластин (а); двумерное сечение параллельно пластинам в твёрдом теле (б) и в жидкости (в).

активной средой. Перепад температуры в твёрдой среде при её толщине менее 2 мм незначителен (менее 10%). Ключевые параметры, влияющие на эффективность охлаждения – толщина канала и скорость потока хладагента. Одно из ограничений, наложенных на эти параметры, указано в формулах (4), (5). Другое естественное ограничение возникает из-за нагрева хладагента в результате работы вязких сил в каналах охлаждения, насосе, трубопроводах и т.д. Разумно предположить, что мощность вязких сил в активной зоне лазера не должна превышать

10% от тепловой мощности накачки. Ещё одно ограничение обусловлено потерями сигнала и накачки в охлаждающей жидкости. Полагая, что потери сигнала не должны превышать 10%–15% за один проход активной зоны, а коэффициент линейных потерь в жидкости (этанол) равен 0.15 см^{-1} (см. рис.2), суммарная толщина каналов не должна превышать 1 см. С учётом указанных ограничений был сделан расчёт температурных полей в лазерном квантроне. Разница между максимальной и минимальной температурами (перепад температур) в кювете, характеризующая эффективность отвода тепла, представлена на рис.4,б. В данном расчёте средняя мощность накачки равна 400 Вт (примерно соответствует импульсам с энергией 4 Дж при частоте следования 100 Гц), и она равномерно распределена по 10 пластинам активной среды.

При расчётах учитывалось, что минимальная толщина каналов (0.1 мм) ограничена точностью изготовления такого лазерного квантрона, а также чрезмерным давлением теплоносителя, требующим специальной арматуры. Из рис.4,б видно, что с уменьшением толщины каналов (и с ростом давления) эффективность охлаждения растёт при любой температуре хладагента. С уменьшением температуры немного растёт перепад температур внутри активной среды из-за повышения вязкости жидкости и, как следствие, ухудшения эффективности охлаждения. Однако такое увеличение пренебрежимо мало по сравнению с самой величиной низкотемпературного охлаждения.

Результаты, представленные на рис.6, показывают, что при использовании этанола в качестве охлаждающей жидкости поглощение накачки в нём не оказывает заметного влияния на нагрев активной зоны. Перепад температур в данных условиях линейно растёт с увеличением мощности при постоянном расходе теплоносителя. Потери излучения на поглощение близки к френелевским потерям просветляющих покрытий, и связанное с этим поглощением тепловыделение практически не влияет на температуры внутри активных дисков. Выбор оптимального числа пластин обусловлен сочетанием потерь излучения с необходимой эффективностью охлаждения, а также сложностью изготовления квантрона.

Для дальнейших расчётов фазовых искажений и усиления необходимо выбрать конкретные параметры ак-

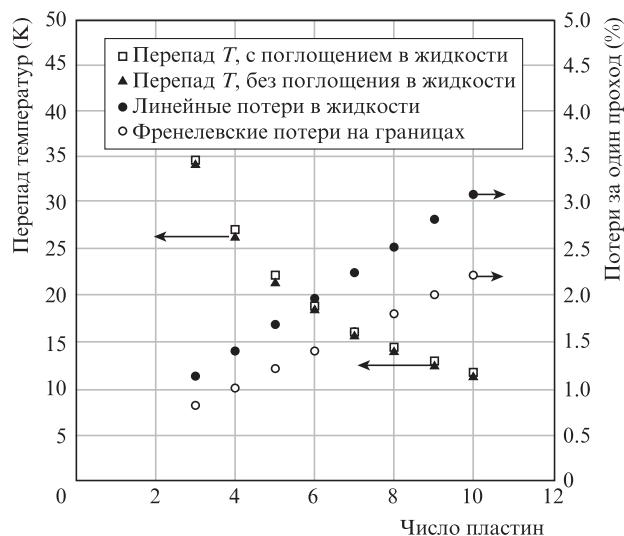


Рис.6. Эффективность охлаждения и потери излучения в зависимости от числа пластин. Температура хладагента 193 К, толщина каналов 0.2 мм, число Рейнольдса 44, перепад давления 106 кПа.

тивной зоны. Было принято: число пластин – 6, толщина пластин – 1 мм, легирование – 2%, толщина каналов – 0.5 мм, число Рейнольдса – 75. При световой апертуре 1 × 1 см и начальной температуре хладагента 193 К перепад давлений на длине канала составляет 11 кПа, расход теплоносителя – 2.6 л/мин.

5. Фазовые искажения в рассматриваемой геометрии квантрона

Искажения излучения – один из определяющих факторов, ограничивающих среднюю мощность твердотельных лазеров. Значительная тепловая линза и тепловой клин осложняют конфигурацию оптической схемы усилителя, особенно в многопроходном случае. Аберрации фазового профиля излучения приводят к потерям энергии в основной (требуемой) поперечной моде излучения.

Как видно из рис. 7, при снижении температуры хладагента от 293 до 193 К общая величина фазовых иска-

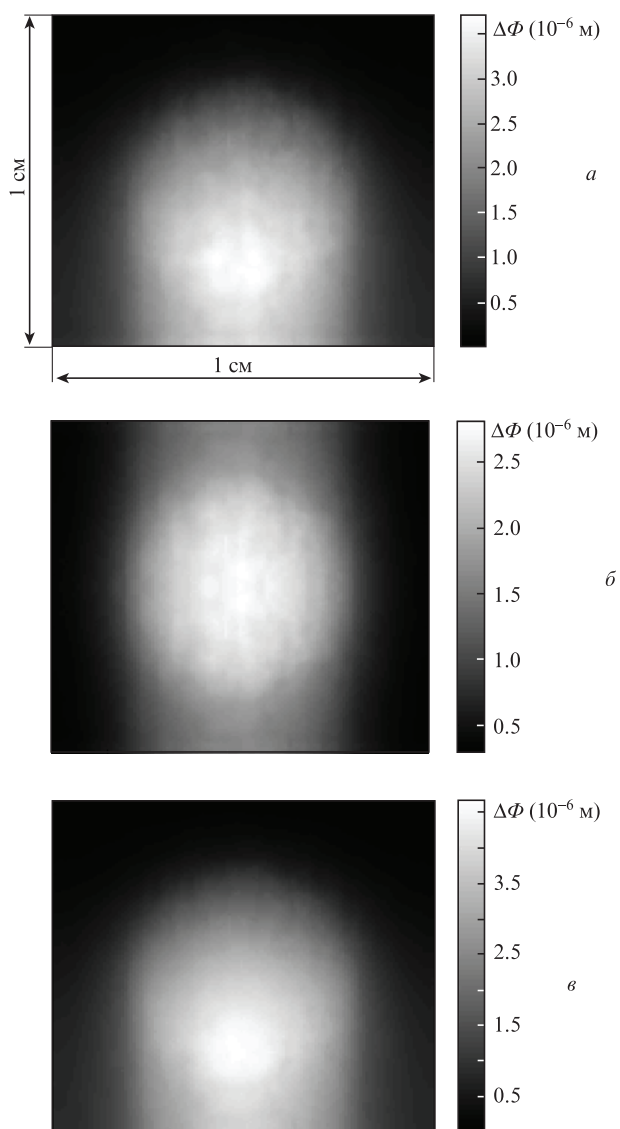


Рис.7. Фазовые искажения в плоскости xy в квантроне за один проход при температуре хладагента 193 К для потока в одну сторону (а) и противотока (б) и при 293 К для потока в одну сторону (в).

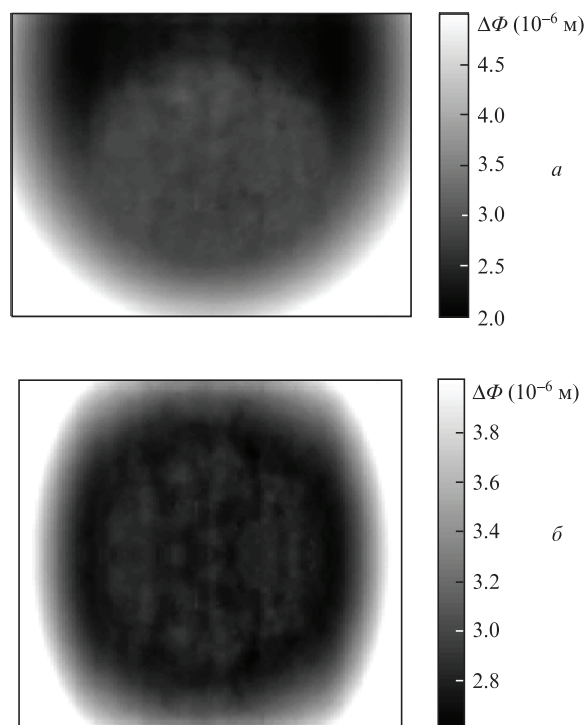


Рис.8. Фазовые искажения в плоскости xy за вычетом теплового клина и параболической составляющей при охлаждении с потоком в одну сторону (а) и с противотоком (б).

жений изменяется слабо, поскольку уменьшение dn/dT в твердом теле частично нивелируется небольшим ухудшением эффективности охлаждения (см. рис.4,б). Термонаведенный фазовый клин в описываемой геометрии возникает из-за асимметрии потока теплоносителя. Этого можно избежать, если использовать встречные потоки в смежных каналах. Расчёт тепловой задачи показывает, что перепад температур в двух случаях (поток в одну сторону и противоток в смежных каналах) отличается незначительно (1.5%), однако изменение оптического пути становится симметричным относительно горизонтальной плоскости. Отметим, что при реализации охлаждения со встречными потоками значительно уменьшаются фазовые аберрации (рис.8). Основные количественные результаты сведены в табл.1.

Влияние термонаведенных фазовых искажений на лазерный пучок заключается, кроме прочего, в увеличении его пространственной расходимости. Для оценки этого влияния был проведён расчёт параметра качества пучка M^2 в двух случаях: при температурах теплоносителя 293 и 193 К, с противотоком, при средней мощности накачки 400 Вт. В лазерный квантрон направлялся гауссов пучок с диаметром по уровню $1/e^2$, равным 0.75 от диаметра пучка накачки. После одного прохода через квантрон параметр M^2 вырастает до 1.86 при температуре хладагента 193 К и до 2.5 при температуре хладагента 293 К, что говорит о значительном преимуществе низкотемпературного охлаждения.

Отметим, что поглощение накачки в жидкости (см. рис.6) незначительно влияет на нагрев (менее одного градуса). Тем не менее его вклад в фазовые искажения (табл.1, рис.7) довольно существенен и составляет около 15% из-за значительно большего коэффициента dn/dT в жидкости.

Табл.1. Линейная и параболическая составляющие фазовых искажений в лазерном квантроне за один проход с учётом поглощения в жидкости (поток направлен в одну сторону)*.

Тип искажений	Вклад от активных дисков		Вклад от охлаждающей жидкости		Суммарные искажения	
	293 К	193 К	293 К	193 К	293 К	193 К
Сила тепловой линзы, 1/м (вертикальная плоскость)	8.80E-02	5.64E-02	9.63E-02	8.68E-02	1.84E-01	1.43E-01
Оптический клин, радиан (вертикальная плоскость)	-9.69E-05	-6.00E-05	-5.64E-04	-4.44E-04	-6.60E-04	-5.04E-04
Сила тепловой линзы, 1/м (горизонтальная плоскость)	1.14E-01	7.39E-02	3.10E-01	2.63E-01	4.24E-01	3.37E-01

*В случае противотока силы линз остаются без изменений, вертикальный клин равен нулю.

6. Запасённая энергия и усиление слабого сигнала

Важной особенностью иттербиевых сред является значительное улучшение их лазерных характеристик с понижением температуры [7]. Значительно увеличивается сечение усиления при относительно постоянном времени жизни верхнего лазерного уровня. Опустошается нижний лазерный уровень, и схема энергетических уровней переходит из квазитрёхуровневой к четырёхуровневой. На основе уравнений (9)–(11) с известным распределением температур и сечений переходов был проведён расчёт населённости верхнего лазерного уровня. С использованием полученного распределения населённости вычислены усиление слабого сигнала на длине волны 1030 нм за два прохода через активную зону и запасённая энергия. Поперечное распределение усиления без учёта потерь сигнала (см. рис.6) представлено на рис.9. Как показывает расчёт, в указанной геометрии достигается значительное усиление (в среднем более чем в 15 раз), а запасённая энергия составляет 2 Дж (рис.10) при импульсах накачки длительностью 1 мс, что соответствует 4 Дж энергии. Неучтённый в расчётах эффект усиленного спонтанного излучения (УСИ), разумеется, приведёт к уменьшению как усиления, так и запасённой энергии. Тем не менее эффект влияния УСИ будет меньше, чем в активных элементах в виде активного зеркала или в многодисковом квантроне с охлаждением парами гелия, поскольку разница в коэф-

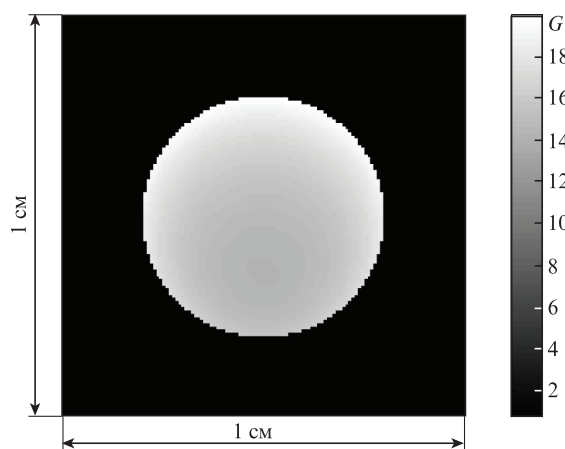


Рис.9. Распределение в плоскости $x-y$ усиления G слабого сигнала за два прохода через квантрон. Пиковая мощность накачки 4 кВт, длительность импульса 1 мс, частота следования 100 Гц, температура хладагента 193 К, толщина каналов 0.5 мм, число Рейнольдса 75.

фициенте преломления между активной средой и хладагентом меньше, чем между активной средой и воздухом (или гелием). В результате спонтанное излучение не «запирается» углом полного внутреннего отражения внутри инверсной области. Расчёт при меньшей длительности импульсов накачки приведён на рис.10. Из результатов расчёта следует, что пороговая плотность энергии накачки существенно превышена уже при длительности импульса накачки 0.25 мс, что соответствует энергии 1 Дж, поскольку наблюдается усиление в 2.6 раза. Аналогичные расчёты при комнатной температуре (293 К) и длительности импульса накачки 1 мс показывают, что запасённая энергия составляет 1.5 Дж, а усиление равно 3, что говорит о преимуществе изложенной концепции жидкостного охлаждения активной среды до пониженной температуры.

На рис.11, 12 представлены результаты расчёта усиления и тепловых эффектов в зависимости от частоты следования импульсов накачки при использовании низкотемпературного охлаждения. Видно, что повышение средней мощности действительно приводит к некоторому ухудшению основных характеристик. Однако в рассматриваемом диапазоне частот можно считать уменьшение усиления и рост силы тепловой линзы умеренными. Более важным ограничением средней мощности является эффективность холодообразования рефрижераторной установки, которая у коммерческих устройств ограничена несколькими сотнями ватт при температурах охлаждения ниже -50°C .

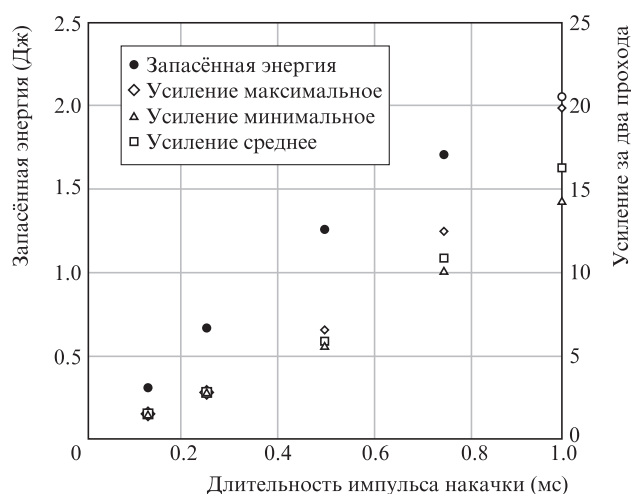


Рис.10. Зависимости извлекаемой энергии и усиления в квантроне от длительности импульса накачки при постоянной её пиковой мощности (4 кВт).

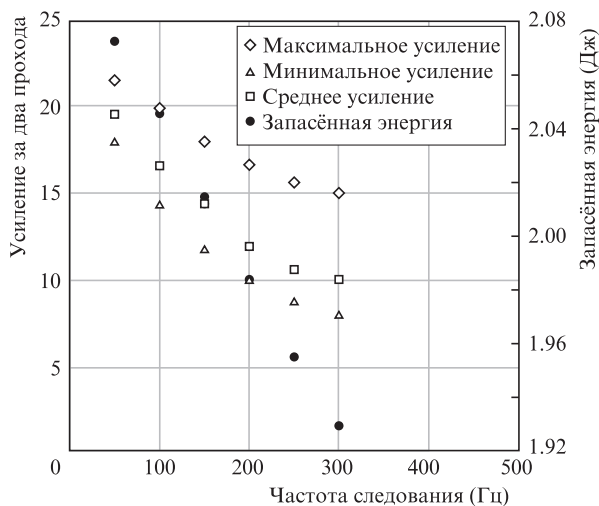


Рис.11. Зависимости усиления и запасённой энергии от частоты следования импульсов накачки. Длительность импульсов 1 мс, энергия 4 Дж.

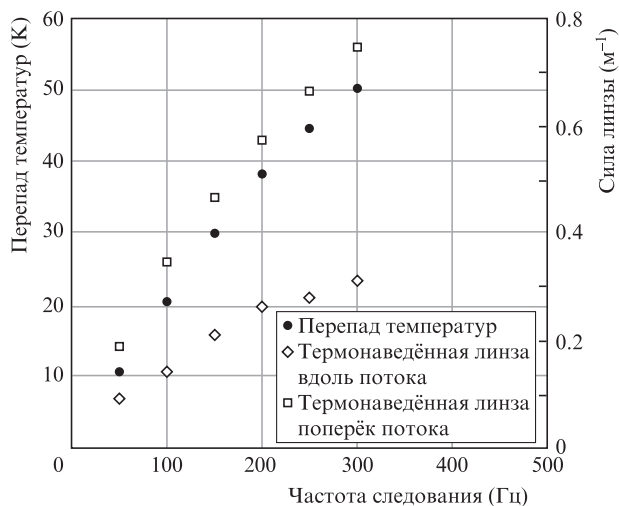


Рис.12. Зависимости перепада температур и силы тепловой линзы от частоты следования импульсов накачки. Длительность импульсов 1 мс, энергия 4 Дж.

7. Заключение

В работе предложена оригинальная концепция многодискового усилительного модуля с активными элементами, напрямую охлаждаемыми низкотемпературным жидким хладагентом через оптические поверхности. Разработана численная модель расчёта тепловых эффектов и усиления в предлагаемой геометрии активной среды. Проанализирована возможность использования спиртов для охлаждения. Сделаны оценки геометрических параметров активной зоны лазера, работающего с импульсами накачки с энергией до 4 Дж и частотой следования до 300 Гц. Проведён расчёт режимов охлаждения, распределения температуры, инверсии населённости в активной зоне. Показано, что использование 6–8 дис-

ков позволяет обеспечить эффективное охлаждение и приемлемый уровень потерь и фазовых искажений излучения при частоте следования импульсов 100 Гц. Также продемонстрировано существенное улучшение характеристик за счёт значительного понижения температуры хладагента. При изменении температуры хладагента с 293 до 193 К расчётное усиление слабого сигнала за два прохода через активную зону увеличивается с 3 до 15 раз, а запасаемая энергия – с 1.5 до 2 Дж. Значительное увеличение усиления связано в основном с ростом сечения усиления в Yb:YAG при охлаждении. При этом параметр качества пучка M^2 составляет 2.5 при комнатной температуре хладагента и 1.86 при криогенной температуре. Данные результаты демонстрируют значительные преимущества сочетания жидкостного охлаждения твердотельной активной среды с криогенным охлаждением.

Предлагаемая концепция оптимальна для усиления импульсов с джоульным уровнем энергии в сочетании с высокой частотой следования импульсов и может стать хорошей альтернативой усилителям на основе криогенно охлаждаемых «активных зеркал» или аналогичных многодисковых квантронов с криогенным охлаждением потоком гелия. В дальнейшем планируется экспериментальная апробация предлагаемой концепции усилительного элемента.

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2020-906).

- Banerjee S., Ertel K., Mason P.D., Phillips P.J., De Vido M., Smith J.M., Butcher T.J., Hernandez-Gomez C., Greenhalgh R.J.S., Collier J.L. *Opt. Express*, **23**, 15 (2015).
- Siebold M., Loeser M., Harzendorf G., Nehring H., Tsybin I., Roeser F., Albach D., Schramm U. *Opt. Lett.*, **39**, 12 (2014).
- Sawicka M., Divoky M., Novak J., Lucianetti A., Rus B., Mocek T. *J. Opt. Soc. Am. B*, **29**, 6 (2012).
- Yasuhara R., Kawashima T., Sekine T., Kurita T., Ikegawa T., Matsumoto O., Miyamoto M., Kan H., Yoshida H., Kawanaka J., Nakatsuka M., Miyanaga N., Izawa Y., Kanabe T. *Opt. Lett.*, **33**, 15 (2008).
- Fu X., Liu Q., Yan X., Cui J. *Chin. Opt. Lett.*, **7**, 492 (2009). DOI: 10.3788/col20090706.0492.
- Goodno G.D., Palese S., Harkenrider J., Injeyan H. *Opt. Lett.*, **26**, 21 (2001).
- Brown D.C., Cone R.L., Sun Y., Equall R.W. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **11**, 3 (2005).
- <https://www.lauda.de/ru/termostatirujshchee-oborudovanie/termostaty/okhlazhdajushchie-termostaty/pro/product/PRO-RP-10100>.
- <https://loip.ru/catalog/laboratornoe-oborudovanie-proizvodstva-loip/laboratornye-termostaty-i-kriostaty/nizkotemperaturnyie-termostatyi-serii-loip-ft-loip-ft-311-80>.
- Fan T.Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 6 (1993).
- Стабников В.Н., Ройтер И.М., Процюк Т.Б. *Этиловый спирт* (М.: Пищевая промышленность, 1976).
- Сергачева Е.В. Канд. дис. (С.-Петербург, СПбГЭТУ, 2018).
- Барон Н.М., Пономарёва А.М., Равдель А.А., Тимофеева З.Н. *Краткий справочник физико-химических величин* (СПб: изд-во «Иван Фёдоров», 2003).
- Casagrande O., Deguil-Robin N., Garrec B.L., Bourdet G.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **43**, 2 (2007).