На правах рукописи

ЧЕРНЫШОВ АЛЕКСАНДР КОНСТАНТИНОВИЧ

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ ДИОДНЫХ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ И СПЕКТРАЛЬНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ И КОНТРОЛЬ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

01.04.01 – Приборы и методы экспериментальной физики

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Самара – 2019

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева» (Самарский университет) и в федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской Академии Наук, Самарский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Физического института имени П.Н. Лебедева Российской Академии Наук (СФ ФИАН)

Научный консультант:

Азязов Валерий Николаевич, доктор физико-математических наук, доцент.

Официальные оппоненты:

Ежов Евгений Григорьевич, доктор физико-математических наук, доцент, федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Пензенский государственный университет архитектуры и строительства», кафедра «Информационно-вычислительные системы», профессор;

Осипов Олег Владимирович, доктор физико-математических наук, доцент, федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики», проректор по науке и инновациям;

Решетов Владимир Александрович, доктор физико-математических наук, доцент, федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Тольяттинский государственный университет», кафедра «Общая и теоретическая физика», профессор.

Ведущая организация: Федеральное государственное унитарное предприятие Российский Федеральный Ядерный Центр — Всероссийский научноисследовательский институт экспериментальной физики, г. Саров.

Защита состоится "<u>12</u>" <u>декабря</u> 2019г. в <u>10:00</u> часов на заседании диссертационного совета Д 212.215.01, созданного на базе Самарского университета, по адресу: 443086, г. Самара, Московское шоссе, 34.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Самарского университета и на сайте: http://www.ssau.ru/resources/dis_protection/chernyshov

Автореферат разослан "____" ____ 2019г.

Ученый секретарь диссертационного совета

Колпаков В.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования

Круг задач, решение которых эффективно достигается методами оптоэлектроники, в значительной мере определяется параметрами полупроводниковых диодных лазеров (ДЛ), что вызывает необходимость подробного изучения происходящих в них физических процессов. Это особое положение полупроводниковых лазеров обусловлено рядом их достоинств: высокой до ~70% эффективностью преобразования энергии накачки в когерентное оптическое излучение, простотой, надежностью и миниатюрностью конструкции. Для диодных лазеров характерны: низковольтное питание; совмещение функций генератора несущей и широкополосного модулятора (до 40ГГц) в одном приборе; возможность непрерывной перестройки длины волны излучения в интервале вплоть до 200 нм (K.A. Fedorova, et al. 2010). При комнатной температуре работа подобных излучателей может быть реализована в трех диапазонах 398 - 530; 630 - 2400 нм и 4 - 8 мкм, при использовании полупроводниковых материалов различного состава (H. Nasim, Y. Jamil 2013). С другой стороны большая расходимость, эллиптичное поперечное сечение, астигматичный волновой фронт, нестабильность диаграммы направленности излучаемого пучка, генерация на нескольких пространственных модах и/или в нескольких независимых каналах (filamentation) плюс высокая чувствительность этих характеристик к паразитной оптической обратной связи сужают потенциальную область применения диодных лазеров (H. Jiang, et al. 1996, Y. Gu, et al. 2018).

У современных маломощных полупроводниковых лазеров (< 1Вт) ближнего ИК диапазона астигматизм и эллиптичность излучения минимизированы. В то же время, пространственным характеристикам выходных пучков мощных ДЛ излучателей (>1Вт) с широким полосковым контактом, линеек и МОРА-лазеров уделяется достаточно много внимания (S. Zhouping, et al. 2007, P. Adamiec, et al. 2009). Кроме того, освоение новых спектральных диапазонов и, следовательно, новых полупроводниковых материалов, технологически легче начинать с выпуска полосковых диодных лазеров с простейшей структурой, для которых характерны выходные пучки с низким оптическим качеством. Поэтому, для приложений (особенно спектроскопии) по-прежнему актуально развитие методик, эффективного ввода излучения диодных лазеров в оптические системы с собственной структурой пространственных мод такие как: одномодовые и фотонно-кристаллические волокна (S. Mukhopadhyay 2018), оптические микрорезонаторы с модами шепчущей галереи и кольцевые интерферометры (А.А. Savchenkov, et al. 2018, D.-H. Lee, et al. 2002).

В настоящее время в таких областях физики как: детекторы гравитационных волн, атомные интерферометры и оптические стандарты частоты требуются лазерные пучки с максимально высоким пространственным качеством. В частности необходимы зондирующие пучки с предельно «плоскими» волновыми фронтами (ВФ) (Т. Trebst, et al. 2001, J. Fils, et al. 2005). Поскольку кривизна ВФ в сочетании с движением, даже охлажденных атомов, может приводить к сдвигам фазы и частоты, тем самым снижая точность оптического стандарта. По оценкам (G. Wilpers, A. Chernyshov, et al. 2003) в оптических часах на кальции для достижения точности на уровне $\Delta v/v \approx 10^{-14}$ у зондирующего оптического излучения над атомным облаком отклонения волнового фронта от плоскостности должны быть менее чем $\lambda/80$ (Peak-to-Valley). На практике это означает, что у лазерного пучка диаметром 4 мм, необходимо сформировать волновой фронт радиусом $|\mathbf{R}| \ge 250$ м. Очевидно, что получение таких «плоских» лазерных пучков не возможно без приборов, позволяющих с необходимой точностью проводить абсолютные измерения кривизны волнового фронта и оценивать уровень остаточных аберраций высоких поряд-ков.

Создание полупроводниковых лазеров, излучающих в зеленой- синей- и ультрафиолетовой частях оптического спектра, является одним из основных направлений развития современной оптоэлектроники (S. Lutgen, et al. 2011). В настоящий момент диодные лазеры, выпускаемые для работы в этих диапазонах, ограничены по доступным длинам волн и уровням выходной мощности, что стимулирует развитие альтернативных подходов. Существует несколько нелинейно оптических процессов, позволяющих преобразовать излучение хорошо освоенных инфракрасных диодных лазеров в зеленый, голубой или ультрафиолетовый свет. Наиболее широко для этих целей используется генерация второй гармоники (ГВГ) в нелинейных кристаллах. К сожалению, диодные лазеры с дифракционным качеством пучка имеют относительно небольшие выходные мощности и обычная однопроходная техника ГВГ мало эффективна. Среди развитых способов повышения коэффициента преобразования в излучение второй гармоники можно выделить подход, основанный на накоплении мощности когерентного инфракрасного лазера в добротном оптическом резонаторе с нелинейным кристаллом внутри (А. Jechow, G. Erbert, et al. 2010). Одной из ключевых проблем при этом является обеспечение эффективного ввода излучения ДЛ в оптический накопитель, для чего требуется, в том числе и точное пространственное согласование между собственной аксиально-симметричной модой оптического резонатора и эллиптичным лазерным пучком с астигматичным волновым фронтом (X.G. Sun, et al. 2000).

Развитие спектроскопических методик анализа состава газовых смесей необходимо как для фундаментальных исследований (Н.Н. Колачевский, К.Ю. Хабарова 2014), так и для решения прикладных задач, простирающихся от контроля окружающей среды (Р. Werle, et al. 2002) до неинвазивной диагностики заболеваний в медицине (В.Л. Вакс и др. 2014). В качестве источников перестраиваемого зондирующего излучения в спектроскопии традиционно используют диодные лазеры (М.А. Bolshov, et al. 2015), которые обладают уникальным сочетанием свойств, предоставляющим большие диагностические возможности. Однако, обычные диодные лазеры с резонаторами, образованными сколотыми гранями кристаллов, склонны к генерации на нескольких продольных модах со спектральной шириной отдельной моды порядка ~ 200 МГц, что сильно ограничивает их применение.

Одним из подходов, позволяющих улучшить спектральные характеристики ДЛ до приемлемого уровня, является использование дополнительного внешнего

резонатора (ВР) (В. Mroziewicz 2008). В связи с освоением новых полупроводниковых материалов, регулярным появлением новых типов структур лазеров и конфигураций ВР сохраняется актуальность исследований системы диодный лазер с внешним резонатором (ДЛВР), направленных на увеличение интервала спектральной перестройки и уменьшение ширины линии при одночастотном режиме генерации (М. Chi, O.B. Jensen, et al. 2016, М.-Н. Chen, Sh.-Ch. Hsiao, et al. 2019).

Возбужденные в метастабильное состояние атомы инертных газов (Rg* атомы) обладают уникальными свойствами и доступны для изучения с помощью лазеров видимого и ИК диапазонов. Как следствие, Rg* атомы инертных газов (ИГ) широко применяются: в экспериментах по лазерному охлаждению атомов (W. Vassen, et al. 2012), конденсации Бозе-Энштейна (A. Robert, et al. 2001), формированию ультрахолодной плазмы (Th.C. Killian 2007), в нанотехнологиях (M. Baker, et al. 2004), для диагностики промышленных плазменных установок (A.A. Большаков и др. 2008) и ионных двигателей космических аппаратов (R.A. Dressler, et al. 2009).

В 2012 году предложена и экспериментально апробирована концепция лазера на метастабильных атомах ИГ с оптической накачкой (OPRGL или ЛОНИГ) (J. Han, M.C. Heaven 2012). Новая лазерная система вызвала большой научный интерес, поскольку потенциально позволяет путем простого масштабирования создать лазер мегаваттного уровня с хорошим пространственным качеством пучка и излучением на длинах волн, попадающих в окна прозрачности атмосферы (П.А. Михеев 2015). К настоящему моменту, продемонстрирована лазерная генерация на метастабилях Ne*, Ar*, Kr*, Xe* и достигнут 4 Вт уровень выходной мощности (Md.H. Karib, M.C. Heaven 2011, J. Han, et al. 2017).

Необходимо отметить, что сопоставимые (по ожидаемым параметрам выходного излучения) лазеры на парах щелочных металлов (DPAL) имеют многочисленные технические проблемы, связанные с химической агрессивностью усиливающей среды, что понижает надежность и безопасность работы DPAL-систем (А.М. Шалагин 2011, W.F. Krupke 2012). Наоборот инертные газы, будучи в основном состоянии химически инертными, традиционно используются в качестве защитных буферных газов в различных технологических процессах. Таким образом, исследование спектров метастабильных атомов инертных газов методами диодно-лазерной спектроскопии актуально и представляет большой практический интерес для создания OPRGL лазеров.

Степень разработанности

В оптических системах излучение диодных лазеров, как правило, требуется трансформировать в пространственную моду с заданными параметрами, что довольно трудно выполнить без учета большой расходимости, эллиптичности и астигматизма выходного пучка ДЛ (N. Hasan, et al. 2016). Если ограничиться "хорошими" полупроводниковыми диодными лазерами, работающими на основной пространственной моде, то наибольшие проблемы при трансформации выходного пучка создает астигматизм (M. Lang 1989, А.Б. Батай и др. 1994).

У диодных лазеров различают «внутренний» астигматизм, связанный с раз-

личием радиусов кривизны излучаемого волнового фронта (ВФ) в боковом (в плоскости p-n перехода) и поперечном (перпендикулярно p-n переходу) сечениях (D.D. Cook, F.R. Nash 1975). При этом у квазигауссовского выходного пучка ДЛ одномерная «боковая» перетяжка смещена за выходную грань на расстояние \overline{D} , а «поперечная» одномерная перетяжка пучка расположена точно на грани. «Внешний» астигматизм диодного лазера возникает из-за особенностей фокусировки эллиптичных лазерных пучков сферической оптикой (Y. Li 1988, K. Tatsuno, et al. 1989). Расстояние \overline{D} между одномерными перетяжками исходного лазерного пучка используют при расчетах корректирующей оптики и для характеристики волноводных свойств лазерной структуры. Кроме того, оценивают полный астигматизм излучения ДЛ, измеряя аберрацию волнового фронта лазерного пучка за фокусирующей оптикой или M²-фактор качества пучка (A.E. Siegman, 1993).

Для контроля и оптимизации структур диодных лазеров необходима удобная и производительная методика, позволяющая надежно измерять астигматические расстояния $D \sim \lambda_{\Pi\Pi}$. Известные на момент выполнения диссертации способы оценки D (D.D. Cook, F.R. Nash 1975, T. Kajimura, et al. 1979, T.P. Lee, et al. 1982, M. Lang 1989, К. Tatsuno, et al. 1989) не удовлетворяли этим критериям. Кроме того, в методиках, основанных на фокусировке излучения сферической линзой, «внешний» астигматизм ДЛ мог искажать результаты измерений, особенно полученные вблизи значений $D \sim \lambda_{\Pi\Pi}$. С учетом этих обстоятельств в работах (В. Л. Величанский и др. 1991, V.L. Velichanckii, et al. 1991) с участием автора диссертации была разработана измерительная процедура, основанная на фокусировке лазерного излучения с последующим независимым определением местоположения одномерных перетяжек преобразованного пучка по осевой интенсивности. Этот подход позволил устранить вклад эллиптичности лазерного излучения в систематическую погрешность результата и расширить диапазон измерений D до 2 мкм предела, который определялся величиной инструментальной погрешности установки. Необходимо отметить, что достигнутое минимально измеримое значение D соответствует предельно допустимому астигматическому расстоянию лазерного источника в стандартной оптической системе записи\считывания компакт дисков (J. Braat 1995).

Подробное изучение ограничения поля в плоскости p-n перехода выявило у диодных лазеров существование трех волноводных механизмов: диссипативного (GG – gain-guided), рефрактивного (IG – index-guided) и антиволноводного (AIG – index-antiguiding) (D.D. Cook, F.R. Nash 1975, П.Г. Елисеев и др. 1995). Дальнейшие исследования показали, что соотношение между волноводными механизмами в лазерной структуре может изменяться в зависимости от химического состава, геометрии слоев, воздействия тепла и концентрации инжектированных носителей заряда (C.L. Reynolds et al. 1986, В.В. Поповичев и др. 2002). Поскольку тип волновода влияет на многие важные характеристики диодного лазера, то структура ДЛ должна обеспечивать неизменный характер бокового ограничения в рабочих диапазонах температур и токов накачки. Однако только по величине астигматического расстояния \overline{D} трудно объективно определить, как изменяется характер волноводного механизма при изменении параметров лазерной структуры.

В работе (П.Г. Елисеев и др. 1995) через отношение реального и мнимого скачков комплексной диэлектрической проницаемости среды (antiguiding \bar{b} -фактор) были установлены границы действия трех указанных волноводных механизмов. Питерманом (К. Petermann 1979) был введен *К*-фактор для оценки вклада спонтанного излучения в ширину линии генерации ДЛ и получены выражения, которые определяли связь введенного параметра с \bar{b} –фактором и астигматическим расстоянием \bar{D} . Используя результаты работ (П.Г. Елисеев и др. 1995, К. Petermann 1979), в диссертации предложена методика оценки типа волноводного механизма лазерной структуры, основанная на определении *К*-фактора с помощью установки для измерения астигматического расстояния ДЛ (А.К. Chernyshov, et al. 2002). По сравнению с ранее известными методиками оценки *К*-фактора (К. Petermann 1979, W.G. Scheibenzuber, et al. 2010) новый подход более удобен, поскольку не требует определения спектра оптического усиления и коэффициента для изменения показателя преломления активной среды от тока накачки лазера.

Для выполнения «абсолютных» измерений искажений волнового фронта коллимированных лазерных пучков обычно используются точечные дифракционные (Smartt) интерферометры (J.M. Bueno, et al. 2010), интерферометры сдвига (J.A. Koch, et al. 2000) и датчики Шака-Гартмана (ДШГ) (А.Г. Александров и др. 2010). По сравнению с интерферометрическими системами ДШГ обладает рядом преимуществ, а именно: компактностью, простотой использования, высокой скоростью и возможностью работы с лазерными и тепловыми источниками света. К недостатку ДШГ можно отнести то, что для выполнения абсолютных измерений волновых фронтов датчики подобного типа нуждаются в предварительной калибровке.

На момент выполнения диссертации было опубликовано только несколько работ посвященных калибровке ДШГ с помощью плоских волновых фронтов (G. Artzner 1994, G.Y. Yoon, et al. 1996, J.D. Mansell, E.K. Gustafson 2001). Поскольку приготовление эталонного плоского волнового фронта является сложной экспериментальной задачей, требующей применения качественной оптики и дополнительных приборов для контроля плоскостности (flatness) ВФ, то воспользоваться разработанными методами калибровки ДШГ затруднительно.

В работах (А.К. Chernyshov 2004, А. Chernyshov, et al. 2005) разработан доступный альтернативный метод калибровки Гартмановских датчиков, в котором проблема приготовления эталонного ВФ устраняется автоматически. Новый метод основан на применении сферических волновых фронтов излучения одномодового волокна, вместо плоского ВФ. Как показали оценки и подтвердили контрольные измерения, отклонения ВФ от идеальной сферы уменьшаются по мере удаления от излучающего торца волокна и уже на расстоянии порядка одного метра не превышают 0.02λ (PV). Поэтому по сравнению с прежними методами калибровки (M.S. Kumar, et al. 2013) в этом подходе не нужны контрольные интерферометры, поскольку для определения радиуса эталонного волнового фронта достаточно измерить расстояние между торцом волокна и датчиком с точностью ±1 мм. При этом отклонения ВФ не будут превышать допустимую величину 0.01 λ (PV). Разработанный в диссертации метод калибровки ДШГ позволил получить точность измерения усредненной кривизны волнового фронта на уровне 0.5×10^{-3} м⁻¹ (R_{max} ~ 700м), при величине локальной неопределенности ~ λ /100 (PV). Достигнутый уровень точности ДШГ сравним с точностью интерферометрических измерителей ВФ (J. Sheldakova, et al. 2009) и достаточен для тестирования оптических систем и зондирующих лазерных пучков, используемых в атомных стандартах частоты (G. Wilpers, A. Chernyshov, et al. 2003).

Оптические интерферометры (резонаторы) традиционно широко используются в лазерной физике (R.L. Fork, et al. 1964, P.W. Smith 1972, B. Dahmani, et al. 1987, А.Н. Матвеев и др. 2008). За счет накопления света внутри оптического резонатора, можно на порядок увеличить мощность излучения доступную от лазера и тем самым повысить эффективность генерации 2-ой гармоники в нелинейном кристалле (A. Ashkin, et al. 1966). Для большего накопления света внутри добротного оптического резонатора необходимо: обеспечить спектральное перекрытие лазерного излучения с контуром резонанса пропускания; добиться хорошего пространственного совпадения (mode-matching) между входным лазерным пучком и собственной модой резонатора; оптимизировать пропускание входного зеркала резонатора (impedance matching).

Методики спектрального согласования лазера с внешним интерферометром в целом хорошо развиты (R.W. Drever, et al. 1983, О.В. Jensen, P.M. Petersen 2013) и в дальнейшем не рассматриваются. На момент выполнения диссертации, оставшиеся два фактора mode- и impedance matching в приложении к стыковке диодного лазера с неконфокальным или кольцевым интерферометрами были разработаны недостаточно. В литературе, как правило, приводились только общие описания mode-matching систем (C. Zimmermann, et al. 1992, B. Beier, et al. 1997, A.K. Goyal, et al. 1999, X.G. Sun, et al. 2000, R.Le Targat, et al. 2005), что предполагало эмпирический подбор и компоновку элементов согласующей оптической схемы под конкретную задачу. Аналогично, процедура согласования импедансов предусматривала последовательную установку на вход интерферометра зеркал с различным коэффициентом пропускания для определения оптимального значения, которому соответствует минимальный уровень отраженной лазерной мощности (B. Beier, et al. 1997).

При эмпирическом подборе коэффициента пропускания входного зеркала интерферометра и элементов согласующей оптики ожидаемый результат плохо предсказуем, но при этом требуются ощутимые затраты времени и ресурсов. С другой стороны вычисление параметров системы ввода достаточно трудоемки при детальном учете особенностей реального лазерного пучка и интерферометра накопителя с нелинейным кристаллом (М. Serkan, et al. 2007). Поэтому в диссертации был развит комбинированный подход, основанный на простых и наглядных расчетах системы согласования оптических пучков с последующим экспериментальным уточнением результатов, и определена двух ступенчатая процедура согласования импедансов интерферометра с использованием пробного и рабочего зеркал (А.К. Chernyshov, et al. 2011). При участии автора диссертации с помощью оптимизированной системы согласования был достигнут 82% ввод (95% без учета impedance mismatching) излучения диодного лазера в 4-х зеркальный кольцевой интерферометр «бабочка» (А.К. Chernyshov, et al. 2011). В литературе сообщалось о получении эффективности ввода в накопительные интерферометры на уровне 60-70% (X.G. Sun, et al. 2000, R.Le Targat, et al. 2005, M. Angelis, et al. 1996, В. Rein, et al. 2017) для астигматичных диодных лазеров и 80-95% (H. Kumagai, et al. 2003, M. Pizzocaro, et al. 2014) для Ті:сапфировых лазеров с круглыми пучками хорошего качества.

Дополнительно, после оптимизации системы ввода с помощью интерферометра «бабочка» с кристаллом KNbO₃ была продемонстрирована 20% эффективность генерации 2-ой гармоники (424 нм) от излучения ДЛ. Полученное значение эффективности ГВГ разумно согласуется с теоретической оценкой равной 26% для 80 мВт (848 нм) лазерной мощности на входе интерферометра.

К настоящему моменту сформировался ряд научных направлений, в которых необходимы много-лепестковые пучки Эрмита-Гаусса (HG) или многокольцевые пучки Лагерра-Гаусса (LG) (А.А. Малютин, В.А. Илюхин 2007, Т. Watanabe, et al. 2004, В.А. Сойфер и др. 2004). Излучение ДЛ было преобразовано в HG- и LG-моды высокого порядка с помощью астигматических (М.W. Beijersbergen, et al. 1993), голографических (М.А. Clifford, et al. 1998) пространственных конверторов и жидкокристаллических пространственно-световых модуляторов (N. Matsumoto, et al. 2008). Из-за трудностей, связанных с изготовлением голографических элементов и высокой стоимости ЖК-модуляторов, использование астигматического конвертора представляется более предпочтительным. Для функционирования подобного астигматического преобразователя, необходимо добиться от диодного лазера устойчивой работы на HG_{nm}-моде высокого качества.

В работе (M.J. Snadden, et al. 1997) описан способ механически перестраиваемого пространственного преобразования, основанный на возбуждении поперечных мод кольцевого интерферометра при внеосевом вводе излучения Ті:сапфирово-го лазера. В диссертации указанный подход впервые был распространен на диодный лазер и кольцевой интерферометр «бабочка» (А.К. Чернышов 2011). Продемонстрирована пространственная конверсия излучения ДЛ в одномерные HG_{0m}- и двумерные HG_{nm}- и LG_ρ^ℓ-моды. Эксперименты показали, что эффективность резонансного метода конверсии достигает 50% для моды 1-го порядка и уменьшается с ростом порядка возбуждаемой поперечной моды, достигая 30% для моды 6-го порядка. Для сравнения в работе (M.J. Snadden, et al. 1997) сообщается о 40% конверсии в HG_{01} , такая же эффективность получена (M.A. Clifford, et al. 1998) при использовании набора голографических пространственных конверторов для получения HG₀₁ - HG₀₆ мод. Необходимо отметить, что при сопоставимых с голографическими конверторами эффективностях преобразования предложенный в диссертации подход на основе кольцевого интерферометра допускал удобную воспроизводимую электронную перестройку порядка выходной моды.

Диодные лазеры с узкой спектральной линией и широким диапазоном перестройки по длинам волн являются необходимым инструментом для многочисленных применений в атомной физике и спектроскопии (G. Galbacs 2006). Однако, одиночные диодные лазеры с резонатором на сколах полупроводникового кристалла склонны к одновременной генерации на нескольких продольных модах, а их перестроечная спектральная характеристика имеет разрывы. Длина волны излучения диодного лазера может быть перестроена в пределах центральной части контура усиления изменениями температуры или тока накачки. Из-за скачков генерации ДЛ по продольным модам, непрерывная перестройка длины волны излучения, может быть получена только в пределах набора небольших спектральных участков (рисунок 1 слева). "Черные" дыры между участками непрерывной перестройки обычно составляют ~0.3 нм. Кроме того, спектральная ширина линии генерации является довольно большой (100-200 МГц), благодаря малой длине и низкой добротности собственного резонатора ДЛ, а также флуктуациям показателя преломления, зависящего от усиления.



Рисунок 1 - Слева: Токовая перестройка длины волны уединенного диодного лазера. На характеристике видны разрывы – «черные дыры». Справа: элементарная конфигурация диодного лазера (ДЛ) с внешним резонатором, образованным лазерной гранью и зеркалом (М).

Спектральные свойства полупроводниковых диодных лазеров могут быть значительно улучшены оптической обратной связью (ООС) от «внешнего» резонатора (ВР), в простейшем случае образованного внешним отражателем М и выходной лазерной гранью (рисунок 1 справа). К настоящему моменту влияние ООС на характеристики диодных лазеров подробно исследовано (R. Lang, K. Kobayashi 1980) и разработано множество конфигураций ВР для работы с ДЛ (В. Mroziewicz 2008). Важным параметром, определяющим разнообразие режимов работы диодного лазера с внешним резонатором (ДЛВР), является уровень внешней оптической обратной связи (R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy 1986), мерой которого может служить величина уменьшения порогового тока накачки (D.M. Kane 1995).

Уровень ООС определяется: потерями в коллимирующем объективе, коэффициентом отражения внешнего зеркала (или дифракционной решетки), интерференцией и степенью совпадения собственного поля лазера и поля, возвращенного из внешнего резонатора. Из перечисленных факторов, влияющих на ООС, пространственное рассогласование световых полей редко принимается во внимание. Работа (Е.М. Phillip-Rutz 1969) является одной из первых, где обсуждалась оптимизация пространственного согласования диодного лазера с внешним резонатором. В работе (В.Л. Величанский и др. 1990) было продемонстрировано, что у ДЛВР с параллельным пучком или с фокусировкой пучка на внешнем зеркале наблюдаются различные зависимости уровня ООС от длины ВР. Это различие связывалось с влиянием кривизны волнового фронта поля, возвращенного в лазер. В работе (W.F. Sharfin, et al. 1990) исследовалось влияние пространственного согласования между внешним резонатором и диодным лазером с широким полосковым контактом на подавление генерации боковых мод высоких порядков. В работах (P. Zorabedian, W.R. Trutna 1990, J.R. Marciante et al., 1997) изучались возможности понижения точности юстировки внешнего отражателя за счет введения во внешний резонатор цилиндрической линзы.

Перечисленные результаты косвенно подтверждали влияние астигматизма волнового фронта выходного излучения на пространственное согласование диодного лазера с внешним резонатором и уровень ООС, но прямых исследований проведено не было. В диссертации экспериментально и с помощью численного моделирования установлено, что знак и величина астигматического расстояния, изолированного диодного лазера, позволяют определить тип и длину внешнего резонатора, в котором обеспечивается оптимальное (по пороговому току) согласование с волноводом излучателя (С.П. Котова, А.К. Чернышов 1993, В.Л. Величанский, А.К. Чернышов 1996). Поскольку при этом характерные значения оптимальных длин $BP \le 1$ м, то дополнительно были исследованы спектральные характеристики ДЛВР с укороченным (5-15 см) внешним резонатором. Во внешнюю часть укороченного ДЛВР была введена цилиндрическая линза для повышения уровня ООС за счет компенсации астигматизма (А.К. Чернышов и др. 2001, А.К. Чернышов, С.П. Котова 2004). В результате добавления согласующей линзы интервал непрерывной спектральной перестройки ДЛВР был увеличен с 4.5 ГГц до 21 ГГц при ширине линии генерации $\Delta v_{\pi\pi} \ge 25$ МГц и мощности в одночастотном режиме ~15 мВт. В работах (S.N. Atutov, et al. 1994, S. Eriksson, et al. 1999, H.C. Chuang, et al. 2012) для сопоставимых по длине ДЛВР без согласующих линз получены меньшие интервалы спектральной перестройки от 10 до 18 ГГц при уровнях выходной мощности ~10 мВт.

В случае если длина ВР сравнима с длиной самого полупроводникового кристалла, то для получения одномодовой генерации ДЛ достаточно даже очень слабой ООС. Этот подход, отличающийся простотой реализации, применяется в спектроскопических установках, когда важен большой интервал непрерывной перестройки при умеренных требованиях к ширине лазерной линии (A. Khorsandi, et al. 2003). В диссертации продемонстрировано, что применение тандемного интерферометра, образованного парой тонких (100 мкм) стеклянных пластинок, в качестве отражателя расположенного у выходной грани диодного лазера, позволяет расширить диапазон одночастотной спектральной перестройки до 100 ГГц при ширине линии генерации $\Delta v_{дл}$ ~200 МГц. Для сравнения в работе (P.A. Ruprecht 1992) сообщалось о непрерывной перестройке вдоль 50 ГГц короткого ДЛВР с единственной стеклянной пластинкой в качестве внешнего отражателя.

Новые лазерные системы на метастабильных атомах инертных газов (Rg*) классифицируются как лазеры на инертных газах с оптической накачкой (ЛО-НИГ), работающие по 3-х уровневой схеме. Модельные оценки для ЛОНИГ показывают, что для получения удельной оптической мощности ~100 Вт/см³ требуется концентрация Rg* атомов порядка 10^{12} - 10^{13} см⁻³, что обеспечивается при субатмосферных давлениях газовой смеси (A.V. Demyanov, et al. 2013, P.A. Михеев 2015). Дополнительно, из-за высоких порогов генерации в 3-х уровневых лазерных схемах, требуется хорошее согласование между спектром оптической накачки и линией поглощения метастабилей инертного газа (J. Gao, et al. 2016). Несмотря на субатмосферное давление в активной среде ЛОНИГ ширины спектральных линий переходов, используемых для оптической накачки, довольно узкие и составляют ~15 ГГц для Ne, Ar, Kr и ~20 ГГц для Xe (P.A. Mikheyev, et al. 2015, P.A. Mikheyev, et al. 2017). Поэтому коэффициенты сдвига и уширения должны быть известны с хорошей точностью, чтобы относительно узкополосная диоднолазерная накачка могла быть точно настроена на линии поглощения, соответствующие переходу (n+1)s[3/2]₂ – (n+1)p[5/2]₃ метастабильных атомов Ar* и Kr*.

Анализ доступных литературных источников выявил разброс в значениях столкновительных коэффициентов сдвига и уширения или их отсутствие для некоторых важных смесей ИГ, что вероятно обусловлено затруднениями в корректном учете пространственных и временных изменений температуры нейтрального газа в плазме разряда. Надежные данные о столкновительных коэффициентах 811.5 nm линии Ar и 811.3 nm линии Kr были получены только недавно в экспериментальных работах (Р.А. Mikheyev, et al. 2015, А.К. Chernyshov, et al. 2019), выполненных с участием автора диссертации. Полученные в диссертации значения коэффициентов $\xi(T_0)$ и $\beta(T_0)$ для аргона и криптона находятся в хорошем согласии с имеющимися литературными данными (G.H. Copley 1976, K. Tachibana, et al. 1982, D.A. Jackson 1981).

Следует отметить, что хотя метастабили в активной среде ЛОНИГ нарабатываются в газоразрядной плазме, ожидаемая при этом концентрация электронов будет небольшой $\sim 10^{10} - 10^{12}$ см⁻³ и, следовательно, штарковский вклад в уширение и сдвиг спектральных линий пренебрежимо мал (А.Н. Васильева и др. 2015, А. Rodero, M.C. Garcia 2017). В этом случае метастабильные атомы в активной среде ЛОНИГ можно рассматривать как обычный нейтральный газ, к которому применимы методы абсорбционной спектроскопии с перестраиваемыми диодными лазерами.

Цель и задачи

Целью работы являлась разработка диагностического комплекса для контроля параметров лазерных пучков и оптимизация на этой основе оптических систем для управления характеристиками излучения диодных лазеров, применяемых в атомной физике и спектроскопии.

В рамках поставленной цели решались следующие задачи:

1) Разработка и создание установки для измерения астигматических расстояний диодных лазеров в диапазоне 2-200 мкм, обеспечивающей минимальное влияние эллиптичности лазерного пучка на результаты измерений. Исследование связи пространственных характеристик излучения с волноводными свойствами структуры диодного лазера.

2) Разработка метода и создание установки для абсолютной калибровки датчика волнового фронта Шака-Гартмана с помощью сферических волновых фронтов. Оптимизация процедуры формирования лазерных пучков с радиусами кривизны волнового фронта R≥300м.

3) Создание согласующего узла для ввода с эффективностью 70-80% излу-

чения диодного лазера в накопительный кольцевой интерферометр, используемый для резонансной генерации второй гармоники с помощью нелинейного кристалла и пространственной конверсии в поперечные моды Эрмита-Гаусса.

4) Исследование влияния кривизны волнового фронта возвращаемого лазерного поля на уровень оптической обратной связи диодного лазера с внешним резонатором. Оптимизация на этой основе конфигурации внешнего резонатора диодного лазера для получения диапазона непрерывной спектральной перестройки более 10 ГГц.

5) Измерение с точностью не менее чем 10% коэффициентов ударного уширения и сдвига спектральных линий для перехода $(n+1)s[3/2]_2 \rightarrow (n+1)p[5/2]_3$ метастабильных атомов Ar и Kr, нарабатываемых в плазме высокочастотного разряда.

Научная новизна

Впервые получены следующие результаты:

1) Разработана установка для измерения астигматического расстояния диодных лазеров в диапазоне 2-200 мкм, в которой за счет независимой регистрации перетяжек оптического пучка и определения измерительной процедуры, снижающей влияние эллиптичности лазерного излучения, достигнуты инструментальная погрешность ± 2 мкм и сопоставимый с ней нижний предел измерений. Показано, что для определения типа волновода ДЛ, кроме астигматического расстояния, необходимо дополнительно измерять *К*-фактор Питермана.

2) На основе математической модели разработан оригинальный метод абсолютной калибровки датчика Шака-Гартмана с помощью сферических волновых фронтов излучения одномодового волокна. В результате достигнут предел точности измерений кривизны волнового фронта 0.5×10^{-3} м⁻¹ (R_{max} ~ 700м), обусловленный турбулентностью окружающего воздуха.

3) Разработаны алгоритмы для расчета анаморфотной оптической системы согласования (mode-matching) и оптимизации коэффициента пропускания входного зеркала (impedance-matching), что позволило получить 82% эффективность ввода астигматичного, эллиптичного излучения диодного лазера в накопительный 4-х зеркальный интерферометр типа «бабочка» (bow-tie).

4) Экспериментально и с помощью численного моделирования показано, что знак и величина астигматического расстояния, изолированного диодного лазера, позволяют определить тип и длину внешнего резонатора, в котором обеспечивается оптимальное согласование. Предложен способ численного моделирования воздействия оптической обратной связи на пороговые характеристики ДЛВР с учетом кривизны волнового фронта поля, возвращаемого к лазеру.

Разработан ДЛВР с протяженным анаморфотным внешним резонатором, в котором за счет оптимизации согласования астигматичного диодного лазера с внешним резонатором продемонстрировано увеличение диапазона непрерывной спектральной перестройки до 21 ГГц (около 840 нм) при ширине линии генерации Δν_{дл}≥25 МГц и мощности в одночастотном режиме ~15 мВт.

Разработан короткий ДЛВР для работы с квантово-размерными диодными лазерами с диапазоном непрерывной спектральной перестройки ~100 ГГц (около

830 нм) при ширине линии генерации Δν_{дл}~200 МГц и мощности в одночастотном режиме ~5 мВт. Указанные характеристики короткого ДЛВР получены за счет применения оригинального внешнего отражателя в виде тандемного интерферометра, образованного парой тонких (~ 100мкм) стеклянных пластин.

5) На основе диодно-лазерной спектроскопии разработан метод одновременного измерения коэффициентов ударного уширения и сдвига спектральных линий нейтральных газов в плазме высокочастотного разряда, основанный на сопоставлении измеренного давления в разрядной ячейке с расчетным значением. Для аргона и естественной смеси изотопов криптона измерены коэффициенты столкновительного уширения и сдвига спектральных линий, которые используются для оптической накачки лазеров на метастабильных атомах Ar и Kr.

Теоретическая и практическая значимость

Теоретическая значимость работы состоит в том, что были разработаны:

 метод измерения небольших (~\u03c6_{ДЛ}) астигматических расстояний с коррекцией систематической погрешности, вносимой эллиптичностью оптического пучка диодного лазера;

– метод абсолютной калибровки датчика волнового фронта Шака-Гартмана с помощью сферического волнового фронта;

 метод одновременного измерения коэффициентов столкновительного уширения и сдвига спектральных линий метастабильных атомов в плазме электрического разряда.

Практическая значимость работы:

 – разработанная методика позволяет объективно подтверждать наличие или отсутствие рефрактивного волновода (или антиволновода), сформированного скачком показателя преломления в лазерной структуре, что необходимо для оптимизации технологических процессов изготовления диодных лазеров и обоснованного выбора образцов излучателей;

– после выполнения абсолютной калибровки, с помощью датчика Шака-Гартмана становится возможным контроль волновых фронтов с 700м радиусами кривизны у зондирующих лазерных пучков, что позволит увеличить точность атомных интерферометров и стандартов частоты на охлажденных атомах;

– измерены коэффициенты столкновительного уширения и сдвига спектральных линий для перехода (n+1)s[3/2]₂ \rightarrow (n+1)p[5/2]₃ метастабильных атомов Ar и Kr с точностью не хуже 10% необходимые для создания ЛОНИГ.

Методология и методы исследования

В ходе выполнения работы использовались следующие экспериментальные методы: измерение аберраций волнового фронта датчиком Шака-Гартмана; сужение спектра генерации диодного лазера с помощью внешнего резонатора; привязка резонанса кольцевого интерферометра к лазерной частоте с помощью электронной петли обратной связи; генерация оптической гармоники в нелинейном кристалле KNbO₃; преобразование мод Эрмита-Гаусса в моды Лагерра-Гаусса с помощью астигматического $\pi/2$ -конвертора; прямая абсорбционная спектроско-

пия; спектроскопия с модуляцией длины волны; спектроскопия насыщенного поглощения; эмиссионная спектроскопия. Для анализа и интерпретации экспериментальных результатов использовалось компьютерное моделирование, в том числе на основе быстрого преобразования Фурье и непрерывного вейвлетпреобразования.

На защиту выносятся:

1) Установка для измерения астигматического расстояния диодных лазеров с инструментальной погрешностью ± 2 мкм в диапазоне 2-200 мкм с независимой регистрацией одномерных перетяжек по осевому распределению интенсивности в области фокусировки и скомпенсированным вкладом эллиптичности лазерного пучка в систематическую погрешность измерений.

2) Метод абсолютной калибровки датчика Шака-Гартмана с помощью эталонных сферических волновых фронтов, позволяющий достичь точности измерений кривизны фронта на уровне 0.5×10^{-3} м⁻¹.

3) Метод оптимизации анаморфотной оптической системы для ввода излучения диодного лазера в накопительный кольцевой интерферометр с эффективностью 82%, учитывающий пространственное рассогласование мод и потери на отражение.

4) Спектрально перестраиваемые источники когерентного излучения:

на основе диодного лазера с протяженным анаморфотным внешним резонатором, обеспечивающий перестройку в интервале 21 ГГц (около 840 нм) с шириной линии генерации $\Delta v_{дл} \ge 25$ МГц и мощностью в одночастотном режиме ~15 мВт;

на основе квантово-размерного диодного лазера с коротким внешним резонатором, образованным тандемным резонансным отражателем, обеспечивающий перестройку в интервале 100 ГГц (около 830 нм) с шириной линии генерации $\Delta v_{дл} \sim 200$ МГц и мощностью в одночастотном режиме ~5 мВт.

5) Измеренные с 10% точностью коэффициенты ударного уширения (ξ) и сдвига (β) перехода (n+1)s[3/2]₂ \rightarrow (n+1)p[5/2]₃ в аргоне и криптоне для чистых газов и смесей (в 10⁻¹⁹ ГГц·см³):

$$\begin{split} \xi_{\text{Ar-Ar}} &= 2.7 \pm 0.1; & -- & \xi_{\text{Ar-Ne}} &= 1.49 \pm 0.03; & \xi_{\text{Ar-He}} &= 3.4 \pm 0.1; \\ \beta_{\text{Ar-Ar}} &= -2.05 \pm 0.05; & -- & \beta_{\text{Ar-Ne}} &= -0.51 \pm 0.05; & \beta_{\text{Ar-He}} &= 0.60 \pm 0.03; \\ -- & \xi_{\text{Kr-Ar}} &= 3.3 \pm 0.1; & \xi_{\text{Kr-Ne}} &= 1.49 \pm 0.05; & -- \\ \beta_{\text{Kr-Kr}} &= -1.4 \pm 0.1; & \beta_{\text{Kr-Ar}} &= -2.07 \pm 0.08; & \beta_{\text{Kr-Ne}} &= -0.65 \pm 0.01; & \beta_{\text{Kr-He}} &= 0.51 \pm 0.04. \end{split}$$

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность полученных результатов подтверждена физической адекватностью использованных численных моделей, данными экспериментов и хорошим

согласием полученных результатов с данными из доступной автору литературы.

Основные результаты диссертационной работы докладывались на всероссийских и международных конференциях: International Quantum Electronics Conference (Moscow, Russia, 2002); Deutsch-Russisches Laser Symposium (Pommersfelden, Germany, 2002); Laser Optics-XI (St. Peterburg, Russia, 2003); International Laser Physics Workshop (Lausanne, Switzeland, 2006; Calgary, Canada, 2012; Kazan, Russia, 2017); Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics (Moscow, Russia, 2011; Khabarovsk, Russia, 2016); Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике (НИЯУ МИФИ, Москва, 2012, 2013); International Symposium on Nonequilibrium Process, Plasma, Combustion and Atmospheric Phenomena (Sochi, Russia, 2014); International Conference on Tunable Diode Laser Spectroscopy (Moscow, Russia, 2015); International Conference on Combustion Physics and Chemistry (Samara, Russia, 2018).

Публикации

Результаты диссертации опубликованы в 40 печатных работах, в том числе 34 публикации в научных журналах из списка ВАК РФ, 6 работ в материалах и трудах Международных и Всероссийских конференций. Список работ приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Общий объем диссертации 183 страницы, в том числе 7 таблиц и 61 рисунок. Список литературы содержит 226 наименований.

Содержание работы

Во введении проведен обзор литературы, сформулированы цели диссертации, показана научная новизна результатов.

В первой главе кратко уточняются причины, вызывающие появление астигматического волнового фронта у выходного излучения диодных лазеров. В рамках параболической модели распределения комплексной диэлектрической проницаемости среды установлено соответствие между типом волновода и интервалами значений *К*-фактора Питермана (фактора кривизны волнового фронта). Показано, что для более полной характеристики волноводных свойств структуры диодного лазера необходимо в дополнение к астигматическому расстоянию \overline{D} определять величину *К*-фактора. Затем анализируются методики измерения астигматического расстояния, и определяется способ измерения наименее чувствительный к эллиптичности выходного пучка ДЛ. Рассматривается методика измерения малых астигматических расстояний \overline{D} с помощью последовательной регистрации одномерных перетяжек в области фокусировки пучка. Обсуждаются результаты оценки погрешности измерений \overline{D} и способ определения *К*-фактора Питермана.

Далее рассмотрена абсолютная калибровка датчика Шака-Гартмана (ДШГ). В рамках модели ДШГ получено выражение, определяющее отклонение $\delta \rho$ изме-

ренной кривизны волнового фронта от эталонного значения ρ_0 как функцию ошибок трех параметров: фокусного расстояния (δf), шага матрицы микролинз (δP) и размера пиксела ПЗС-матрицы (δS), в виде

$$\delta \rho = -\rho_0 \frac{\delta f}{f_0} - \frac{1}{f_0} \left(\frac{\delta P}{P_0} - \frac{\delta S}{S_0} \right). \tag{1}$$

Суть калибровки состоит в определении величин поправок δf , δP и δS для конкретного датчика Шака-Гартмана. Поскольку поправки для P и S входят в комбинации, то при калибровке достаточно корректировать только один из этих параметров. Верификация значений скорректированных параметров датчика (т.е. подстановка в (1) $\delta f = \delta S = \delta P = 0$) подтверждается отсутствием какой-либо систематической зависимости $\delta \rho$ от кривизны измеряемого эталонного сферического волнового фронта ρ_0 как показано на рисунке 2.



Рисунок 2 – Отклонения $\delta \rho$ измеренной кривизны от эталонного значения ρ_{ref} . Слева: при номинальных параметрах датчика. Видна зависимость для $\delta \rho$ близкая к линейной. Справа: после калибровки параметров ДШГ. Экспериментальные точки, обозначенные треугольниками и квадратами, относятся к горизонтальной и вертикальной плоскостям, соответственно.



Рисунок 3 – Коррекция остаточных искажений у волнового фронта с $R_0 = 0.84$ м: а) исходные измерения с уровнем аберраций – 0.04 λ (PV) и 0.007 λ (rms); b) результат коррекции с уровнем аберраций – 0.01 λ (PV) и 0.002 λ (rms). Интервал между изолиниями на диаграммах λ /500.

После выполнения калибровки с помощью ДШГ возможно лишь корректное измерение кривизны волнового фронта, усредненной вдоль апертуры датчика. Локально у восстановленного ВФ еще остаются искажения, внесенные несовершенствами матрицы микролинз. В предположении, что на вход ДШГ поступает идеальный сферический фронт, значения локальных искажений были определены и результаты измерений сохранены в памяти компьютера для последующей корректировки тестируемых волновых фронтов. Результаты коррекции остаточных искажений у восстановленного волнового фронта представлены на рисунке 3.

Вторая глава посвящена изучению системы, состоящей из диодного лазера и накопительного кольцевого интерферометра. Для преобразования эллиптичного лазерного пучка с астигматизмом в аксиально-симметричную моду интерферометра были рассмотрены две анаморфотные согласующие системы на основе скрещенных цилиндрических линз и наклонного сферического зеркала, которые схожи с точки зрения моделирования. Алгоритм оптимизации основан на рассмотрении одномерных модельных пучков, распространяющихся навстречу друг другу из начальной и конечной перетяжек, через входной и выходной элементы согласующей системы, соответственно. Если встречные модельные пучки преобразуются таким образом, что их перетяжки располагаются в одной плоскости и совпадают по размеру, то входной пучок точно трансформируется в выходной. Данный алгоритм, реализованный в виде компьютерной программы, позволял определять по размерам и положению перетяжек оптических пучков фокусные расстояния и взаимное расположение элементов согласующей системы.

При оптимизации пропускания входного зеркала накопительного интерферометра учитывалось, что мощность ИК излучения (Р_ш) внутри накопительного интерферометра зависит от уровня линейных потерь и потерь на преобразование во вторую гармонику. В свою очередь, мощность второй гармоники (Р₂₀) определяется мощностью излучения основной гармоники, циркулирующей внутри интерферометра. Эта самосогласованная задача для нахождения Р₀ и Р₂₀ описывается системой из 2х связанных уравнений. Численный алгоритм решения этой системы, реализованный в виде компьютерной программы, позволяет рассчитать зависимость мощности излучения второй гармоники как функцию коэффициента пропускания входного зеркала и тем самым определить оптимум. Затруднения в подобном подходе связаны с тем, что исходные параметры, описывающие конкретный интерферометр с нелинейным кристаллом внутри, как правило, не известны. Поэтому в накопительный интерферометр предполагалось предварительно установить «пробное» входное зеркало с известным коэффициентом отражения и прописать резонансы пропускания. Затем по картине резонансов можно определить необходимые параметры и рассчитать оптимальный коэффициент отражения для «рабочего» зеркала.

Проверка разработанных методик для оптимизации системы ввода в накопительный интерферометр проведена на установке, показанной на рисунке 4. В качестве источника основного излучения использовался мощный диодный лазер ДЛ2 (150 мВт) в режиме инжекции внешнего сигнала (injection-locking) от задающего диодного лазера ДЛ1 (15 мВт) с селективным внешним резонатором. Накопительный кольцевой интерферометр был образован двумя плоскими и двумя сферическими зеркалами (r = 50 мм). Внутри интерферометра в области малой перетяжки размещался кристалл KNbO₃ длиной 15 мм. Выходной пучок лазера ДЛ2 через оптическую развязку ISO-2 и элементы согласующей системы поступал в накопительный интерферометр. Мощность основной гармоники у входного зеркала интерферометра M1 составляла 80 мВт. Экспериментальная проверка оптимизированных систем согласования показала, что при стыковке диодного лазера с кольцевым интерферометром (без кристалла) получены mode-matching факторы равные 0.95 для линзовой системы и 0.9 для системы с наклонным сферическим зеркалом. С учетом не полностью скомпенсированного отражения от входного зеркала интерферометра (impedancemismatching) результирующие факторы ввода лазерного излучения оказались равными 0.82 для линзовой системы и 0.78 для системы с наклонным сферическим зеркалом.



Рисунок 4 – Схема установки для удвоения частоты излучения диодного лазера в bow-tie интерферометре с кристаллом KNbO₃.

По резонансам пропускания интерферометра с установленным внутри кристаллом KNbO₃ и «пробным» входным зеркалом (R = 0.92) были определены фактор пространственного согласования мод μ = 0.75 (0.9 без кристалла) и внутреннее отражение интерферометра (с учетом нелинейных потерь на ГВГ) R_m = 0.94. После замены «пробного» входного зеркала на зеркало с отражением 0.95 (~R_m) на выходе интерферометра (после фильтра F) было зарегистрировано излучение 2-ой гармоники 424 нм мощностью 14 мВт (16 мВт у грани кристалла). Таким образом, эффективность преобразования во вторую гармонику составила 20%.

Далее исследовалась перестраиваемая пространственная конверсия выходного коллимированного пучка диодного лазера в моды Эрмита- и Лагерра-Гаусса. Преобразование лазерного излучения в моду Эрмита (НG-моду) осуществлялось через возбуждение поперечной моды в кольцевом интерферометре. Изменение порядка возбуждаемой HG-моды выполнялось путем поперечного сдвига входного лазерного пучка относительно оси собственной моды кольцевого интерферо-Для преобразования излучения диодного лазера аксиальнометра. В симметричные моды Лагерра-Гаусса, на выходе кольцевого интерферометра был установлен $\pi/2$ -конвертор, состоящий из двух цилиндрических линз. На рисунке 5 представлены профили мод, зарегистрированные с помощью ПЗС-камеры, на выходе из интерферометра и после $\pi/2$ -конвертора.

Проведены теоретические оценки и экспериментальные измерения эффек-

тивности преобразования излучения диодного лазера в моды Эрмита- и Лагерра-Гаусса вплоть до 6-го порядка. Установлено, что при надлежащем подборе зеркал кольцевого интерферометра эффективность модовой конверсии в основном определяется фактором пространственного согласования мод, который убывает с ростом порядка возбуждаемой моды. В частности, расчетная эффективность преобразования в поперечную моду 6-го порядка будет не более 15%. Однако экспериментально измеренная эффективность для моды 6-го порядка оказалась в 2 раза выше ~30%. Различие между результатами связано с заметным отклонением распределения интенсивности реального лазерного пучка от гауссовского, использованного в расчетной модели.



Рисунок 5 – Перестраиваемая конверсия излучения диодного лазера в HG- и LG-моды различных порядков.

В третьей главе исследуется согласование диодного лазера с протяженным внешним резонатором. Рассматриваются два основных типа BP со сходящимся (тип I) и параллельным (тип II) пучками. Для определения уровня оптической обратной связи между волноводом ДЛ и внешним резонатором использовался подход, применяемый при расчете эффективности ввода оптического излучения в волоконные и планарные волноводы. В приближении заданного лазерного поля Ψ_{ℓ} с помощью ABCD-матрицы были определены параметры волны $\Psi_{\rm f}$, возвращающейся к ДЛ после обхода ВР. Эффективность ввода для поля обратной связи вычислялась при помощи интеграла перекрытия Когельника между волной $\Psi_{\rm f}$ и собственной модой лазерного волновода Ψ_{ℓ} . Проверка полученных соотношений для эффективности ввода выполнялась путем сравнения с измененной зависимостью порогового тока диодного лазера (ΔI_{th}) от длины внешнего резонатора. Полученные экспериментальные зависимости для изменений порогового тока количественно подтвердили аналогию между диодным лазером с внешним резонатором и диодным лазером с искривленной гранью, ранее указанную в литературе чисто качественно.

Подтвержденная аналогия позволила разработать оригинальный способ моделирования воздействия кривизны волнового фронта поля оптической обратной связи на пороговые характеристики диодного лазера с внешним резонатором. Суть подхода заключалась в замене воздействия внешнего резонатора на поле, возвращаемое в лазер, ее отражением от модельной цилиндрической выходной лазерной грани. Результаты моделирования показали, что оптимальное (по пороговому току) согласование между диодным лазером и внешним резонатором получается, когда после кругового обхода ВР наиболее точно реализуется обращение кривизны волнового фронта выходного лазерного пучка. При этом реализуется оптимальная фокусировка поля к оси полоскового контакта, под которым сосредоточено оптическое усиление лазера. Экспериментальная проверка, проведенная с полосковыми GG-лазерами, подтвердила результаты численного моделирования. В рамках рассмотренного подхода также получено выражение для вычисления оптимальной длины (b_{opt}) внешнего резонатора. Теоретические оценки b_{opt} согласуются с экспериментальными данными, полученными для излучателей с различными астигматическими расстояниями. При этом характерные длины ВР были от нескольких десятков см до 1-го метра.



Рисунок 6 – Сверхтонкое расщепление 6p²P_{3/2} уровня цезия ¹³³Cs. Слева: Внутридоплеровские резонансы для переходов F=4 \rightarrow F'=3,4,5. Справа: Тоже для переходов F=3 \rightarrow F'=2,3,4. Цифрами обозначено: 1 – сигнал поглощения в ячейке с парами ¹³³Cs; 2 – резонансы пропускания контрольного интерферометра (F=35, FSR=1.5ГГц).

Согласование диодного лазера с внешним резонатором за счет подбора длины внешней части приводит к потере компактности и повышенной чувствительности ДЛВР к вибрациям. Поэтому был исследован диодный лазер с укороченным (b~15 см < b_{opt}) внешним резонатором. Согласование лазерных полей в этом случае обеспечивалось установкой перед концевым зеркалом внешнего резонатора цилиндрической линзы, с осью ориентированной ортогонально p-n переходу. В таком согласованном ДЛВР при одночастотном режиме генерации наблюдалась непрерывная перестройка частоты в интервале 21ГГц и выходная мощность достигала 15 мВт, что примерно в 5 раз больше, чем в случае внешнего резонатора без согласующей линзы. Для демонстрации возможности применения ДЛВР с согласующей цилиндрической линзой в атомной спектроскопии были проведены наблюдения сверхтонкого расщепления D₂ линии цезия (рисунок 6).

В четвертой главе исследуется возможность получения перекрытия максимального спектрального интервала с квантово-размерным диодным лазером. По сравнению с обычными гетероструктурами, в лазерах с несколькими квантовыми ямами (MQW) в активном слое ширина контура оптического усиления на порядок больше и достигает сотен нм. С другой стороны, ДЛ излучатели с широким контуром усиления обычно генерируют одновременно на нескольких продольных модах, что затрудняет их применение в спектроскопии. Для подавления многомодовой генерации в широкополосном MQW диодном лазере исследована возможность использования слабой ООС от тандемного интерферометра, с узким резонансом в отражении. Конфигурация MQW диодного лазера ELD83NPT50 (Roithner Lasertechnik) с коротким внешним резонатором показана на рисунке 7. Отличительной особенностью конструкции является наличие сдвоенного внешнего отражателя, который образован двумя покровными стеклами толщиной примерно (100 мкм). Поверхности стеклянных пластин совместно с лазерной гранью формируют низкодобротный тандемный интерферометр, который выполняет эффективное прореживание спектра собственных мод ДЛ за счет их конкуренции по усилению. При этом большая ширина резонанса интерферометра, с одной стороны слабо ограничивает интервал перестройки диодного лазера, а с другой, не позволяет уменьшить ширину линии генерации. Поэтому этот подход обычно применяют в молекулярной спектроскопии, ограниченной доплеровским уширением.



Рисунок 7 – Слева: конфигурация MQW диодного лазера с коротким тандемным внешним резонатором. Справа: непрерывная токовая перестройка лазерной частоты. Вверху – изменение инжекционного тока; внизу – резонансы пропускания контрольного интерферометра (F=25, FSR=1.5 ГГц).

Дискретная перестройка короткого ДЛВР по собственным модам лазерного резонатора осуществлялась путем изменения температуры кристалла (от 16 до 40 °C) и положения сдвоенного внешнего отражателя. Достигнута контролируемая перестройка ДЛ в ~ 7нм интервале длин волн. Непрерывная перестройка оптической частоты ДЛВР выполнялась за счет изменения тока накачки лазера. По картине резонансов конфокального интерферометра установлено, что при оптимальных условиях диапазон непрерывной перестройки данного ДЛВР достигал 100 ГГц рисунок 7 (справа). Оценка ширины лазерной линии, выполненная по резонансам контрольного интерферометра на рисунке 7, дает значение равное ~ 0.2 ГГц.

В доступный для излучателей ELD83NPT50 интервал длин волн около 830нм попадают спектральные линии воды из комбинационной полосы (0.0.0 – 2.1.1). Поскольку при комнатной температуре ширина линий H₂O будет ~1.2 ГГц даже при низком (~ 20 Торр) давлении, то спектр паров воды должен надежно разрешаться при помощи разработанного ДЛВР с тандемным внешним отражателем.

Линии поглощения, в указанной полосе, соответствуют слабым колебательновращательным переходам молекул H₂O, поэтому для их наблюдения необходимо использовать модуляционную спектроскопию с повышенной чувствительностью. На основе диодного лазера с коротким внешним резонатором был разработан модуляционный спектрометр, в котором предусмотрена возможность переключения между двумя режимами работы – быстродействующим и чувствительным. Быстродействующий режим работы предназначен для проведения предварительной настройки прибора на заданный участок спектра путем регистрации в реальном времени наиболее интенсивных линий поглощения. Чувствительный режим работы спектрометра позволяет измерять малые концентрации газа или исследовать профили слабых молекулярных линий.

В быстродействующем режиме работы спектрометра, наблюдаемые группы линий H_2O были идентифицированы по базе данных HITRAN-2008. Тем самым был определен участок спектра комбинационной полосы (0,0,0 – 2,1,1) молекул H_2O доступный для изучения при температурной перестройке ДЛВР в пределах 7нм. Затем с помощью базы HITRAN были выбраны группы линий H_2O , наблюдение которых позволило подтвердить заявленные спектральные характеристики короткого ДЛВР и оценить чувствительность спектрометра. В быстродействующем режиме работы чувствительность спектрометра по поглощению составила 2.5×10^{-4} , а при работе в режиме обычного модуляционного спектрометра минимально детектируемое поглощение снижалось до 7×10^{-5} .

В простых диодно-лазерных спектрометрах исследуемые контуры молекулярных линий располагаются на наклонном пьедестале, поскольку из-за перестройки лазерной частоты током одновременно изменяется и выходная интенсивность лазерного излучения. Для извлечения спектроскопической информации наблюдаемый спектральный контур, как правило, аппроксимируется профилями Доплера, Лоренца или Фойгта. Наличие наклонного пьедестала затрудняет подгонку контура линии. Привлекательный альтернативный подход для обработки спектров (не требующий подгонки) может быть основан на применении непрерывного вейвлет-преобразования (НВП) (Galimullin et al., 2006). В диссертации с помощью НВП продемонстрирована возможность идентификации смоделированных контуров Доплера и Лоренца, находящихся на наклонном пьедестале при отношении сигнал/шум SNR ≈ 2.

В пятой главе представлены результаты измерений коэффициентов ударного уширения и сдвига линий метастабильных атомов аргона и криптона. Эти исследования вызваны необходимостью разработки надежной диагностики активной среды лазеров на метастабилях инертных газов с оптической накачкой (ЛОНИГ). С учетом субатмосферных давлений в активной среде ЛОНИГ типичные значения ширины атомных линий исследуемых инертных газов составляют ~ 15 ГГц, поэтому для измерений хорошо подойдет рассмотренный в предыдущей главе MQW диодный лазер, снабженный коротким внешним резонатором с тандемным отражателем.

Оценки показывают, что при наработке метастабилей Ar* и Kr* в газоразрядной плазме Штарковским вкладом в уширение и сдвиг спектральных линий можно пренебречь и рассматривать метастабильные атомы как нейтральный газ. С другой стороны, при спектроскопии неравновесной газоразрядной плазмы температура газа может заметно изменяться в зависимости от условий возбуждения электрического разряда. Поскольку коэффициенты столкновительного уширения и сдвига для переходов атомов ИГ с метастабильного уровня имеют температурную зависимость пропорциональную $\sim T^{0.3}$ для T< 2000K, то изменения температуры нужно учитывать. Далее в главе описывается подход, позволяющий учесть влияние температуры газа при измерениях коэффициентов, основанный на определении величины Доплеровского уширения *WD* Фойгтовского профиля линии. Результирующие выражения для ударного Лоренцевского уширения *WL* и сдвига Δv_{sh} , которые зависят только от давления, а влияние температуры скорректировано, имеют вид

$$WL'(P) = WL(P,T) \cdot \left(\frac{WD(T)}{WD(T_0)}\right)^{1.4} = 3.22 \times 10^{16} \cdot 2\xi(T_0) \cdot P$$
(2)

$$\Delta v'_{sh}(P) = \Delta v_{sh}(P,T) \cdot \left(\frac{WD(T)}{WD(T_0)}\right)^{1.4} = 3.22 \times 10^{16} \cdot \beta(T_0) \cdot P, \qquad (3)$$

где P – давление (Торр) в разрядной трубке, $\xi(T_0)$ – коэффициент столкновительного уширения, $\beta(T_0)$ – коэффициент столкновительного сдвига, $WD(T_0)$ – доплеровская ширина, T_0 – опорная температура (300К).

Таким образом для измерения коэффициентов $\xi(T_0)$ и $\beta(T_0)$ необходимо корректно определить величины Доплеровского WD(T) и Лоренцеского WL(T) уширений Фойгтовского профиля линии. В работе разработана трех ступенчатая процедура проверки корректности определения WD(T) и WL(T). Наиболее грубые сбои при обработке спектров выявлялись с помощью обратного вычисления ширины контура Фойгта по значениям WD и WL и сравнении результата с экспериментом.



Рисунок 8 – Ударные сдвиги $\Delta v'_{Sh}$ (приведенные к 300К) для Ar и Kr в зависимости от парциальных давлений P_{Rg} столкновительных газов-партнеров в измерительной разрядной ячейке: а) для 811.5 нм линии Ar; b) для 811.3 нм линии Kr.

Затем проверялось выполнение условия $WD(T) > WD(T_0)$, означающее, что

температура нейтрального газа в разряде *T* всегда выше комнатной T_0 . Финальный этап проверки наборов значений *WD* и *WL* основан на вычислении с помощью (2) давления газа в разрядной ячейке и сравнении полученного значения с измеренной величиной. Рассчитанные с помощью (2) значения давления, построенные в зависимости от значений измеренного давления, должны ложиться на прямую линию с наклоном 45°. Проверка выполнения этого условия позволяет определить значение коэффициента ударного уширения $\xi(T_0)$.

После того как значения коэффициентов уширения и сдвига спектральной линии для чистого газа определены, аналогичным образом могут быть измерены коэффициенты для смеси исследуемого инертного газа Rg1 с различными столкновительными газами-партнерами Rg2. Для этого в уравнениях (2), (3) необходимо учесть вклады в величины $\Delta v'_{sh}(P)$ и WL'(P) от каждой из компонент газовой смеси. На рисунке 8(а) представлены результаты измерений скорректированного ударного сдвига $\Delta v'_{sh}(\Gamma\Gamma\mu)$ исследуемой линии аргона в зависимости от парциальных давлений $P_{Rg}(Topp)$ различных добавочных газов (Ar, He, Ne). Как видно из рисунка 8(а) добавление гелия приводило к сдвигу линии аргона в «голубую» сторону. С другой стороны, при работе в чистом аргоне или при добавке неона сдвиг линии происходил в «красную» сторону спектра. Значения столкновительных коэффициентов сдвига $\beta(T_0)$, рассчитанные по наклону графиков на рисунке 8(а) и значения коэффициентов уширения $\xi(T_0)$, полученные из сопоставления расчетного и измеренного давления в разрядной ячейке, составляют (в 10^{-19} $\Gamma\Gamma\mu \cdot cm^3$):

 $\begin{array}{ll} \xi_{Ar-Ar} = 2.7 \pm 0.1; & \xi_{Ar-Ne} = 1.49 \pm 0.03; & \xi_{Ar-He} = 3.4 \pm 0.1; \\ \beta_{Ar-Ar} = -2.05 \pm 0.05; & \beta_{Ar-Ne} = -0.51 \pm 0.05; & \beta_{Ar-He} = 0.60 \pm 0.03. \end{array}$

В экспериментах с криптоном использовалась необогащенная естественная смесь, которая состоит из шести стабильных изотопов. В этом случае формфактор исследуемой в работе 811.3 нм линии перехода $1s_5 - 2p_9$ (обозначения Пашена) в Kr был смоделирован как сумма девятнадцати взвешенных и смещенных компонент, каждая из которых имеет профиль Фойгта. Площади составляющих профилей пропорциональны концентрациям изотопов, а в случае изотопа ⁸³Kr силе линий. При промежуточных давлениях (20 – 100 Торр) и умеренных температурах (< 600K) Доплеровский и Лоренцевский вклады в уширение спектральной линии можно считать приблизительно сопоставимыми. При выполнении этого условия значения *WD* и *WL* одновременно определяются путем компьютерной аппроксимации экспериментального контура. Такой подход может быть распространен и на случай сложного многокомпонентного профиля спектральной линии криптона.

Результаты измерений скорректированных столкновительных сдвигов $\Delta v'_{sh}(\Gamma\Gamma \mathfrak{l})$ 811.3 нм линии криптона от парциальных давлений Kr, Ar, Ne и He представлены на рисунке 8(b). В смеси Kr:Не исследуемая линия криптона сдвигается в голубую сторону спектра при увеличении парциального давления He, тогда как все остальные газы сдвигали линию Kr в красную сторону. Аналогичное поведение ранее наблюдалось для смеси Ar:He. Значения столкновительных ко-

эффициентов сдвига $\beta(T_0)$, рассчитанные по наклону графиков на рисунке 8(b) и значения коэффициентов уширения $\xi(T_0)$, определенные из сопоставления давлений в газоразрядной ячейке с Kr:Rg, составляют (в 10⁻¹⁹ ГГц·см³):

 $\begin{array}{c} - & \xi_{\text{Kr-Ar}} = 3.3 \pm 0.1; \\ \beta_{\text{Kr-Kr}} = -1.4 \pm 0.1; \\ \beta_{\text{Kr-Ar}} = -2.07 \pm 0.08; \\ \end{array} \begin{array}{c} \xi_{\text{Kr-Ne}} = 1.49 \pm 0.05; \\ \beta_{\text{Kr-He}} = -0.65 \pm 0.01; \\ \beta_{\text{Kr-He}} = 0.51 \pm 0.04. \end{array}$

Отметим, полученные значения коэффициентов относятся к естественной смеси изотопов, тем не менее, они демонстрируют хорошее совпадение с доступными литературными данными.

Заключение

В диссертации разработаны методы и проведены экспериментальные исследования процедур контроля и преобразования эллиптичных лазерных пучков с астигматизмом в аксиально-симметричные моды с заданными характеристиками. Полученные результаты послужили физической основой для:

- оптимизации ввода излучения диодного лазера в добротные накопительные интерферометры, применяемые в лазерной физике и фотонике для нелинейнооптической генерации второй гармоники и пространственной конверсии мод;

- улучшения характеристик перестраиваемых источников когерентного излучения на основе диодных лазеров с внешними резонаторами, предназначенными для атомной и молекулярной спектроскопии.

В результате проведенных исследований впервые получены следующие результаты:

1. Разработана установка для измерения астигматического расстояния D диодных лазеров в диапазоне 2-200мкм с инструментальной погрешностью ± 2 мкм. Нижний предел измерений, сопоставимый с оптической длиной волны, был достигнут за счет независимой регистрации одномерных перетяжек лазерного пучка и устранения влияния эллиптичности выходного излучения на систематическую погрешность.

В рамках параболического распределения комплексной диэлектрической проницаемости среды в диодном лазере показано, что для определения типа, сформированного волновода, недостаточно контролировать величину астигматического расстояния \overline{D} , необходимо дополнительно определять *К*-фактор Питермана. Учет значения *К*-фактора особенно важен при оптимизации лазерных структур с диффузионным полосковым контактом или гребнеобразным волноводом, в которых можно реализовать различные механизмы бокового ограничения поля.

2. Впервые продемонстрирован метод абсолютной калибровки датчика Шака-Гартмана, основанный на применении сферических волновых фронтов излучения одномодового волокна. Поскольку для получения сферического волнового фронта необходимо лишь тщательно обработать выходной торец волокна и измерить расстояние до тестируемого датчика, то в этом подходе автоматически устраняется проблема приготовления и контроля эталонного ВФ. В результате калибровки датчика Шака-Гартмана достигнута погрешность измерения кривизны ВФ на уровне 0.5×10^{-3} м⁻¹, что позволяет надежно регистрировать волновые фронты с радиусами кривизны до 700 м. В результате разработки и применения метода корректировки остаточных искажений матрицы микролинз датчика, минимально разрешимый уровень локальных аберрации ВФ был понижен до $\sim \lambda/100$ (PV). С помощью откалиброванного датчика Шака-Гартмана и метода балансировки аберраций был сформирован зондирующий лазерный пучок, у которого плоскостность волнового фронта была лучше, чем $\lambda/100$ (PV) в пределах центральной (Ø1мм) части поперечного сечения.

3. Разработаны алгоритмы оптимизации системы согласования излучения диодного лазера с кольцевым накопительным интерферометром, которые позволяют добиться ввода на уровне 82%. В результате в накопительном интерферометре с нелинейным кристаллом KNbO₃ получено излучение 2-ой гармоники мощностью 16 мВт (у грани кристалла) при мощности входного лазерного излучения 80 мВт. Достигнутая 20% эффективность генерации 2-ой гармоники согласуется с теоретической оценкой равной 26%.

Дополнительно с помощью кольцевого интерферометра впервые экспериментально продемонстрировано перестраиваемое преобразование коллимированного выходного пучка диодного лазера в моды Эрмита- и Лагерра-Гаусса вплоть до 6-го порядка с эффективностью ~30%.

4. Предложен новый метод численного моделирования воздействия оптической обратной связи на пороговые характеристики диодного лазера с внешним резонатором с учетом кривизны волнового фронта возвращаемого поля. Показано, что учет кривизны волнового фронта при согласовании астигматичного диодного лазера с внешним резонатором позволяет увеличить уровень оптической обратной связи.

Разработан ДЛВР с протяженным анаморфотным внешним резонатором, в котором за счет оптимизации согласования диодного лазера с внешним резонатором продемонстрировано увеличение диапазона непрерывной спектральной перестройки (около 840 нм) до 21 ГГц при ширине линии генерации $\Delta v_{ДЛ} \ge 25$ МГц. Уровень выходной мощности, при котором сохраняется одночастотный режим генерации в согласованном ДЛВР, возрастает от 2 до 5 раз и достигает ~15 мВт. Надежность и стабильность работы разработанной конфигурации анаморфотного ДЛВР продемонстрирована на примере спектроскопии насыщенного поглощения атомов ¹³³Сs.

Для работы с квантово-размерными диодными лазерами разработан ДЛВР с коротким внешним резонатором. За счет использования тандемного интерферометра, образованного парой тонких (~ 100мкм) стеклянных пластин в качестве внешнего резонансного отражателя, получен диапазон непрерывной спектральной перестройки короткого ДЛВР ~100 ГГц (около 830 нм) при ширине линии генерации $\Delta v_{ДЛ}$ ~200 МГц и мощности в одночастотном режиме ~5 мВт. Дискретная перестройка лазерной длины волны температурой была возможна в полосе 7.6 нм. Спектральные характеристики короткого ДЛВР подтверждены с помощью модуляционной спектроскопии молекул H₂O.

5. Разработан оригинальный метод для одновременного измерения коэффициентов столкновительного уширения и сдвига линий нейтральных газов, в неравновесной плазме тлеющего ВЧ-разряда, основанный на сопоставлении измеренного давления в газоразрядной ячейке с расчетным значением, определенным с помощью диодно-лазерной абсорбционной спектроскопии.

Измерены с точностью 10% коэффициенты ударного уширения (ξ) и сдвига (β) перехода 4s[3/2]₂ \rightarrow 5p[5/2]₃ в аргоне и криптоне для чистых газов и смесей. При измерении в естественной смеси изотопов криптона было учтено влияние изотопических сдвигов и сверхтонкого расщепления изотопа ⁸³Кг на форм-фактор линии поглощения. Значения коэффициентов (в 10⁻¹⁹ ГГц·см³) приведенные к температуре 300К равны:

для аргона –

 $\begin{array}{ll} \xi_{Ar-Ar} = 2.7 \pm 0.1; & \xi_{Ar-Ne} = 1.49 \pm 0.03; & \xi_{Ar-He} = 3.4 \pm 0.1; \\ \beta_{Ar-Ar} = -2.05 \pm 0.05; & \beta_{Ar-Ne} = -0.51 \pm 0.05; & \beta_{Ar-He} = 0.60 \pm 0.03; \end{array}$

для криптона –

Перспективы дальнейшей разработки темы

В смесях инертных газов относительно просто получить диффузные электрические разряды в больших по объему межэлектродных пространствах, что принципиально позволяет создать непрерывный лазер мегаваттного уровня мощности. Однако для обоснованной модельной оценки достижимых выходных параметров при реализации лазера на той или иной смеси инертных газов отсутствует необходимая полнота спектроскопических данных. В диссертации выполнены измерения коэффициентов уширения и сдвига для линий Ar* и Kr*, что необходимо для оценки температуры газа и длины поглощения излучения накачки, но аналогичные данные пока отсутствуют для ксенона. Кроме того в литературе нет информации о температурных зависимостях констант ударной релаксации уровней атомов инертных газов, что особенно важно с учетом повышенных температур в плазме разряда.

Не закрыт вопрос и о наиболее оптимальной конструкции диодно-лазерного источника накачки для лазеров на метастабильных атомах инертных газов. При атмосферных давлениях в активных средах ЛОНИГ ширина линий поглощения ИГ~15 ГГц, что много меньше характерной ~2 нм ширины спектра излучения мощного диодного лазера. Для создания узкополосного источника накачки может быть использована внешне резонаторная конфигурация с объемной брегговской решеткой в качестве внешнего отражателя. При этом рассмотренная в диссертации схема ДЛВР с цилиндрической линзой во внешнем резонаторе представляется перспективной для получения узкого спектра и большей механической стабильности. Также требует дальнейшей разработки вопрос о сужении линии излучения перестраиваемого короткого ДЛВР с тандемным внешним отражателем. Для этих целей, например, можно использовать дополнительную обратную связь от добротного микрорезонатора с модами шепчущей галереи.

В заключении выражаю глубокую благодарность Михееву П.А., Уфимцеву Н.И., Котовой С.П., Воронцовой Е.А., Алину А.О., Якуткину В.В. за помощь в проведении экспериментов. Выражаю искреннюю благодарность Азязову В.Н., Величанскому В.Л., Волостникову В.Г., Абрамочкину Е.Г., Майоровой А.М. за плодотворные дискуссии, способствующие существенному прогрессу в исследованиях. Выражаю особую благодарность профессорам Ф. Риле и У. Штерр за предоставленную возможность провести эксперименты в лаборатории Физикотехнического института (РТВ) (Брауншвейг, Германия).

Работы, опубликованные в ведущих рецензируемых научных журналах и изданиях, определенных Высшей аттестационной комиссией:

- Chernyshov, A.K. Measurement of pressure shift and broadening for Ar and Kr 4s[3/2]₂ – 4p[5/2]₃ transition in rare gases using diode-laser spectroscopy / A.K. Chernyshov, P.A. Mikheyev, N.I. Ufimtsev // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. – 2019. – V.222-223. – P.84-88.
- Mikheyev, P.A. Pressure broadening of Ar and Kr (n+1)s[3/2]₂ → (n+1)p[5/2]₃ transition in the parent gases and He / P.A. Mikheyev, A.K. Chernyshov, N.I. Ufimtsev, V.N. Azyazov // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. – 2015. – V.164. – P.1-7.
- Wilper, G. Improvement of the fractional uncertainty of a neutral-atom calcium optical frequency standard to 2x10⁻¹⁴ / G. Wilper, C. Degenhardt, T. Binnewies, A. Chernyshov, F. Riehle, J. Helmcke, U. Sterr // Applied Physics B. 2003. V. 76. P.149-156.
- 4. Chernyshov, A. Calibration of a Shack-Hartmann sensor for absolute measurements of wavefronts / A. Chernyshov, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke, J. Pfund // Applied Optics. 2005. V. 44, № 30. P.6419-6425.
- 5. Величанский, В.Л. Влияние кривизны волнового фронта на характеристики инжекционного лазера с внешним резонатором / В.Л. Величанский, А.К. Чернышов // Квантовая электроника. – 1996. – Т.23, №3. – С.233-237.
- 6. Котова, С.П. Влияние астигматизма на согласование лазерного диода с внешним резонатором / С.П. Котова, А.К. Чернышов, Г.Н. Чернышова // Квантовая электроника. 1993. Т.20, №5. С.509-512.
- Chernyshov, A.K. Efficient second harmonic generation of a diode laser using ring cavity with a KNbO₃ crystal / A.K. Chernyshov, E.A. Chernyshova // Physics of Wave Phenomena. 2011. V. 19, № 4. P.244-250.
- 8. Chernyshov, A.K. Diode-laser derivative spectroscopy without lock-in amplifier / A.K. Chernyshov, E.A. Chernyshova // Physics of Wave Phenomena. 2011. V. 19, № 2. P.89-92.
- 9. Чернышов, А.К. Калибратор длин волн для диапазона 0.6-1.4 мкм на основе стартеров люминесцентных ламп / А.К. Чернышов // Приборы и техника эксперимента. 2018. №1. С.141-144.

- 10. Чернышов, А.К. Спектрально перестраиваемый жидкокристаллический поляризационный изолятор для диодных лазеров / А.К. Чернышов, С.П. Котова // Приборы и техника эксперимента. 2006. № 1. С.100-103.
- Чернышов, А.К. Диодный лазер с внешним сдвоенным отражателем для газоанализа / А.К. Чернышов, П.А. Михеев, Н.Н. Лунев // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2018. – Т.3. – С.28-33.
- 12. Чернышов, А.К. Термометрия газоразрядной ячейки калибратора оптических длин волн / А.К. Чернышов, П.А. Михеев // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2018. Т.10. С.9-14.
- Чернышов, А.К. Внешний резонатор с цилиндрической линзой для полосковых астигматичных лазерных диодов / А.К. Чернышов, Г.Н. Чернышова // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 1997. - №5-6. – С.47-54.
- Величанский, В.Л. Преобразование эллиптичного пучка излучения инжекционного лазера в аксиально-симметричный пучок / В.Л. Величанский, А.К. Чернышов А.К. // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 1996. – №3-4. – С.38-45.
- 15. Чернышов, А.К. Влияние длины внешнего резонатора на спектр лазерного диода с направляющим эффектом усиления / А.К. Чернышов, С.П. Котова // Краткие сообщения по физике. 1993. № 5-6. С.8-12.
- 16. Chernyshov, A.K. Characterization and spatial matching of laser diode beams / A.K. Chernyshov, S.P. Kotova, V.L.Velichanskii // Journal of Russian Laser Reseach. 2002. V.23, №2. P.132-147.
- 17. Velichanskii, V.L. Method of measuring the astigmatic distance of laser diodes / V.L.Velichanskii, A.S. Zibrov, S.P. Kotova, G.T. Pak, A.K. Chernyshov // Journal of Soviet Laser Research. – 1991. – V.12, № 4. – P.341-352.
- Величанский, В.Л. Влияние асимметрии ближнего поля полупроводникового лазера на измерение астигматического расстояния / В.Л. Величанский, А.С. Зибров, С.П. Котова, Г.Т. Пак, А.К. Чернышов А.К. // Письма в ЖТФ. – 1991. – Т.17, вып.4. – С.50-53.
- Чернышов, А.К. Перестраиваемая конверсия излучения диодного лазера в моды Эрмита-Гаусса и Лагерра-Гаусса / А.К. Чернышов // Известия РАН. Серия Физическая. 2011. Т.75, № 12. С.1698-1703.
- Chernyshov, A.K. Pressure shift coefficient measurements in an RF discharge for Ar 4s[3/2]₂ 5p[3/2]₃ transition with help of diode-laser absorption spectroscopy / A.K. Chernyshov, P.A. Mikheyev, N.N. Lunev, V.N. Azyazov // Journal of Physics: Conference Series. 2018. V.999, № 1. P.012010.
- Гильдина, А.Р. Коэффициенты столкновительного уширения линий аргона и криптона в неоне / А.Р. Гильдина, П.А. Михеев, А.К. Чернышов, Н.И. Уфимцев, В.Н. Азязов // Физическое образование в вузах. – 2016. – Т.22,№1С. – С.40С-41С.

- Гильдина, А.Р. Коэффициенты столкновительного уширения аргона и криптона в низкотемпературной плазме / А.Р. Гильдина, П.А. Михеев, А.К. Чернышов, Н.И. Уфимцев, В.Н. Азязов // Фотоника. 2017. Т.65,№51. С.44-51.
- Чернышов, А.К. Диодно-лазерный модуляционный спектрометр с двумя режимами работы / А.К. Чернышов, Е.А. Воронцова // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. – 2013. – Т.15, № 6. – С.135-139.
- 24. Чернышов, А.К. Определение параметров спектрального контура на наклонном пьедестале с помощью вейвлет-анализа / А.К. Чернышов, Е.А. Воронцова // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2013. Т.15, № 4. С.125-129.
- Чернышов, А.К. Применение непрерывного вейвлет-преобразования для идентификации формы спектральной линии / А.К. Чернышов, Е.А. Чернышова // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. – 2012. – Т.14, № 4. – С.227-231.
- Чернышов, А.К. Эффективное формирование аксиально-симметричных световых пучков при отражении от кольцевого интерферометра / А.К. Чернышов, А.О. Аллин // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2006. Т.8, № 2. С.401-405.
- Чернышов, А.К. Эффективность преобразования излучения диодного лазера в Гаус-совские моды высокого порядка с помощью кольцевого интерферометра / А.К. Чернышов, А.О. Аллин // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2005. Т.7, № 1. С.54-61.
- Азязов, В.Н. Диагностика паров воды с помощью диодно-лазерной спектроскопии в ближнем ИК диапазоне / В.Н. Азязов, А.К. Чернышов, А.В. Меженин // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2004. Т.6, № 1. С.41-44.
- Чернышов, А.К. Полосковый диодный лазер с внешним резонатором для спектроскопии атомов цезия / А.К. Чернышов, С.П. Котова // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. – 2004. – Т.6, № 1. – С.27-32.
- Чернышов, А.К. Перестроечные спектральные характеристики астигматичных лазерных диодов с внешним резонатором / А.К. Чернышов, Г.Н. Чернышова // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. – 2001. – Т.3, № 1. – С.38-43.
- 31. Chernyshov, A.K. Measurement of an ambient air leak by diode laser absorption spectroscopy / A.K. Chernyshov, P.A. Mikheyev // Proceedings of SPIE. – 2016. – V.10176. – P.101760T.
- 32. Mikheyev, P.A. Tunable diode-laser spectroscopy (TDLS) of 811.5 nm Ar line for Ar (4s[3/2]₂) number density measurements in a 40 MHz RF discharge / P.A. Mikheyev, A.K. Chernyshov, N.I. Ufimtsev, E.A. Vorontsova // Proceedings of SPIE. – 2015. – V.9255. – P.92552W.
- 33. Megenin, A.V. The calibration of the spectroscopic diode laser sensor for the

water vapour diagnostic at output of singlet oxygen generator for COIL / A.V. Megenin, A.K. Chernyshov, V.N. Azyazov // Proceedings of SPIE. – 2005. – V. 5773. – P.7-11.

Chernyshov, A.K. Shack-Hartmann wave front control of laser beams for an atom interferometers / A.K. Chernyshov // Proceedings of SPIE. – 2004. – V.5481. – P.56-63.

Работы, опубликованные в иных изданиях:

- 35. Chernyshov, A.K. Measurement of pressure broadening of Ar and Kr absorption lines near 811nm with a diode laser / A.K. Chernyshov, P.A. Mikheyev, N.I. Ufimtsev, E.A. Vorontsova, V.N. Azyazov // 10th International Conference on Tunable Diode Laser Spectroscopy, Moscow, Russia, 2015. P.30.
- 36. Воронцова, Е.А. МQW диодный лазер с двумя внешними отражателями для газоанализа / Е.А. Воронцова, А.К. Чернышов // 2-я Всероссийская конференция по фотонике и информаионной оптике: сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, -2013. – С.42-43.
- 37. Чернышова, Е.А. Идентификация доплеровского контура в диоднолазерной спектроскопии с помощью вейвлет-анализа / Е.А. Чернышова, А.К. Чернышов // Всероссийская конференция по фотонике и информаионной оптике: сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, –2012. – С.68-69.
- Чернышов, А.К. Конверсия Гауссовской моды в аксиальносимметричные пучки различных видов с помощью кольцевого интерферометра / А.К. Чернышов, А.О. Аллин // Ученые записки Казанского Государственного университета. – 2007. – Т.149, № 1. – С.128-133.
- 39. Чернышов, А.К. Особенности согласования диодного лазера с накопительным кольцевым интерферометром / А.К. Чернышов, С.П. Котова // Теоретическая физика, – 2006. - № 7. – С.114-122.
- 40. Chernyshov, A. Characterization of high-quality plane wavefronts by optical and atom-interferometric methods / A. Chernyshov, G.Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke // International Quantum Electronics Conference. Technical Digest, Moscow, Russia, 2002. P.342.