

Мощные инфракрасные Ar – Хе-лазеры высокого давления

И.В.Холин

Представлен обзор исследований лазеров высокого давления на Ar – Хе-смеси с накачкой электронным пучком и электроионизационным разрядом. Предложен новый способ накачки лазерных переходов электроионизационным разрядом, связанный с использованием в качестве «основного» лазерного уровня возбужденных состояний атома Хе. На основе этого способа создан электроионизационный лазер на ИК переходах атома ксенона с объемом активной области 10 л и длительностью импульса генерации 5 мкс. Более чем на порядок увеличены удельные (до 8 Дж/л) и более чем на два порядка абсолютные (до 80 Дж) энергетические характеристики электроразрядных лазеров на инертных газах. Показано, что эффективность преобразования вложенной в разряд электрической энергии в лазерное излучение может достигать 5%. При энергосъемах, близких к максимальным, получена расходимость лазерного излучения $\sim 3 \times 10^{-5}$ рад. Показана принципиальная возможность создания импульсно-периодического ксенонового лазера с длиной волны излучения $\lambda = 1.73$ мкм, удельным энергосъемом 0.5–1.0 кВт/л и КПД в пределах 2.0–3.2%.

Ключевые слова: лазеры на инертных газах, электронно-пучковый лазер, электроионизационный лазер, Ar – Хе-лазер.

1. Введение

Академик Николай Геннадиевич Басов является основоположником одного из наиболее важных направлений современной квантовой электроники – разработки и создания лазеров на плотных газах, имеющего большое значение для развития лазерной технологии, методов разделения изотопов и стимулирования химических реакций, для медицины, локации, связи, лазерного управляемого термоядерного синтеза (направление, также основанное Н.Г.Басовым) и многих других важных приложений. Среди большого числа таких лазеров можно отметить ограниченный набор лазерных систем, резко выделяющихся своими высокими энергетическими характеристиками – наиболее важным параметром для целого ряда практических приложений. К этим лазерным системам относятся электроразрядные CO₂-лазеры (с самостоятельным [1, 2] и самостоятельным [3] разрядом), являющиеся основой современной лазерной технологии, газодинамические CO₂-лазеры с мощностью порядка нескольких сотен киловатт [4], электроионизационные СО-лазеры с КПД до 40% [5], УФ эксимерные лазеры с удельным энергосъемом до 40 Дж/л при КПД примерно 10% [6], иодный лазер с фотодиссоционной накачкой, позволяющей возбуждать огромные объемы и обеспечивающей рекордные энергии в импульсе излучения [7], и наконец, химические лазеры, дающие возможность на каждый джоуль электрической энергии получать ~ 10 Дж лазерного излучения [8].

В то же время следует сказать, что, обладая набором столь привлекательных свойств, каждая из перечисленных лазерных систем в отдельности не свободна от тех

или иных недостатков. Среди них следует упомянуть высокую агрессивность или токсичность компонентов лазерных смесей или продуктов химических реакций (химические, иодные, эксимерные и СО-лазеры), большие трудности принципиального характера при создании лазеров замкнутого цикла (газодинамические и химические лазеры), деградацию рабочей смеси в лазерах с замкнутым циклом (эксимерные, СО₂- и СО-лазеры), необходимость использования криогенной техники (СО-лазеры), невысокую спектральную плотность излучения (СО-лазеры). Кроме того, обладая достаточно разнообразным набором длин волн в широком спектральном диапазоне (от УФ до средней ИК области спектра), эти лазеры не перекрывают конечно же его полностью. Таким образом, представляется весьма актуальным поиск мощных лазерных систем, свободных от указанных недостатков и расширяющих диапазон генерируемых линий большой мощности.

К перспективным кандидатам на роль таких лазеров можно отнести лазеры на атомных переходах инертных газов в видимой и ближней ИК областях спектра. Вообще говоря, лазеры этого типа составляют в настоящее время один из наиболее изученных классов лазерных систем. Напомним, что именно к ним относится первый газовый лазер на смеси гелия с неоном, созданный в 1961 г. Джаваном, Беннетом и Эрриотом [9], который и сейчас является наиболее известным и широко распространенным представителем данного класса. Дальнейшие исследования 60-х гг. привели к созданию многих других лазеров низкого давления с накачкой тлеющим разрядом на нескольких сотнях переходов атомов неона, аргона, криптона и ксенона в видимой и ИК областях спектра [10]. Несмотря на низкий КПД ($\sim 10^{-5}$) и весьма невысокие энергетические характеристики, широкий диапазон длин волн генерации, полная химическая инертность активной среды и ее высокая стабильность при длительной работе обеспечивают этим лазерам самое широкое при-

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 2 октября 2002 г.

менение в различных областях науки, техники и медицины. Позднее значительно более высокие энергетические характеристики были реализованы в лазерах на инертных газах с давлением активной среды до атмосферного и выше. После открытия этих лазеров в начале 70-х гг. [11, 12] в течение нескольких лет был получен ряд важных результатов при использовании электроразрядного метода возбуждения. Энергия генерации была доведена от долей миллиджоуля (первые публикации) до нескольких десятков миллиджоулей [13, 14], а КПД – от 0.01 % до примерно 1 % [15, 16]. Был реализован импульсно-периодический режим работы с частотой следования импульсов до 10 кГц [17, 18] и средней мощностью излучения до 10 Вт [19–21]. Отмечались такие важные свойства лазеров на инертных газах, как удачный набор длин волн генерации ближнего ИК диапазона, лежащих в области прозрачности кварцевого стекла, нетоксичность лазерных смесей и их способность работать в замкнутом цикле без заметной деградации в течение весьма длительных отрезков времени [17].

Несмотря на обилие полученных данных, результаты, опубликованные к началу 80-х гг., показывали необходимость дальнейших исследований, поскольку широкое использование лазеров на инертных газах высокого давления в качестве мощных лазерных систем ограничивалось невысокими, все-таки, удельными (до 0.75 Дж/л [22]) и абсолютными (до 0.2 Дж [16]) энергетическими характеристиками, а также отсутствием надежных методов организации устойчивого разряда при накачке значительных объемов инертных газов. В то же время обнаруженная в работе [16] принципиальная возможность реализации в лазерах на ксеноне с аргоном в качестве буферного газа КПД до 20 % при накачке лазерных переходов из высоколежащих метастабильных состояний ксенона и продемонстрированная в работах [23, 24] возможность накачки лазерных переходов потоками заряженных частиц позволяли надеяться на успешную реализацию новых эффективных методов накачки значительных объемов инертных газов и на качественное увеличение энергетических параметров обсуждаемых лазерных систем.

По всем этим причинам в 1981 г. в Отделе квантовой радиофизики Физического института им. П.Н.Лебедева АН СССР по инициативе академика Н.Г.Басова была поставлена настоящая работа, цель которой заключалась в создании электронно-пучковых и электроионизационных лазеров высокого давления на атомных переходах инертных газов в ближней ИК области спектра с большими энергетическими параметрами выходного излучения. Результаты проведенного нами исследования опубликованы в цикле статей [25–64].

Представляется полезным, приступая к изложению наших результатов, провести сопоставление данных по этой тематике, полученных в предшествующих работах других авторов, и определить тем самым место настоящего исследования в ряду других работ.

2. Методы накачки лазеров на инертных газах

Как и в случае молекулярных лазеров, первые успехи при накачке лазеров высокого давления на инертных газах были достигнуты при использовании электроразрядных ТЕА лазеров различных модификаций [11–14, 17–21, 65–72] (рис.1). Среди них можно отметить ТЕА ла-

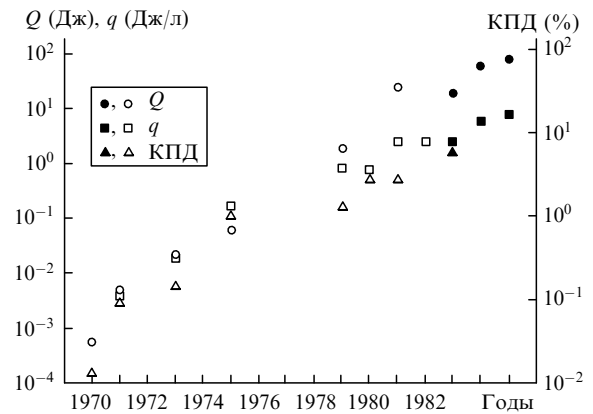


Рис.1. Рекордные значения полной Q и удельной q энергий генерации и КПД лазеров на инертных газах, достигнутые в работах [11] (1970 г.), [19] (1971 г.), [21] (1973 г.), [15] (1975 г.), [16, 73] (1979 г.), [22] (1980 г.), [24, 87] (1981 г.), [88] (1982 г.), [26] (1983 г.), [27] (1984 г.) и [31] (1985 г.). Темные значки – результаты автора.

зеры с секционированными электродами [11, 12], лазеры с предыонизацией коронным разрядом [17–21, 65] и разрядом через диэлектрик [66–72], лазеры с УФ предыонизацией [13, 14]. Значительные успехи были достигнуты в лазерах с накачкой продуктами ядерных реакций [23, 24, 73–78]. Следует упомянуть также лазеры с СВЧ накачкой [79] и несколько экзотические фотоионизационно-рекомбинационные лазеры [80–85]. Здесь же мы остановимся на электронно-пучковых и электроионизационных лазерах, являющихся предметом исследования в настоящей работе.

2.1. Лазеры с накачкой пучком быстрых электронов

К моменту начала наших исследований выходные энергетические характеристики лазеров высокого давления на атомных переходах инертных газов (см. рис.1) значительно уступали аналогичным характеристикам наиболее мощных лазерных систем. В то же время весьма высокие КПД, достигнутые в ряде работ с использованием ядерной накачки, указывали на перспективность применения весьма близкого по физике процессов возбуждения метода накачки пучками быстрых электронов, широко используемого для возбуждения эксимерных лазеров. При этом следовало иметь в виду, что современная техника создания электронных пучков с большой энергией не накладывает принципиальных ограничений на величину возбуждаемого лазерного объема.

Интересно, что первые эксперименты по исследованию лазеров высокого давления на атомных переходах инертных газов были выполнены еще в 1970 г. в работе [86] при использовании именно электронно-пучкового метода возбуждения. Была достигнута энергия генерации порядка микроджоулей (ИК переходы атомов неона и ксенона), однако в дальнейшем эти исследования развития не получили.

Длительное время после опубликования работы [86] электронно-пучковый метод возбуждения лазеров на атомных переходах инертных газов не являлся предметом самостоятельных исследований. Однако заслуживающие внимания результаты были получены в работах [15, 22], посвященных исследованию электроразрядных лазеров высокого давления с электронно-пучковым предыонизатором, где при накачке смеси Ag–Xe только

электронным пучком была достигнута энергия генерации 8 мДж [15] и КПД примерно 0.3 % [22].

Качественно новый уровень в развитии электронно-пучковых лазеров на ИК переходах атомов ксенона был достигнут в выполненных практически одновременно и независимо работах [25, 87, 88]. В [87] был реализован рекордный энергоъем ~ 25 Дж. Объем активной области составлял при этом 30 л. Генерация наблюдалась на нескольких переходах $5d - 6p$ атома ксенона с существенным преобладанием лазерной линии с длиной волны $\lambda = 1.73$ мкм. В работе [25], являющейся первой из цикла работ, результаты которых приводятся в настоящей публикации, был реализован весьма высокий КПД – примерно 1.5 %. В [88] удельный энергоъем был доведен до 2.3 Дж/л.

В дальнейшем заметная доля экспериментальных результатов по исследованию лазеров с электронно-пучковым возбуждением была получена в настоящей работе и представлена в разд.4. Здесь же мы остановимся на наиболее важных результатах параллельных исследований других авторов.

Прежде всего следует упомянуть работу [89], посвященную исследованию влияния на энергетические характеристики Ar–Xe-лазера интенсивности импульса накачки. Основываясь на анализе распределения энергии генерации по апертуре лазера вдоль распространения электронного пучка, авторы сделали вывод о существовании оптимальной концентрации электронов, при которой реализуются максимальные энергии генерации. Проведенные оценки показали, что при достижении в активной среде электронной плотности $N_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ происходит выравнивание населенностей лазерных уровней электронным ударом.

Во всех обсуждавшихся выше работах возбуждение активных сред производилось электронными пучками с относительно высокими плотностями электронного тока $j \geq 6 \text{ А/см}^2$ при длительностях импульса накачки $\sim 10^{-6}$ с. При необходимости получения импульсов генерации существенно большей длительности интенсивность электронного пучка нужно уменьшать пропорционально увеличению длительности импульса накачки. Начало исследований в этом направлении было положено в нашей работе [29]. Позднее [90] использование электронной пушки с плазменным катодом [91, 92], позволило получить достаточно эффективную лазерную генерацию при длительности импульса ~ 100 мкс.

В работе [93] сообщалось о реализации импульсно-периодического режима работы лазера на смеси Ar–Xe. Частота следования лазерных импульсов составляла 1 Гц при длительности импульса накачки 1.4 мс и могла быть увеличена до 10 Гц при уменьшении длительности до 100 мкс. Энергетические параметры лазера при работе в импульсно-периодическом режиме, к сожалению, не приводились.

В [87] отмечалось, что при накачке смеси Ar–Xe импульсами электронного тока с плотностью в несколько десятков А/см² малые добавки CCl₄ в активную среду лазера приводили к увеличению энергии генерации на ~ 30 %. Целенаправленные исследования в этом направлении с использованием различных молекулярных примесей были продолжены в работе [94], где были получены примерно аналогичные результаты. Однако такой подход к созданию мощных лазеров на инертных газах, по видимому, малоперспективен, поскольку уменьшение в

этих экспериментах излишней электронной плотности с гораздо большим успехом может быть реализовано просто при уменьшении мощности накачки.

Несколько позднее появились работы [95–97], в которых для накачки смесей инертных газов вместо ленчатых пучков использовались электронные пучки с коаксиальной геометрией. Отмечалось, что такая геометрия позволяет значительно повысить пространственную однородность накачки и, при прочих равных условиях, уменьшить тепловую нагрузку на разделительную фольгу электронной пушки.

2.2. Электроионизационный метод накачки лазеров на инертных газах

В настоящее время в лазерах на ИК переходах инертных газов максимальные энергетические параметры достигнуты за счет применения квазинепрерывного электроионизационного метода накачки лазерных переходов (под термином «электроионизационный» автор понимает накачку самостоятельным разрядом, поддерживаемым пучком электронов) из возбужденных состояний рабочего газа. На развитие этого метода значительное идеологическое влияние оказали упоминавшиеся выше работы [15, 16], в которых накачка ИК переходов атома ксенона осуществлялась при использовании самостоятельного электрического разряда.

2.2.1. Электроразрядные лазеры с внешней предьонизацией

В [15, 16] для стабилизации объемного разряда газовая смесь в разрядном промежутке между электродами ионизировалась электронными пучками с энергией электронов в сотни киловольт и длительностью импульса ~ 100 нс. После окончания электронного импульса к электродам прикладывалось напряжение от конденсаторной батареи. Уже в первой работе, где использовался этот метод [15], была реализована генерация с КПД примерно 1 %, что на порядок превысило КПД, полученный в более ранних работах (см. рис.1). В [16] же был достигнут энергоъем ~ 0.4 Дж/л при рекордном КПД генерации ~ 1.3 %. Длительность импульса излучения составляла ~ 1.5 мкс и примерно соответствовала характерному времени затухания осцилляций разрядного тока.

В [16] впервые было обращено внимание на роль метастабильных $6s$ -уровней атома ксенона в процессе возбуждения лазерных переходов электрическим разрядом (из-за пленения излучения резонансные $6s$ -уровни можно также считать метастабильными). По интерпретации авторов, на переднем фронте импульса разрядного тока при относительно низкой концентрации электронов и больших значениях параметра E/p в активной среде происходит образование значительной концентрации атомов в этих метастабильных состояниях непосредственно из основного состояния атома ксенона. Одновременно протекающие параллельно этому процессу реакции ступенчатой ионизации вызывают резкое возрастание электронной плотности и соответствующее уменьшение параметра E/p , после чего возбуждение из основного состояния перестает играть сколько-нибудь заметную роль. Таким образом, через достаточно малое время после начала импульса разрядного тока реализуется ситуация, когда размножение электронов проводимости обеспечивается за счет ионизации метастабильных состояний. А поскольку накачка лазерных уровней происходит в ре-

зультате обратного процесса рекомбинации с последующей релаксацией в эти метастабильные состояния, последнее, в конечном счете, начинают играть роль основного лазерного уровня.

Авторы [16] отмечали, что в цепочке рассмотренных кинетических процессов КПД лазера в принципе может достигать $\sim 20\%$, что и является объяснением высоких экспериментальных значений этого параметра. Малый же КПД традиционных ТЕА лазеров можно при этом объяснить тем, что в условиях слабой и неоднородной ионизации УФ излучением разрядного промежутка в активной среде не создается достаточных концентраций атомов рабочего газа в метастабильных состояниях. Действительно, в вышедшей позднее работе [14], где применялась более мощная УФ предьонизация рабочего объема, энергетические параметры лазера были близки к опубликованным в [16].

В дальнейшем способ, примененный в [15, 16], был также успешно реализован и в работах [22, 98], где за счет увеличения давления активной среды были получены рекордные для того времени удельный энергосъем ~ 0.75 Дж/л и КПД генерации $\sim 2.7\%$ (рис.1).

Весьма близки к обсуждаемой системе по характеру протекающих в них процессов лазеры, использующие для внешней предварительной ионизации активной среды рентгеновское излучение [14, 99–101] и осколки деления урана [102].

2.2.2. Квазинепрерывный электроионизационный метод возбуждения

В работах [15, 16, 22, 98] генерация имела принципиально импульсный характер, поскольку в активной среде высокого давления происходит распад метастабильных состояний атомов рабочего газа в столкновительных реакциях с образованием эксимерных молекул, а возможность длительной «подпитки» этих состояний разрядом из основного состояния (при соответствующем подборе параметров разрядного контура) ограничивается развитием ионизационной неустойчивости, приводящей к быстрому контрагированию разряда. Для осуществления квазинепрерывного режима и повышения устойчивости разряда нами предложено создавать и поддерживать необходимую концентрацию возбужденных атомов в активной среде в течение всего импульса накачки с помощью внешнего источника возбуждения. Применение такого подхода открывает перспективы увеличения длительности импульса генерации и соответственно существенного повышения энергетических характеристик лазера.

Экспериментально эта идея была реализована в лазере на ксеноне при использовании в качестве внешнего источника возбуждения пучка быстрых электронов \tilde{e} (рис.2) с длительностью импульса до нескольких микросекунд. Воздействие электронного пучка на активную среду лазера в общих чертах сводится к ионизации невозбужденных атомов рабочего газа (тонкая стрелка, направленная вверх). При этом в процессе диссоциативной рекомбинации образующихся ионов происходит как первоначальное накопление атомов ксенона в метастабильных состояниях М, так и компенсация распада этих состояний в основное состояние (тонкая стрелка, направленная вниз). Подключение источника питания к подготовленной таким образом активной среде, обладающей определенной концентрацией атомов в метастабильном

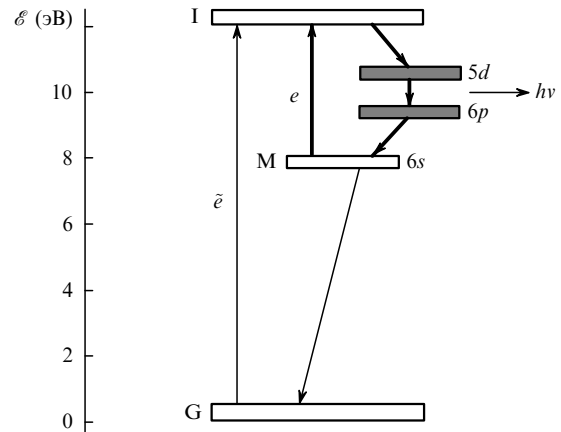


Рис.2. Схема работы электроионизационного лазера на ксеноне, иллюстрирующая процессы ионизации атома ксенона из метастабильных М-состояний электронами проводимости e , возбуждения лазерных переходов $5d - 6p$ при рекомбинации, генерации и ионизации атома ксенона быстрыми электронами пучка \tilde{e} из основного G-состояния, приводящей к образованию М-состояний.

состоянии, позволило осуществить квазинепрерывную накачку лазерных переходов электрическим разрядом в циклическом процессе (толстые стрелки), включающем в себя ионизацию атомов в метастабильном состоянии электронами проводимости e (как прямую, так и ступенчатую), рекомбинацию ионов и накачку верхних лазерных уровней, генерацию и релаксацию в исходное метастабильное состояние.

Обсуждаемый подход к организации электрического разряда ограничивает возможность развития в активной среде ионизационной неустойчивости. Действительно, число атомов в возбужденных состояниях, которые могут принимать участие в процессе размножения электронов, определяется мощностью электронного пучка. При этом в случае локального увеличения скорости ионизации атомов из метастабильных состояний происходит локальное уменьшение их концентрации, что и ограничивает нарастание электронной плотности.

Первые успешные эксперименты были проведены на электроионизационной лазерной установке ТИР-4 с объемом активной области 9 л, значительно превышающим объем известных электроразрядных лазеров на инертных газах других модификаций. Уже в этих экспериментах при накачке Ag–Xe-смеси с давлением 3 атм были достигнуты рекордные удельные энергии лазера (~ 2.1 Дж/л). В последующих экспериментах на установке «Тандем» энергосъем был доведен до 8 Дж/л (см. рис.1).

К настоящему времени значительная часть экспериментальных результатов по исследованию электроионизационного метода возбуждения лазеров на атомных переходах инертных газов получена в рамках данной работы и представлена в разд.5.

3. Экспериментальное оборудование

Исследования выполнялись в два этапа. На первом этапе была получена мощная квазинепрерывная генерация на ИК переходах атома ксенона при накачке пучком быстрых электронов микросекундной длительности и несамостоятельным электроионизационным разрядом. Хотя эксперименты были проведены на установке ТИР-4, не приспособленной специально для работы с лазерами на

инертных газах, в них удалось продемонстрировать перспективность используемых методов накачки, получить рекордные удельные энергетические характеристики выходного излучения и указать направление дальнейших исследований. Оказалось возможным также сформулировать требования к новой электроионизационной лазерной установке («Тандем»), позволяющей реализовать потенциальные возможности исследуемого класса лазерных систем.

Электроионизационная лазерная установка ТИР-4 включала в себя электроионизационный газовый лазер высокого давления [103], созданный нами ранее для накачки колебательно-вращательных переходов молекулы CO_2 и снабженный перед проведением описываемых экспериментов малоиндуктивным обострителем, и аппаратуру для измерения электрических параметров и параметров выходного лазерного излучения. Лазер был снабжен электронной пушкой с холодным острым катодом. Ленточный электронный пучок размером 10×100 см выводился из ускорителя через титановую фольгу толщиной 20 мкм. В оптимальном режиме плотность электронного тока непосредственно за фольгой составляла 6 А/см^2 при длительности импульса по полувысоте ~ 0.7 мкс. Анод лазерной кюветы представлял собой металлическую пластину со скругленными краями размером 10×100 см и располагался на расстоянии 9 см от разделительной фольги электронной пушки.

Большая часть экспериментов проводилась с использованием батареи конденсаторов емкостью 1.25 мкФ. Индуктивность разрядного контура в этом случае была равна 220 нГн. В некоторых экспериментах использовалась двухсекционная батарея с емкостью 4.8 мкФ и индуктивностью контура 121 нГн.

Двухкаскадная электроионизационная лазерная установка «Тандем» представляет собой комплекс, состоящий из двух электроионизационных лазеров, позволяющий выполнять эксперименты как на каждом из этих двух лазеров независимо, так и в режиме генератор – усилитель. Применение электронных пушек различного типа в этих лазерах (в одном – с острым катодом, а в другом – с термоэмиссионным) кроме расширения диапазона режимов накачки исследуемых лазерных сред позволяет с удобством проводить прямые измерения таких важных лазерных параметров, как динамика усиления и поглощения лазерного сигнала в активной среде лазера.

Электронная пушка в лазере с острым катодом обеспечивала плотность тока $j = 1.7 \text{ А/см}^2$ при достаточно высоком напряжении на катоде пушки (до 320 кВ) и длительности импульса электронного тока 5 мкс по основанию. Полная энергия электронного пучка составляла 1.5 кДж.

В лазере с нагревным катодом мы остановились на наиболее простой модификации электронной пушки – пушке диодного типа с прямонакальным вольфрамовым катодом. Такой катод позволяет получать плотность электронного тока в кювете порядка сотен мА/см^2 , прост по конструкции и надежен в работе. Электронная пушка с нагревным катодом «запитывалась» импульсами напряжения, близкими к П-образной форме, с регулируемой длительностью. При длительности импульса 8 мкс полная энергия электронного пучка достигала 630 Дж.

Анод лазерной кюветы, расположенный на расстоянии 10 см от разделительной фольги, был выполнен из

нержавеющей стали и имел форму, близкую к профилю Чанга. Размер анода составлял 10×100 см. Конденсаторная батарея для питания разряда была набрана из конденсаторов марки ИК 100-0.4 с суммарной емкостью 4.8 мкФ. Суммарная индуктивность разрядного контура равнялась 130 нГн. Конструктивно батарея состояла из четырех секций и коммутировалась четырьмя малоиндуктивными многоэлектродными разрядниками [104], работающими параллельно.

Отметим, что успех настоящего исследования был во многом предопределен уникальными энергетическими параметрами и надежностью созданного нами экспериментального оборудования, позволяющего проводить эксперименты на уровне, соответствующем уровню подобного рода исследований в ведущих лабораториях мира.

4. Лазер на смеси Ar–Xe с электронно-пучковой накачкой

В процессе выполнения этой работы были запущены и подробно исследованы лазеры на 19 электронных переходах Xe, Kr, Ar и Ne с длинами волн в диапазоне 0.58–3.65 мкм. Здесь же мы ограничимся данными по лазеру на Ar–Xe-смеси, значительно превосходящему по своим энергетическим параметрам все другие лазеры данного класса.

Как уже отмечалось в разд.2, в экспериментах на установке ТИР-4 была достигнута энергия генерации 6 Дж при КПД примерно 1.5%. Эксперименты же, описанные ниже, были выполнены на установке «Тандем».

4.1. Оптимизация энергетических параметров

На рис.3 представлены зависимости энергии генерации лазера при накачке электронным пучком Q_b от давления активной среды для рабочих смесей различного состава, полученные в лазере с холодным катодом. Рекордный удельный энергосъем $q_b = 3 \text{ Дж/л}$ ($Q_b = 30 \text{ Дж}$) был достигнут для смеси состава Ar:Xe = 200:1 при максимальном в данных экспериментах давлении $p = 3.5$ атм. Для этого случая КПД лазера η_b , рассчитанный от

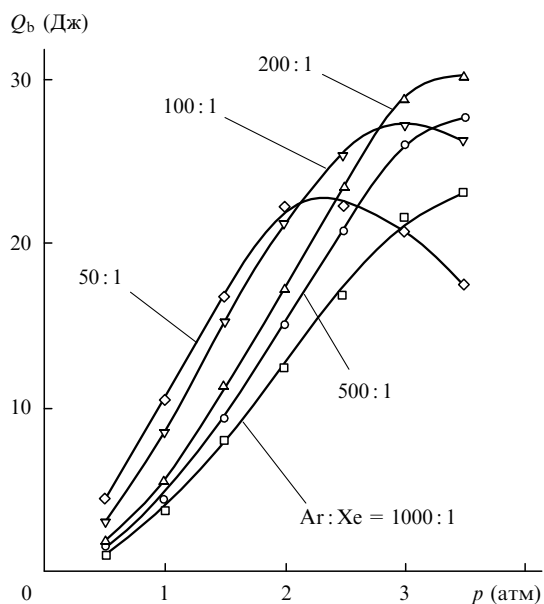


Рис.3. Зависимости энергии генерации лазера Q_b от давления активной среды p для различных Ar–Xe-смесей.

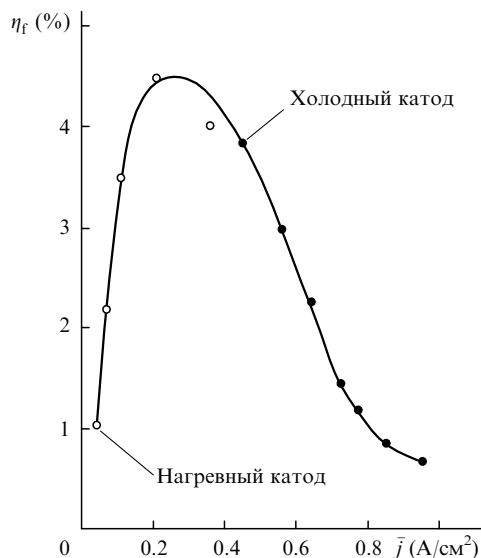


Рис.4. Зависимость физического КПД лазера η_f от \bar{j} .

полной энергии электронного пучка за фольгой электронной пушки $E_b = 1.5$ кДж, составил $\sim 2\%$. Максимальный физический КПД η_f был получен в лазере с нагревным катодом при плотности тока $\bar{j} = 0.2$ А/см², определяемой как

$$\bar{j} = \frac{\int j(t)dt}{\tau} \quad (1)$$

(τ – длительность импульса), и составил 4.5 % (рис.4).

4.2. Спектральный состав излучения

На рис.5 показана схема рабочих переходов Ar–Xe-лазера. В спектре генерации присутствуют шесть линий с длинами волн $\lambda = 1.73, 2.03, 2.63, 2.65, 3.37$ и 3.51 мкм. Зависимость относительной доли энергии генерации Q_λ/Q_b , содержащейся в каждой из этих линий, от состава смеси при общем ее давлении $p = 3.5$ атм представлена на рис.6,б. На рис.6,а приведена соответствующая зависимость для энергии генерации Q_b . Относительное содержание ксенона $\delta = [Xe]/([Ar] + [Xe])$ в активной среде изменялось в этих экспериментах в широких пределах – от 10^{-4} до единицы.

При оптимальных смесях спектр генерации состоит из пяти линий. Три из них с длинами волн $\lambda = 1.73, 2.03$ и 2.65 мкм соответствуют переходам с уровня $5d[3/2]_1^0$, представляющим собой наиболее высоколежащее состояние из системы $5d$ -уровней ксенона. Верхним состояни-

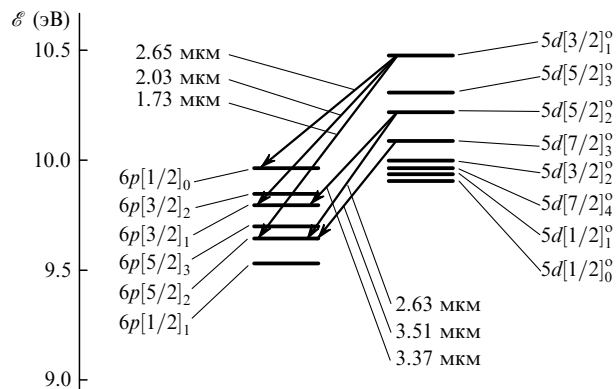


Рис.5. Схема лазерных переходов атома ксенона в смесях с аргонном.

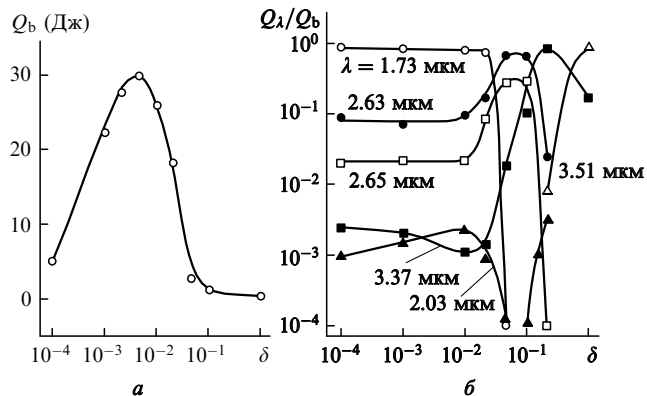


Рис.6. Зависимости энергии генерации Q_b (а) и относительной энергии спектральных линий Q_λ/Q_b (б) от относительного содержания ксенона в активной среде $\delta = [Xe]/([Ar] + [Xe])$ при $j = 1.7$ А/см² и $p = 3.5$ атм.

ем для двух других переходов с $\lambda = 2.63$ и 3.37 мкм является уровень $5d[5/2]_2^0$. В смесях с достаточно большим содержанием рабочего газа $\delta > 10^{-1}$ зарегистрировано также излучение с $\lambda = 3.51$ мкм, соответствующее переходу с уровня $5d[7/2]_3^0$.

4.3. Динамика усиления слабого сигнала

Эксперименты проводились по классической усилительной схеме. В качестве задающего генератора использовался лазер с нагревным катодом, работающий в режиме электронно-пучковой накачки с длительностью импульса 10 – 12 мкс. Для каждой исследуемой спектральной линии подбирался такой режим работы задающего генератора, при котором генерация на этой линии имела квазинепрерывный характер, а форма импульса приблизительно соответствовала П-образному импульсу электронного тока.

При измерениях запуск усилителя осуществлялся через ~ 2 мкс после начала импульса зондирующего сигнала. В этом случае осциллограмме прямоугольного импульса задающего генератора наблюдался всплеск интенсивности, соответствующий по длительности време-

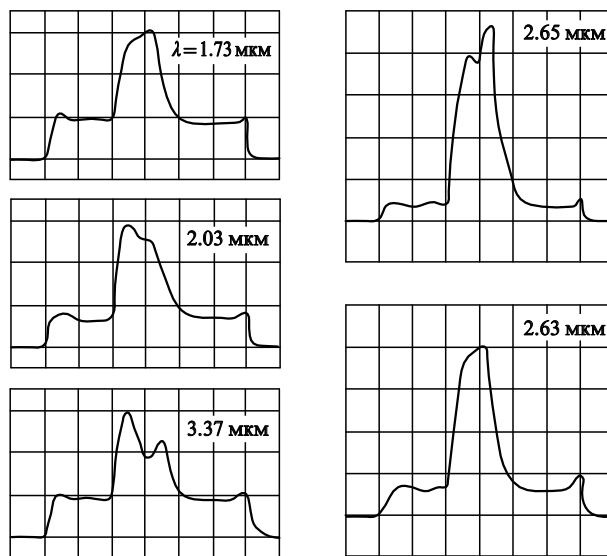


Рис.7. Осциллограммы усиленных импульсов на линиях с различными λ для смеси Ar: Xe = 200:1 при $p = 3.5$ атм; скорость развертки 2 мкс/дел.

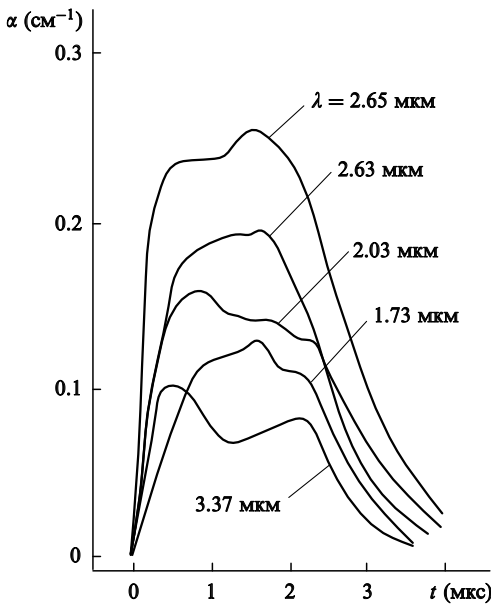


Рис.8. Динамика коэффициента усиления слабого сигнала α на отдельных спектральных линиях для смеси Ag : Xe = 200 : 1 при $p = 3.5$ атм.

ни существования инверсии в активной среде усилителя на лазерном переходе (рис.7). На рис.8 по осциллограммам рис.7 построены временные зависимости коэффициента усиления слабого сигнала α на отдельных спектральных линиях. Отметим, что большие $\alpha \sim 0.1 - 0.25 \text{ см}^{-1}$ характерны для всех исследуемых лазерных линий как с высокими (для $\lambda = 2.03, 2.65$ и 3.37 мкм), так и с относительно низкими (для $\lambda = 1.73$ и 2.63 мкм) вероятностями радиационного перехода [105]. На самой интенсивной и имеющей наибольшее практическое значение линии с $\lambda = 1.73 \text{ мкм}$ максимальный коэффициент усиления достигает 0.12 см^{-1} .

4.4. Динамика генерации

На рис.9 представлены осциллограммы импульсов лазерного излучения. При $p = 3.5$ атм генерация наиболее интенсивных линий с $\lambda = 1.73$ и 2.63 мкм , на долю которых приходится ~ 90 и $\sim 8\%$ лазерной энергии соответственно (рис.6,б), имела квазинепрерывный характер, а максимум генерации примерно совпадал по времени с максимумом импульса накачки. Отметим, что существенное влияние на динамику генерации оказывал эффект перемешивания лазерных уровней вторичными электронами.

5. Лазер на смеси Ag–Xe с электроионизационной накачкой

С точки зрения возможных практических применений наибольшую ценность представляет лазер на Ag–Xe-смеси с электроионизационной накачкой.

5.1. Эксперименты на установке ТИР-4

На рис.10 приведены основные осциллограммы, характерные для экспериментов на установке ТИР-4. Возбуждение атомов активной среды осуществлялось импульсом электронного тока с длительностью 0.7 мкс , амплитудой 6 кА (рис.10,б) и энергией электронов до 220 кэВ (рис.10,а). Напряжение от конденсаторной батареи подавалось на разрядный промежуток за 0.7 мкс до на-

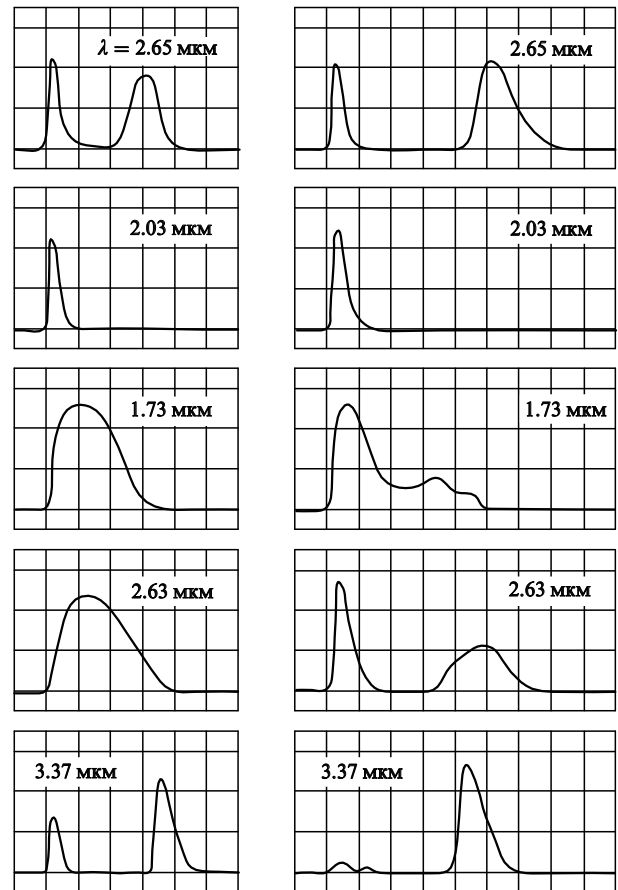


Рис.9. Осциллограммы импульсов генерации на отдельных спектральных линиях для смеси Ag : Xe = 200 : 1 с давлением $p = 3.5$ (левая колонка) и 1 атм (правая колонка) при $j = 1.7 \text{ А/см}^2$; скорость развертки 1 мкс/дел .

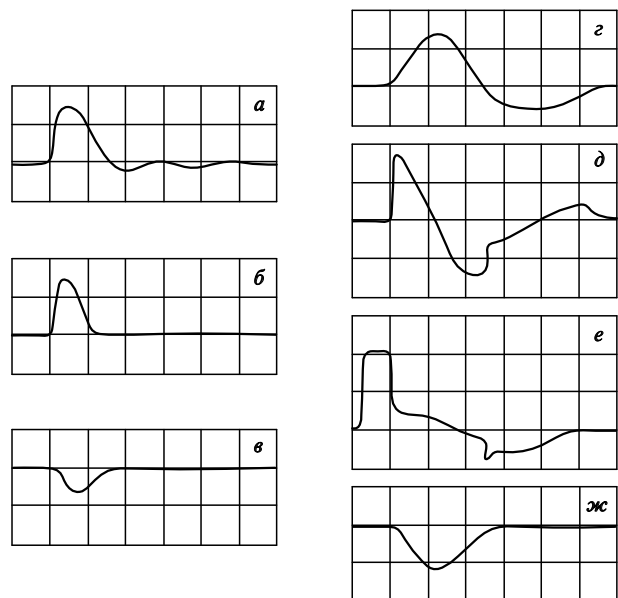


Рис.10. Осциллограммы импульсов напряжения на катоде электронной пушки (160 кВ/дел , а), электронного тока за фольгой (4 кА/дел , б), генерации при накачке электронным пучком (13 МВт/дел , в), разрядного тока (47 кА/дел , г), производной разрядного тока (д), напряжения на электрических вводах в лазерную кювету (12 кВ/дел , е), генерации при электроионизационной накачке (13 МВт/дел , ж). Скорость развертки 1 мкс/дел .

чала импульса электронного тока (рис.10,е). При этом в рабочем диапазоне зарядных напряжений замыкание разрядного контура осуществлялось только при ионизации разрядного промежутка пучком электронов (рис.10,е), что указывает на несамостоятельный характер разряда. Накачка активной среды происходила в режиме периодического разряда с двумя-тремя полупериодами разрядного тока и переходом к аperiodическому режиму в последнем полупериоде. В зависимости от электрических параметров разрядного контура (индуктивности, емкости батареи) длительность первого полупериода могла изменяться в пределах 1.6–2.4 мкс, т. е. превышала длительность импульса электронного тока. Генерация наблюдалась в течение первого полупериода разрядного тока (рис.10,ж).

Выходные энергетические характеристики лазера при наложении электрического поля увеличивались весьма существенно. На рис.11 представлена зависимость энергии генерации за счет электрического разряда $Q_d = Q - Q_b$, где Q – полная энергия генерации, от зарядного напряжения на конденсаторах U_0 . Рост энергии генерации при увеличении U_0 наблюдался для всех давлений лазерной смеси. При этом при достижении некоторого порогового значения зарядного напряжения в активной среде развивался пробой, что приводило к шунтированию разряда и резкому спаду Q_d . Максимальная полная выходная энергия достигалась в случае использования батареи емкостью $C = 4.8$ мкФ и составляла 19 Дж при удельном энергоусе $q = 2.1$ Дж/л. Мощность излучения W превышала 13 МВт.

Электроионизационный разряд в смеси инертных газов обладает целым рядом необычных свойств. Для определения характеристик разряда в каждой лазерной вспышке проводилась одновременная регистрация осциллограмм напряжения, разрядного тока и производной тока, а также формы импульса лазерного излучения. Обработка такого сорта осциллограмм [26, 28] позволила построить зависимость эффективности преобразования вложенной в разряд электрической энергии в лазер-

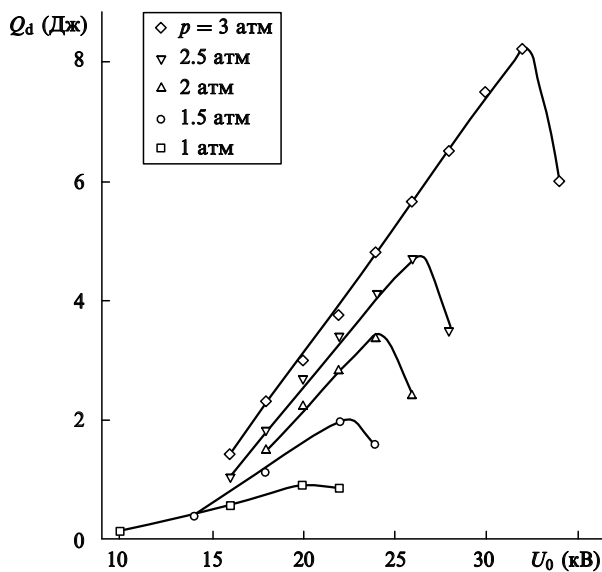


Рис.11. Зависимости энергии генерации за счет электрического разряда Q_d от зарядного напряжения U_0 на конденсаторной батарее емкостью $C = 1.25$ мкФ при различных давлениях активной среды p .

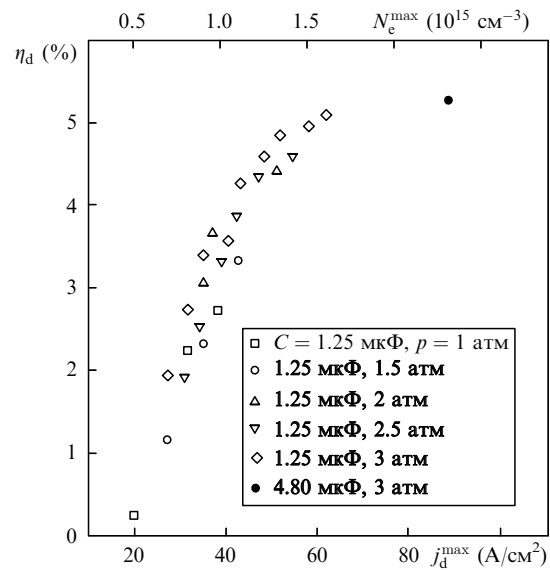


Рис.12. Зависимости эффективности преобразования вложенной в разряд электрической энергии в лазерное излучение η_d от амплитуды плотности разрядного тока j_d^{\max} или электронной плотности N_e^{\max} в первом полупериоде разрядного тока.

ное излучение η_d от амплитуды плотности разрядного тока j_d^{\max} в первом полупериоде (рис.12). Эффективность η_d определялась как отношение энергии генерации за счет электрического разряда Q_d к энергии, вложенной от батареи в активную среду в течение первого полупериода разрядного тока. На представленной зависимости прежде всего обращает на себя внимание весьма высокое значение $\eta_d \sim 5\%$ при $j_d^{\max} \geq 60$ А/см². Отметим также, что, поскольку в первом полупериоде разрядного тока параметр E/p изменялся мало, каждому j_d^{\max} можно поставить в соответствие некоторую электронную плотность N_e^{\max} , вычисленную для Ag–Xe-смеси по значению дрейфовой скорости 2.4×10^5 см/с [16]. При этом приведенные на рис.12 данные можно интерпретировать как зависимость η_d от N_e^{\max} . Отметим, что полученные здесь результаты нашли в дальнейшем полное подтверждение в работах [106, 107].

Спектральный состав лазерного излучения практически не отличался от спектрального состава излучения лазера с электронно-пучковой накачкой.

5.2. Эксперименты на установке «Тандем»

Экспериментальные результаты, полученные на установке ТИР-4, продемонстрировали высокую эффективность электроионизационного способа возбуждения. Анализ этих результатов позволил определить способы дальнейшего повышения энергетических характеристик лазера на Ag–Xe-смеси, реализованных на специально созданной для данных экспериментов установке «Тандем».

Исследовались Ag–Xe-смеси с относительным содержанием ксенона $\delta = 10^{-4} - 10^{-1}$ в диапазоне давлений $p = 2 - 4$ атм. Для каждой смеси строились зависимости полной энергии генерации лазера Q и коэффициента преобразования энергии, запасенной в конденсаторной батарее, в лазерное излучение η_c от зарядного напряжения этой батареи U_0 (см. рис.13). Максимальная энергия генерации была получена для смеси с соотношением компонентов Ag: Xe = 100:1, давлением $p = 4$ атм и составила 80 Дж (см. осциллограммы на рис.14). Максимальная эффективность использования батареи достигалась

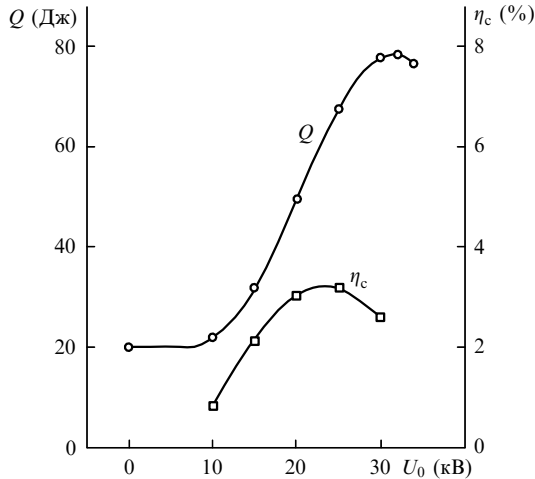


Рис.13. Зависимости энергии генерации Q и коэффициента использования конденсаторной батареи η_c от зарядного напряжения U_0 для смеси Ag: Xe = 100:1 при давлении $p = 4$ атм.

при энергии генерации $Q \approx 65$ Дж и была равна 3.2%. При максимальной энергии генерации коэффициент $\eta_c = 2.3\%$.

5.3. Динамика возбужденных и ионизованных состояний ксенона в Ag–Xe-смеси

Осуществляя контроль за динамикой населенности эксимерных состояний, концентрация которых однозначно связана со скоростью релаксации активной среды в основное состояние, можно сделать весьма важные выводы относительно баланса энергии накачки при том или ином способе возбуждения. Для исследования динамики населенности эксимерных состояний ксенона в плазме электроионизационного разряда нами применялся метод абсорбционной спектроскопии [108–113].

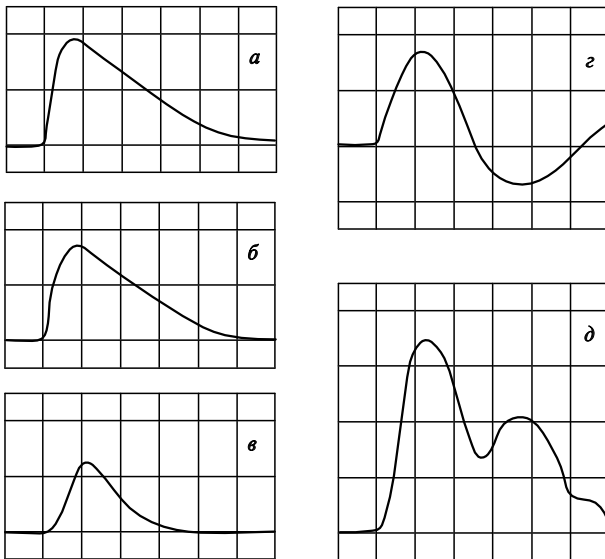


Рис.14. Осциллограммы импульсов напряжения на катоде электронной пушки (174 кВ/дел., а), электронного тока за фольгой (1.03 кА/дел., б), генерации при накачке электронным пучком (13.7 МВт/дел., в), разрядного тока (57.3 кА/дел., г), генерации при электроионизационной накачке (10 МВт/дел., д) для смеси Ag: Xe = 100:1, давления $p = 4$ атм, емкости батареи $C = 4.8$ мкФ, зарядного напряжения $U_0 = 32$ кВ. Скорость развертки 1 мкс/дел.

При проведении таких измерений [47] было обнаружено, что при включении электроионизационного разряда в активной среде лазера наблюдается уменьшение скорости дезактивации высокорасположенных состояний атома ксенона (до 50–100 раз) и происходит, таким образом, их накопление. Особенно ярко этот эффект проявлялся при уменьшении плотности тока j , что явилось хорошей предпосылкой для успешной реализации электроионизационных режимов возбуждения при умеренных значениях электронного тока.

5.4. Электроионизационный Ag–Xe-лазер с низким уровнем предьонизации

Отметим большое практическое значение этих режимов с точки зрения создания импульсно-периодических лазеров с высокой средней мощностью излучения. Действительно, работа с малыми j дает возможность, с одной стороны, уменьшить величину тепловой нагрузки на разделительную фольгу электронной пушки и получить за счет этого большую частоту следования импульсов генерации, а с другой стороны, применить электронные пушки с нагревными катодами, позволяющими эту большую частоту реализовать практически.

В эксперименте оптимизировались режимы работы лазера в диапазоне $j = 13 - 1700$ мА/см². Исследовались Ag–Xe-смеси с относительным содержанием ксенона в пределах $\delta = 10^{-1} - 10^{-4}$ при общем давлении $p = 1 - 4$ атм. Наибольшие энергии генерации, определенные для каждого j , представлены на рис.15. Максимум выходной энергии достигался при наибольшей плотности электронного тока 1.7 А/см² и составил 80 Дж. Для такого j абсолютный прирост энергии генерации лазера Q_d , полученный за счет перехода к электроионизационному способу возбуждения, равняется 50 Дж (рис.15,а). При этом относительный прирост энергии генерации Q_d/Q_b , являющийся важным параметром лазеров с комбинированной накачкой, составляет всего ~ 1.7 . Значительно более выгодные режимы реализуются при уменьшении j . Так, снижение плотности электронного тока до 550 мА/см² сопровождается незначительным уменьшением полной энергии генерации (до 72 Дж), однако абсолютный прирост энергосъема за счет разряда увеличивается до максимального значения ~ 60 Дж. При этом относительный прирост $Q_d/Q_b = 6$. При $j = 170$ мА/см² выходная энер-

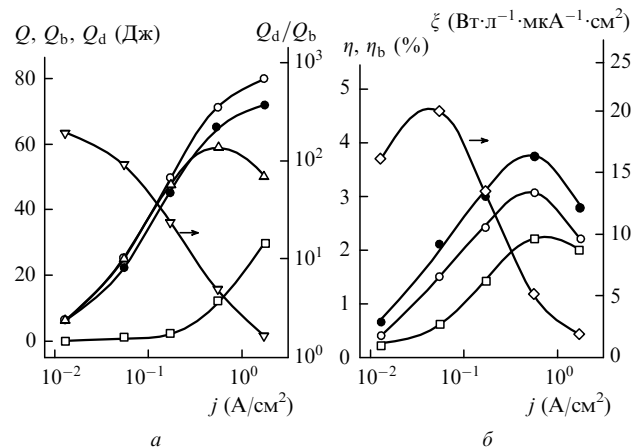


Рис.15. Зависимости от плотности электронного тока j в импульсе энергетических параметров лазера (см. текст): Q и η в режиме максимального энергосъема (○) и в оптимизированном режиме (●), Q_b и η_b (□), Q_d (△), Q_d/Q_b (▽) и ξ (◇).

гия лазера $Q = 50$ Дж уже практически полностью обусловлена накачкой разрядом ($Q_d/Q_b = 25$). Снижение плотности электронного тока до минимального значения 13 мА/см^2 позволяет увеличить параметр Q_d/Q_b до ~ 200 . Однако полная энергия генерации при этом невысока ($Q \approx 5$ Дж).

Проводилось также исследование полного КПД лазера при электроионизационном возбуждении, определяемого как отношение энергии генерации лазера к запасенной в конденсаторной батарее электрической энергии, суммируемой с полной энергией электронного пучка за фольгой E_b :

$$\eta = \frac{Q}{CU_0^2/2 + E_b}. \quad (2)$$

Этот КПД меньше физического, рассчитываемого от энергии, вложенной в рабочий объем лазера (часть запасенной электрической энергии диссипируется в разрядниках, конденсаторах и других элементах разрядного контура). На рис.15,б представлена зависимость полного КПД лазера в режиме максимального энергосъема от плотности тока электронного пучка. При максимальном значении $j = 1.7 \text{ А/см}^2$ КПД лазера $\eta = 2.2\%$. В точке $j = 550 \text{ мА/см}^2$, соответствующей максимальному значению Q_d , КПД лазера η также достигает своего максимального значения 3.1% . Дальнейшее уменьшение j сопровождается монотонным уменьшением КПД от 2.4% при $j = 170 \text{ мА/см}^2$ до 0.4% при $j = 13 \text{ мА/см}^2$.

Режимы работы лазера с максимальными энергосъемами не являются оптимальными с точки зрения КПД лазера. В то же время при меньших зарядных напряжениях, отвечающих наибольшему КПД, выходная энергия лазера может существенно уступать своим максимальным значениям. Здесь мы обсудим промежуточный режим работы лазера, соответствующий для каждой зависимости $Q(U_0)$ (см., напр., рис.13) энергосъему на уровне 0.9 от максимального. Такой режим является в некотором смысле оптимальным, поскольку дает возможность достичь разумного компромисса между взаимно исключаящими требованиями максимального КПД или максимального энергосъема.

На рис.15 зависимости оптимизированных значений энергии генерации и КПД лазера от плотности электронного тока представлены темными точками. Ход этих зависимостей качественно соответствует случаю максимальных энергосъемов (светлые точки). При этом для всех значений j десятипроцентное уменьшение энергии генерации сопровождается увеличением КПД лазера не менее чем на 20% . Максимальный КПД достигается при $j = 550 \text{ мА/см}^2$ и составляет 3.75% . Следует отметить, что помимо повышения КПД работа в оптимизированном режиме позволяет не менее чем в два раза увеличить яркость излучения лазера за счет существенно лучшей направленности излучения [37]. Все результаты, приведенные ниже, соответствуют оптимизированным режимам работы установки.

Важной характеристикой электроионизационных газовых лазеров является эффективность использования пучка быстрых электронов ξ , определяемая как отношение удельного энергосъема $q = Q/V$ (V – объем активной области) к заряду q_e , прошедшему через единицу площади разделительной фольги электронной пушки за время действия импульса электронного тока [114]. Параметр ξ

характеризует уровень тепловой нагрузки на фольгу и является удобной величиной для определения средней мощности лазера W_{av} при работе в импульсно-периодическом режиме. При заданной средней по времени плотности электронного тока j_{av} , допустимая величина которой определяется тепловым режимом разделительной фольги в конкретной конструкции лазера, для нахождения максимально возможной частоты повторения импульсов генерации справедливо следующее соотношение:

$$f = \frac{j_{av}}{q_e}. \quad (3)$$

Поскольку средняя мощность лазера в импульсно-периодическом режиме является произведением энергии и частоты повторения импульсов генерации, предельная мощность лазера задается выражением

$$W_{av} = Qf = \frac{Qj_{av}}{q_e} = \xi j_{av} V, \quad (4)$$

а произведение

$$w_{av} = \xi j_{av} \quad (5)$$

определяет среднюю удельную мощность излучения. В описываемых экспериментах заряд q_e , полученный численным интегрированием импульса электронного тока за фольгой, изменялся от 3.8 мкКл/см^2 при $j = 1.7 \text{ А/см}^2$ до 30 нКл/см^2 при $j = 13 \text{ мА/см}^2$. На рис.15,б представлена зависимость эффективности использования пучка ξ от плотности электронного тока в импульсе. При уменьшении j от 1700 до 55 мА/см^2 эффективность ξ увеличивается на порядок – от 2 до $20 \text{ Вт}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{мкА}^{-1}\cdot\text{см}^2$. Дальнейшее уменьшение j приводит к некоторому уменьшению ξ .

Рассматривая совместно зависимости $\xi(j)$ и $\eta(j)$, можно сделать вывод о том, что интервал плотностей электронного тока $1.7 \text{ А/см}^2 \geq j \geq 0.55 \text{ А/см}^2$ мало приемлем для реализации импульсно-периодического режима. Работа в этом интервале характеризуется малыми коэффициентами использования электронного пучка и требует создания импульсно-периодических электронных пушек с непомерно большими импульсными токами. Участки с меньшими j могут быть с успехом использованы для создания импульсно-периодических лазеров, причем конкретное значение импульсного тока может быть выбрано в зависимости от поставленной задачи. При $j = 550 \text{ мА/см}^2$ реализуется максимальный КПД лазера $\eta = 3.7\%$, однако средняя мощность излучения будет в четыре раза меньше максимальной. Режим, соответствующий максимальной средней мощности излучения (при $j \approx 50 \text{ мА/см}^2$) позволяет реализовать КПД $\eta \approx 2\%$. Наконец, режим, соответствующий минимальным значениям $j = 13 \text{ мА/см}^2$, характеризуясь невысоким $\eta \approx 0.7\%$, позволяет получать максимальную частоту следования импульсов генерации. Нам представляется, что при создании эффективного импульсно-периодического лазера наиболее перспективен диапазон умеренных значений $j = 50 - 200 \text{ мА/см}^2$, обеспечивающий при достаточно больших КПД лазера $\eta = 2.0\% - 3.2\%$ высокую эффективность использования электронного пучка $\xi = (20 - 10) \text{ Вт}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{мкА}^{-1}\cdot\text{см}^2$. Диапазон указанных плотностей импульсного тока соответствует заштрихованной области на диаграмме рис.16,

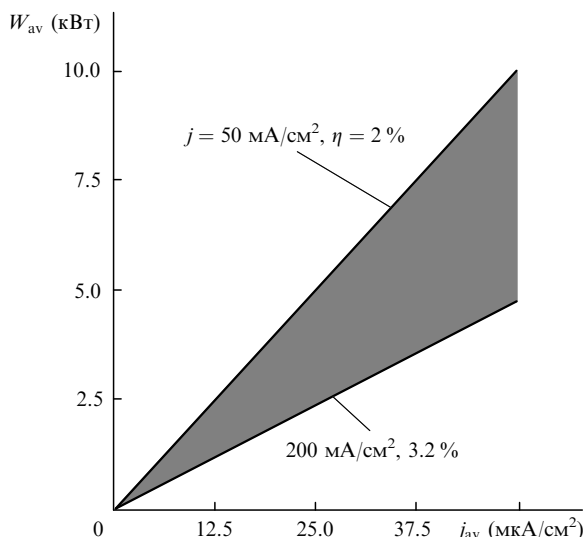


Рис. 16. Диаграмма расчетных зависимостей средней мощности W_{av} генерации Ag–Xe-лазера при работе в импульсно-периодическом режиме от средней плотности тока электронной пушки j_{av} .

представляющей собой зависимость мощности лазера в импульсно-периодическом режиме от средней плотности тока электронной пушки. На этой диаграмме лучи, сходящиеся к началу координат, описываются выражением (4) и представляют собой линии постоянных значений ξ , j и КПД лазера, причем увеличение угла наклона луча отвечает увеличению ξ и соответствующему уменьшению j и η .

Численная оценка средней мощности выходного излучения для импульсно-периодической лазерной установки с рабочим объемом $V = 10$ л, оснащенной электронной пушкой со средней плотностью электронного тока $j_{av} = 50$ мкА/см² [92], дает для границ заштрихованной области $W_{av} = 5$ кВт при $\eta = 3.2\%$ и 10 кВт при $\eta = 2.0\%$.

6. Заключение

В настоящей работе предложен и экспериментально реализован новый подход к известному и до нас [16] методу накачки газовых лазеров высокого давления на атомных переходах инертных газов электрическим разрядом из возбужденных состояний рабочего газа. Новизна предложенного подхода заключается в использовании внешнего источника ионизации для создания и поддержания необходимой концентрации возбужденных атомов в активной среде лазера в течение всего импульса накачки. При этом оказывается возможным осуществление объемного сильного точечного электроионизационного разряда, сохраняющего устойчивость в течение по крайней мере нескольких микросекунд. Показано, что при электроионизационном возбуждении активной среды Ag–Xe-лазера в плазме электроионизационного разряда существует эффективный механизм размножения электронов за счет ионизации возбужденных атомов активной среды электронами проводимости. Этот механизм обеспечивает высокую скорость рекомбинационного потока на верхние лазерные уровни атомов рабочего газа и позволяет реализовать накачку лазерных переходов атома ксенона с физическим КПД более 5%. Осуществление в большом объеме (10 л) электроионизационного разряда,

управляемого электронным пучком большой длительности (~ 5 мкс), значительно превышающей характерные времена рекомбинационных и релаксационных процессов в активной среде лазера, дало возможность более чем на порядок увеличить удельные (до 8 Дж/л) и более чем на два порядка абсолютные (до 80 Дж) энергетические характеристики электроразрядных лазеров на инертных газах и довести при этом эффективность преобразования запасенной в конденсаторной батарее электрической энергии в лазерное излучение до 3.2%. При энергосъемах, близких к максимальным, достигнута расходимость излучения $\sim 3 \times 10^{-5}$ рад [37].

Нами обнаружено также, что при возбуждении смесей инертных газов, в частности активной среды Ag–Xe-лазера, в плазме электроионизационного разряда существует механизм увеличения эффективного времени жизни совокупности ионизованных и возбужденных состояний атомов рабочего газа, обеспечивающий эффективную работу лазера в условиях низкой интенсивности внешней ионизации. Исследование таких режимов показало принципиальную возможность создания импульсно-периодических электроионизационных лазеров высокого давления на смеси Ag–Xe с длиной волны излучения $\lambda = 1.73$ мкм, объемом активной области в десятки литров, удельным энергосъемом 0.5–1.0 кВт/л и КПД в пределах 2%–3%.

Высокие энергетические параметры делают лазеры на смеси Ag–Xe достаточно перспективными для использования в технологических и иных приложениях. Возможные преимущества этих лазеров по сравнению с наиболее распространенными CO₂-лазерами в значительной степени связаны с малой длиной волны излучения, позволяющей получать высокую направленность выходного сигнала и использовать высококачественные оптические системы из негигроскопичных материалов с высокой лучевой прочностью оптических элементов. В настоящее время по удельной мощности генерации CO₂-лазеры высокого давления превосходят обсуждаемый лазер не более чем в 5–6 раз. Таким образом, даже при одинаковой степени отличия расходимости от дифракционной, яркость излучения лазера на Ag–Xe-смеси оказывается примерно в $(\lambda_{CO_2}/\lambda)^2/6 \sim 5$ раз выше, чем у лазера на углекислом газе. При этом излучение с длиной волны $\lambda = 1.73$ мкм попадает в одно из наиболее прозрачных окон земной атмосферы [10] и характеризуется достаточно малыми потерями при транспортировке на большие расстояния по гибким стекловолоконным световодам.

Завершая обзор, следует отметить, что выход уже первых статей из цикла работ, положенных в основу настоящей публикации, в значительной мере способствовал возрождению в середине 80-х гг. интереса к лазерам высокого давления на атомных переходах инертных газов. Это стимулировало появление значительного числа статей, посвященных экспериментальному и теоретическому исследованию данного класса лазеров во многих авторских коллективах как у нас в стране, так и за рубежом. Полученные во всех этих работах за последние полтора десятилетия результаты вывели лазеры на атомных переходах инертных газов на качественно новый уровень и поставили их в один ряд с наиболее перспективными из известных лазерных систем.

Автор считает своим приятным долгом выразить глубокую признательность В.В.Баранову, А.Ю.Дудину, Д.А.Заярному, А.В.Романову, Л.В.Семенову, Н.Н.Устинову-

скому и А.Ю.Чугунову за повседневное сотрудничество и помощь в работе, В.А.Данилычеву за поддержку и помощь при постановке работы и А.Г.Молчанову за полезные обсуждения.

1. Басов Н.Г., Беленов Э.М., Данилычев В.А., Сучков А.Ф. *Квантовая электроника*, № 3, 121 (1971).
2. Басов Н.Г., Беленов Э.М., Данилычев В.А., Сучков А.Ф. *УФН*, **114**, 213 (1974).
3. Baranov V.Yu., Kazsakov S.A., Maljuta D.D., Mezhevov V.S., Napartovich A.P., Nisiev V.G., Orlov M.Yu., Starodubtsev A.I., Starostin A.N. *Appl. Opt.*, **19** (6), 930 (1980).
4. Басов Н.Г., Ораевский А.Н., Щеглов В.А. *ЖТФ*, **37** (2), 339 (1967).
5. Басов Н.Г., Данилычев В.А., Ионин А.А., Ковш И.Б. *Труды ФИАН*, **116**, 54 (1980).
6. Tisone G.C., Patterson E.L., Rice J.K. *Appl. Phys. Lett.*, **35** (6), 437 (1979).
7. Басов Н.Г., Зуев В.С., Катулин В.А., Любченко А.Ю., Носач Б.Ю., Петров А.А. *Квантовая электроника*, **6** (2), 311 (1979).
8. Basov N.G., Bashkin A.S., Igoshin V.I., Oraevsky A.N., Shcheglov V.A. *Chemical Lasers* (Berlin–Heidelberg–New York: Springer-Verlag, 1990).
9. Беннет В. *Газовые лазеры* (М.: Мир, 1964).
10. *Справочник по лазерам*. Под ред. А.М.Прохорова (М.: Сов. радио, 1978, т. 1).
11. Schwarz S.E., DeTemple T.A., Targ R. *Appl. Phys. Lett.*, **17** (7), 305 (1970).
12. Wood D.R., Burkhardt E.G., Pollack M.A., Bridges T.J. *Appl. Phys. Lett.*, **18** (6), 261 (1971).
13. Collier F., Lacour B., Maillot M., Michon M. *J. Appl. Phys.*, **52** (10), 6021 (1981).
14. Collier F., Labastie P., Maillot M., Michon M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19** (6), 1129 (1983).
15. Newman L.A., DeTemple T.A. *Appl. Phys. Lett.*, **27** (12), 678 (1975).
16. Lawton S.A., Richards J.B., Newman L.A., Specht L., DeTemple T.A. *J. Appl. Phys.*, **50** (6), 3888 (1979).
17. Olson R.A., Grosjean D., Sarka B., Garscadden A., Bletzinger P. *Rev. Sci. Instrum.*, **47** (6), 677 (1976).
18. Olson R.A., Sarka B., Garscadden A., Bletzinger P. *Rev. Sci. Instrum.*, **52**, 984 (1981).
19. Targ R., Sasnett M.W. *Appl. Phys. Lett.*, **19** (12), 537 (1971).
20. Targ R., Sasnett M.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **8** (2), 166 (1972).
21. Fahlen T.S., Targ R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **9** (6), 609 (1973).
22. Лосев В.Ф., Тарасенко В.Ф. *Квантовая электроника*, **7** (3), 663 (1980).
23. Helmick N.H., Fuller J.L., Schneider R.T. *Appl. Phys. Lett.*, **26** (6), 327 (1975).
24. Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривонос В.Н., Мельников С.П., Подмошеский И.В., Синянский А.А. *Письма в ЖТФ*, **7** (16), 1016 (1981).
25. Басов Н.Г., Данилычев В.А., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Письма в ЖТФ*, **8** (10), 590 (1982).
26. Basov N.G., Chugunov A.Yu., Danilychev V.A., Kholin I.V., Ustinovskiy N.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19** (2), 126 (1983).
27. Баранов В.В., Басов Н.Г., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Письма в ЖТФ*, **39** (9), 426 (1984).
28. Басов Н.Г., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **11** (9), 1722 (1984).
29. Баранов В.В., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Письма в ЖТФ*, **11** (3), 173 (1985).
30. Басов Н.Г., Баранов В.В., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **12** (7), 1521 (1985).
31. Basov N.G., Baranov V.V., Chugunov A.Yu., Danilychev V.A., Dudin A.Yu., Kholin I.V., Ustinovskii N.N., Zayarnyi D.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **21** (11), 1756 (1985).
32. Басов Н.Г., Баранов В.В., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **13** (1), 189 (1986).
33. Басов Н.Г., Баранов В.В., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **13** (3), 482 (1986).
34. Басов Н.Г., Баранов В.В., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **13** (3), 488 (1986).
35. Басов Н.Г., Данилычев В.А., Холин И.В. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **50** (4), 779 (1986).
36. Басов Н.Г., Баранов В.В., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Ржевский А.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **13** (8), 1543 (1986).
37. Басов Н.Г., Баранов В.В., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Меркулов Д.Г., Романов А.В., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **14** (9), 1739 (1987).
38. Басов Н.Г., Баранов В.В., Белоглазов А.А., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Королев А.Г., Романов А.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **15** (3), 453 (1988).
39. Баранов В.В., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Романов А.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *ЖТФ*, **58** (11), 2187 (1988).
40. Баранов В.В., Белоглазов А.А., Дудин А.Ю., Перлов С.Г., Романов А.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В. *ПТЭ*, № 2, 123 (1989).
41. Перлов С.Г., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **16** (6), 1132 (1989).
42. Баранов В.В., Белоглазов А.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Перлов С.Г., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *ПТЭ*, № 6, 41 (1989).
43. Устиновский Н.Н., Холин И.В. *Квантовая электроника*, **16** (6), 1190 (1989).
44. Устиновский Н.Н., Холин И.В. *ЖТФ*, **60** (7), 96 (1990).
45. Заярный Д.А., Королев А.Г., Сажина Н.Н., Устиновский Н.Н., Холин И.В. *Квантовая электроника*, **18** (5), 538 (1991).
46. Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **18** (8), 921 (1991).
47. Сажина Н.Н., Устиновский Н.Н., Холин И.В. *Квантовая электроника*, **18** (9), 1047 (1991).
48. Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **18** (11), 1290 (1991).
49. Dudin A.Yu., Semenova L.V., Ustinovskii N.N., Kholin I.V., Chugunov A.Yu. *J. Sov. Las. Res.*, **13** (5), 374 (1992).
50. Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *ПТЭ*, № 2, 137 (1993).
51. Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **20** (7), 669 (1993).
52. Заярный Д.А., Семенова Л.В., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **20** (9), 851 (1993).
53. Заярный Д.А., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **22** (3), 233 (1995).
54. Заярный Д.А., Холин И.В. *Квантовая электроника*, **22** (9), 887 (1995).
55. Заярный Д.А., Холин И.В. *Квантовая электроника*, **22** (9), 913 (1995).
56. Заярный Д.А., Холин И.В. *Квантовая электроника*, **22** (9), 919 (1995).
57. Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **24** (11), 987 (1997).
58. Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **25** (3), 229 (1998).
59. Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **25** (6), 493 (1998).
60. Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **26** (2), 131 (1999).
61. Чугунов А.Ю. *Электроионизационный лазер высокого давления на ИК переходах ксенона*. Канд. дис. (М., ФИАН, 1988).
62. Дудин А.Ю. *Лазеры высокого давления на ИК переходах атомов шертных газов с накачкой электронным пучком*. Канд. дис. (М., ФИАН, 1990).
63. Устиновский Н.Н. *Лазеры на смесях шертных газов с электроио-*

- низационной накачкой. Канд. дис. (М., ФИАН, 1991).
64. Холин И.В. *Лазеры на атомных переходах инертных газов с электронной накачкой*. Докт. дис. (М., ФИАН, 1999).
 65. Olson R.A., Bletzinger P., Garscadden A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **12** (5), 316 (1976).
 66. Charovsky P.L., Lisitsyn V.N., Sorokin A.R. *Opt. Commun.*, **16** (1), 33 (1976).
 67. Кочубей С.А., Лисицын В.Н., Сорокин А.Р., Чаповский П.Л. *Квантовая электроника*, **4** (9), 2004 (1977).
 68. Лисицын В.Н., Сорокин В.Р. *Письма в ЖТФ*, **5** (14), 876 (1979).
 69. Сорокин А.Р. *ЖТФ*, **49** (8), 1673 (1979).
 70. Лисицын В.Н., Сорокин А.Р. *Квантовая электроника*, **8** (11), 2425 (1981).
 71. Лисицын В.Н., Сорокин А.Р. *Лазеры высокого давления на переходах тяжелых инертных атомов*. Препринт Ин-та теплофизики СО АН СССР № 69-81 (Новосибирск, 1981).
 72. Сорокин А.Р. *Квантовая электроника*, **10** (2), 308 (1983).
 73. Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривоносов В.Н., Мельников С.П., Подмошенский И.В., Синянский А.А. *ДАН СССР*, **245** (1), 80 (1979).
 74. Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривоносов В.Н. *Письма в ЖТФ*, **5** (7), 422 (1979).
 75. Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривоносов В.Н., Мельников С.П., Подмошенский И.В., Синянский А.А. *ЖТФ*, **52** (7), 1346 (1982).
 76. Jalufka N.W., De Young R.J., Hohl F. *Appl. Phys. Lett.*, **29** (3), 188 (1976).
 77. De Young R.J., Jalufka N.W., Hohl F. *Appl. Phys. Lett.*, **30** (1), 19 (1977).
 78. Mansfield C.R., Bird P.F., Davis J.E. *Appl. Phys. Lett.*, **30** (12), 640 (1977).
 79. Gordon C.L., Feldman B., Christensen C.P. *Opt. Lett.*, **13** (2), 114 (1988).
 80. Silfvast W.T., Szeta L.H., Wood O.R. *Appl. Phys. Lett.*, **31** (5), 334 (1977).
 81. Silfvast W.T., Szeta L.H., Wood O.R. *Appl. Phys. Lett.*, **34** (3), 213 (1979).
 82. Данилычев В.А., Зворыкин В.Д., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **9** (1), 92 (1982).
 83. Аполлонов В.В., Бункин Ф.В., Державин С.И., Прохоров А.М., Сироткин А.А., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **11** (9), 1757 (1984).
 84. Аполлонов В.В., Бункин Ф.В., Державин С.И., Прохоров А.М., Сироткин А.А., Фирсов К.Н. *Письма в ЖТФ*, **10** (9), 562 (1983).
 85. Камруков А.С., Козлов Н.П., Опекан А.Г., Протасов Ю.С., Рудой И.Г., Сорока А.М. *Квантовая электроника*, **16** (7), 1333 (1989).
 86. Долгов-Савельев Г.Г., Князев Б.А., Козьминых Ю.Л., Кузнецов В.В., Оришин А.М. *ЖПС*, **12** (5), 930 (1970).
 87. Adamovich V.A., Varanov V.Yu., Isakov I.M., Maljuta D.D., Novobranzev I.V., Smakovskii Yu.B., Streltsov A.P. *Proc. Intern. Conf. on Lasers'81* (USA, 1981, p. 964–967).
 88. Бычков Ю.И., Лосев В.Ф., Тарасенко В.Ф., Тельминов Е.Н. *Письма в ЖТФ*, **8** (14), 837 (1982).
 89. Баранов В.Ю., Исаков И.М., Леонов А.Г., Малюта Д.Д., Новобранцев И.В., Смаковский Ю.Б., Стрельцов А.П. *Письма в ЖТФ*, **9** (18), 1124 (1983).
 90. Коваль Н.Н., Крейнделъ Ю.Е., Месяц Г.А., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Толкачев В.С., Феденев А.В., Чагин А.А., Щанин П.М. *Письма в ЖТФ*, **12** (1), 37 (1986).
 91. Коваль Н.Н., Крейнделъ Ю.Е., Месяц Г.А., Толкачев В.С., Щанин П.М. *Письма в ЖТФ*, **9** (9), 568 (1983).
 92. Бугаев С.П., Крейнделъ Ю.Е., Щанин П.М. *Электронные пучки большого сечения* (М.: Энергоатомиздат, 1984).
 93. Винтизенко Л.Г., Гушенец В.И., Коваль Н.Н., Месяц Г.А., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В., Щанин П.М. *ДАН СССР. Сер. физич.*, **288** (3), 609 (1986).
 94. Бункин Ф.В., Держиев В.И., Месяц Г.А., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **12** (4), 874 (1985).
 95. Peters R.J.M., Qi-Chu M., Witteman W.J. *Appl. Phys. B*, **47**, 187 (1988).
 96. Peters R.J.M., Qi-Chu M., Witteman W.J. *Appl. Phys. Lett.*, **54** (3), 193 (1989).
 97. Бугаев А.С., Коваль Н.Н., Рыжов В.В., Тарасенко В.Ф., Турчановский И.Ю., Феденев А.В., Щанин П.М. *Квантовая электроника*, **17** (1), 17 (1990).
 98. Losev V.F., Mel'chenko S.V., Tarasenko V.F., Tel'minov F.N. *Opt. Commun.*, **46** (3–4), 213 (1983).
 99. Wexler B.L., Suda A., Tucker J.E., Feldman B.J., Riley K. *Summaries of the Conf. on Lasers and Electro-Optics* (USA, 1988).
 100. Tucker J.E., Wexler B.L., Feldman B.J., McClelland T. *IEEE Phot. Technol. Lett.*, **1** (8), 193 (1989).
 101. Tucker J.E., Wexler B.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (9), 1647 (1990).
 102. Батырбеков Г.А., Батырбеков Э.Г., Данилычев В.А., Тлеужанов А.Б., Хасенов М.У. *Квантовая электроника*, **16** (11), 2165 (1989).
 103. Бережной И.А., Бойко В.А., Данилычев В.А., Зворыкин В.Д., Игнатъев В.В., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *ПТЭ*, № 5, 172 (1977).
 104. Месяц Г.А. *Генерирование мощных наносекундных импульсов* (М.: Сов. радио, 1976).
 105. Aymar M., Coulombe V. *Atomic Data and Nuclear Tables*, **21** (6), 537 (1978).
 106. Suda A., Wexler B.L., Riley K.J., Feldman B.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (5), 911 (1990).
 107. Botma H., Peters R.J.M., Witteman W.J. *Appl. Phys. B*, **52**, 277 (1991).
 108. Oka T., Kogoma M., Imamura M., Arai S., Watanabe T. *J. Chem. Phys.*, **70** (7), 3384 (1979).
 109. Arai S., Firestone R.F. *J. Chem. Phys.*, **50** (10), 4575 (1969).
 110. Oka T., Rao V.S.R., Redpath J.L., Firestone R.F. *J. Chem. Phys.*, **61** (11), 4740 (1974).
 111. Arai S., Oka T., Kogoma M., Imamura M. *J. Chem. Phys.*, **68** (10), 4595 (1978).
 112. Takao S., Kogoma M., Oka T., Imamura M., Arai S. *J. Chem. Phys.*, **73** (1), 148 (1980).
 113. Kasama K., Oka T., Arai S., Kurusu H., Nama Y. *J. Phys. Chem.*, **86** (11), 2035 (1982).
 114. Глотов Е.П., Данилычев В.А., Чебуркин Н.В. *Труды ФИАН*, **142**, 3 (1983).