

Роль Н.Г. Басова в создании эксимерных лазеров: полувековая история от запуска первого Хе₂-лазера в ФИАНе до современных лазерных систем

В.Д. Зворыкин

В обзоре, посвящённом 100-летней годовщине со дня рождения академика Н.Г. Басова, прослеживается судьба одного из его научных предвидений — получения лазерной генерации на связанно-свободных переходах сжиженного ксенона. Запущенный в Физическом институте им. П.Н. Лебедева АН СССР (ФИАН) в 1970 г. Хе₂-лазер с накачкой электронным пучком ознаменовал новое направление в лазерной физике — создание эксимерных лазеров, генерирующих мощное излучение в диапазоне от видимого до вакуумного ультрафиолета (УФ). Рассмотрены основные типы эксимерных лазеров, способы их возбуждения, свойства активной среды. Описаны наиболее мощные эксимерные лазерные системы, предназначенные для лазерного термоядерного синтеза, усиления УФ-мультитераваттных ультракоротких импульсов, а также импульсно-периодические лазеры для применений в медицине, микроэлектронике, обработке материалов и т.д.

Ключевые слова: эксимерные лазеры, принципы работы, основные типы, применения

PACS numbers: 42.55.Lt, **42.60. – v**, **42.62. – b**

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2022.11.039357>

Содержание

1. Введение (1103).

1.1. История открытия: от первоначальной идеи к первым эксимерным лазерам. 1.2. Основные типы эксимерных лазеров и способы их накачки.

2. KrF-лазеры с накачкой электронным пучком (1105).

2.1. Свойства активной среды. 2.2. Квазистационарное усиление длинных импульсов. 2.3. Усиление коротких импульсов и их цугов. 2.4. Одновременное усиление цуга коротких и длинных импульсов.

3. Мощные эксимерные лазерные системы (1110).

3.1. Лазерные системы для генерации однократных импульсов. 3.2. Работы по мощным эксимерным лазерам в нашей стране. 3.3. KrF-лазерная система ГАРПУН в ФИАНе. 3.4. Импульсно-периодические эксимерные лазеры. 3.5. Импульсно-периодические эксимерные лазерные системы усиления ультракоротких импульсов.

4. Заключение (1123).

Список литературы (1124).

1. Введение

Эксимерные лазеры, появившиеся в начале 1970-х годов, сегодня заняли одно из ведущих мест среди других мощных лазеров. Они обладают большой выходной энергией в импульсном режиме, высокой средней мощностью в импульсно-периодическом режиме, большим КПД, широким набором длин волн генерации, лежащих в видимом, ультрафиолетовом (УФ) и вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) диапазонах, малой дифракционной расходимостью излучения. В связи с этим эксимерные лазеры привлекают внимание как весьма перспективные для лазерного термоядерного синтеза (ЛТС), разделения изотопов, фотохимии, лазерной технологии обработки материалов, связи, микроэлектроники, медицины и т.д. Большое внимание уделяется им и в военных программах. Приоритетные работы, выполненные под руководством Н.Г. Басова в Лаборатории квантовой радиофизики Физического института им. П.Н. Лебедева АН СССР (ФИАН) в 1970–1975 гг., сыграли важную роль в понимании физических процессов в эксимерных лазерах на димерах, галогенидах и оксидах благородных газов при возбуждении электронным пучком, электрическим разрядом и широкополосным ВУФ-излучением, способствовали развитию этого направления лазерной техники во многих институтах и на предприятиях страны. В США в рамках национальных программ уже к 1990-м годам были запущены лазеры с энергией излучения в сотни и тысячи джоулей как импульсного, так и им-

В.Д. Зворыкин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: zvorykin@sci.lebedev.ru

Статья поступила 14 апреля 2023 г.

пульсно-периодического действия. Для ЛТС были разработаны и частично реализованы научно-технические проекты импульсно-периодических KrF-лазерных установок с энергией излучения до 1 МДж при частоте повторения импульсов порядка 10 Гц, а для военных применений создан XeF-лазер с частотой повторения импульсов в сотни герц при средней мощности излучения в несколько киловатт. Интенсивные работы по созданию эксимерных лазеров проводились все эти годы также в европейских странах, Японии и Китае.

Данный обзор написан в память о выдающемся советском и российском учёном, нобелевском лауреате 1964 года за изобретение принципов генерации и усиления индуцированного электромагнитного излучения в лазерах и мазерах, академике Н.Г. Басове (14.12.1922 – 01.07.2001), 100-летняя годовщина со дня рождения которого недавно отмечалась в нашей стране. Автору, пришедшему в ФИАН в 1971 г. и непосредственно участвовавшему в исследованиях эксимерных лазеров в ФИАНе, выпала честь выступить с докладом о роли Н.Г. Басова в этих работах на торжественном заседании Отделения общей физики и астрономии РАН, проходившем в ФИАНе 28 ноября 2022 г. Это выступление легло в основу данного обзора, который содержит краткий экскурс в историю открытия и последующих исследований эксимерных лазеров, описание созданных в различных лабораториях мира мощных эксимерных лазерных систем, предназначенных для ЛТС, усиления ультракоротких импульсов (УКИ) и многих других применений. Представлен также большой вклад российских учёных и ФИАНа в данную область физических исследований.

1.1. История открытия: от первоначальной идеи к первым эксимерным лазерам

Эксимерные лазеры сегодня являются наиболее мощными и эффективными источниками когерентного излучения в видимой, УФ- и ВУФ-областях спектра. Генерация и усиление излучения в этих лазерах происходят на переходах между возбуждённым связанным электронным состоянием молекулы и отталкивательным или слабосвязанным основным состоянием. Впервые принципиальная возможность получения генерации на связанным-свободным переходах в H_2 и Hg_2 обсуждалась Ф. Хоутермансом в 1960 г. [1]. В 1966 г. Н.Г. Басов предложил использовать для этой цели сжиженные благородные газы [2], на одном из которых, сжиженном ксеноне, в 1970 г. была впервые получена генерация в ВУФ-области спектра с длиной волны $\lambda = 176$ нм [3, 4]. Практическая реализация идеи стала возможной благодаря использованию для накачки мощного релятивистского электронного пучка. Очень скоро генерация была получена на димерах Xe_2 с $\lambda = 173$ нм в сжатом до нескольких атмосфер газообразном ксеноне [5, 6], а затем и на других димерах: Kr_2 с $\lambda = 146$ нм [7] и Ar_2 с $\lambda = 126$ нм [8] — наиболее короткой на сегодня длине волны эксимерных лазеров.

1.2. Основные типы эксимерных лазеров и способы их накачки

Название "эксимер" (перевод англоязычного excimer) происходит от сокращения "excited dimer" и первоначально использовалось для двухатомных гомоядерных молекул. Позже оно получило расширительное толкова-

ние, и в настоящее время эксимерами называют очень широкий класс молекул, включающий и гетероядерные двухатомные и многоатомные молекулы галогенидов благородных газов ArF , $ArCl$, KrF , $KrCl$, Ar_2F , Kr_2F , $ArKrF$ и т.д., а также оксидов благородных газов. К эксимерам иногда относят и галогениды металлов HgI , $HgBr$, $HgCl$, CdI , а также галогены и интергалогены F_2 , Cl_2 , Br_2 , ClF . Лазерные переходы в этих молекулах происходят из колебательных уровней связанного возбуждённого электронного состояния молекул в нижнее расталкивательное состояние или на высоковозбуждённые колебательные уровни нижнего связанного электронного состояния. В обоих случаях нижнее лазерное состояние быстро опустошается, вследствие либо диссоциации молекулы, либо колебательной релаксации.

Параметры эксимерных молекул, систематику термов и диаграммы потенциальной энергии для различных электронных состояний, кинетику плазмохимических реакций, протекающих при накачке среды и в процессе лазерной генерации (или усиления излучения), приводятся в ряде обзоров и книг (см., например, [9–15]). Хотя запуск первых лазеров на димерах благородных газов имел принципиальное значение, их последующее развитие ограничилось созданием сравнительно небольших лабораторных образцов, предназначенных для физических исследований в ВУФ-области спектра. Наибольшая выходная мощность генерации Xe_2 -лазера — 60 МВт в импульсе длительностью 20 нс при удельном энергоёмке 6 Дж л^{-1} была получена в работе [16]. Масштабирование этих лазеров встречает большие трудности, связанные, главным образом, с необходимостью очень высоких мощностей накачки и отсутствием качественных оптических элементов в ВУФ-диапазоне.

Новое важнейшее направление в эксимерных лазерах открыли исследования, выполненные в 1974–1976 гг. [17–23], в ходе которых была продемонстрирована высокая эффективность передачи возбуждения от благородных газов к галогенидам и были запущены лазеры на галогенидах благородных газов: XeF с $\lambda = 353$ нм [19], KrF с $\lambda = 248$ нм, XeC с $\lambda = 308$ нм [20], $XeBr$ с $\lambda = 282$ нм [21], ArF с $\lambda = 193$ нм [22] и $KrCl$ с $\lambda = 222$ нм [23]. Во всех случаях для накачки использовался электронный пучок. Практически одновременно были реализованы и другие способы возбуждения этих лазеров — электроионизационный, т.е. несамостоятельным электрическим разрядом, поддерживаемым электронным пучком [24], и различные варианты самостоятельного электрического разряда без предыонизации [25, 26] и с предыонизацией УФ-излучением [27]. Позже для предыонизации было использовано рентгеновское излучение [28] и нейтронное излучение ядерного реактора [29]. Накачка эксимерных сред осуществлялась также пучками протонов [30] и тяжёлых многозарядных ионов [31, 32], радиочастотным [33] и СВЧ-разрядами [34, 35]. Успешно применялась оптическая накачка эксимерных лазеров широкополосным излучением эксимерной лампы [36, 37] и открытого сильноточного разряда [38–40]. Позднее удалось получить генерацию в криогенных кристаллах XeF на $D \rightarrow X$ -, $B \rightarrow X$ - и $C \rightarrow A$ -переходах при когерентной оптической накачке [41, 42]. Таким образом, эксимерные лазеры выгодно отличаются широким диапазоном длин волн генерации, простирающийся от далёкой ВУФ до видимой области спектра, и большое разнообразие способов возбуждения.

Таблица 1. КПД и удельная энергия генерации лазеров на галогенидах благородных газов при накачке электронным пучком

Тип лазера	КПД, %	Удельная энергия, Дж л ⁻¹
ArF	4–8	10–15
KrF	10–12	10–20
XeCl	4–7	5
XeF	5	14

Наибольший физический КПД (intrinsic efficiency в англоязычной литературе), под которым понимается отношение энергии лазерного излучения к энергии накачки, и удельная энергия генерации были получены для эксимерных лазеров на галогенидах благородных газов, возбуждаемых электронным пучком (табл. 1) [43], причём лидирующее положение здесь занимает KrF-лазер, имеющий КПД 10–12 % при энергосъёме 10–20 Дж с литра активной среды. Для электроразрядных лазеров эти значения несколько ниже: КПД 2,5–2,6 %, а удельная энергия генерации 2,4–3,0 Дж л⁻¹.

Другим важным достоинством электронно-пучкового возбуждения является возможность масштабирования эксимерных лазеров до очень больших размеров, продемонстрированная в течение первого десятилетия после их изобретения. Если первые лазеры с объёмом активной среды в десятки или сотни кубических сантиметров генерировали импульсы с энергией менее 1 Дж, то уже к 1985 г. с окончного модуля многокаскадной KrF-установки "Aurora", имевшего объём 2 м³ и оснащённого неоптимальным неустойчивым резонатором, была получена энергия 10 кДж [44, 45]. Тогда же был разработан детальный проект эксимерного модуля "Polaris" с активным объёмом 13 м³, рассчитанного на выходную энергию 100 кДж [46, 47].

Среди электроразрядных эксимерных лазеров наибольшая энергия излучения 66 Дж в импульсах длительностью 180 нс была получена на XeCl-лазере с рентгеновской предионизацией активного объёма 22 л при давлении рабочей смеси 5 атм с КПД 0,8 % [48]. Дальнейшее масштабирование электроразрядных лазеров ограничивалось проблемой устойчивости разряда в большом объёме газа.

Одновременно с прогрессом в технике генерации мощных электронных пучков совершенствовались системы прокачки рабочих газовых смесей через лазерную камеру, необходимые для охлаждения газа в режиме повторения импульсов. В результате этого были запущены импульсно-периодические XeF-лазеры с замкнутым газодинамическим контуром и электронно-пучковой накачкой, дававшие средние мощности излучения свыше 4 кВт при частоте повторения импульсов до 100 Гц [49]. Длительность цуга генерации в таких лазерах составляла около 1 с и ограничивалась разрушением фольги, используемой для вывода электронного пучка из ускорителя в лазерную камеру.

Развитие электроразрядного способа накачки привело к появлению надёжных эксимерных лазеров с большим рабочим ресурсом, что обеспечило их широкое применение в медицине, микроэлектронике, фотолитографии и прочих областях. Для различных технологических применений, связанных с резкой, сваркой, закалкой материалов, промышленного производства микрочипов, созданы эксимерные лазеры со средней мощностью вы-

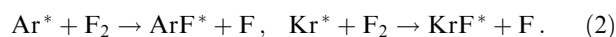
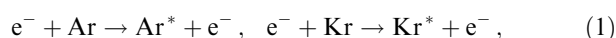
ше 1 кВт при частоте повторения импульсов 100–1000 Гц [50, 51].

2. KrF-лазеры с накачкой электронным пучком

2.1. Свойства активной среды

Исследованию кинетических процессов, измерению констант плазмохимических реакций в активной среде эксимерных лазеров посвящено огромное количество работ, которые мы опустили в данном обзоре, так как большую часть этих результатов можно найти в уже упомянутых статьях [9–15]. KrF-лазер, обладающий наибольшим КПД и высокими удельными параметрами излучения, особенно привлекателен для масштабирования и использования в качестве драйвера для ЛТС, усиления ультракоротких импульсов и других применений, требующих больших энергий или пиковых мощностей УФ-излучения. Для численного моделирования KrF-лазера большого объёма с накачкой релятивистским электронным пучком А.Г. Молчановым в ФИАНе была разработана программа [14], учитывающая более 100 различных плазмохимических реакций между несколькими десятками компонентов, в которой использована вся совокупность экспериментальных и теоретических данных о константах скоростей реакций и сечениях процессов. Далее при описании кинетических процессов и активной среды KrF-лазера мы будем следовать упрощённой версии этой теоретической модели, тем не менее правильно отражающей специфику лазера.

Активная среда KrF-лазера с накачкой электронным пучком обычно содержит 0,2–0,6 % молекулярного фтора F₂ или какого-либо другого его донора, например NF₃, 5–10 % криптона Kr и буферный газ Ar с суммарным давлением смеси 1–3 атм. При торможении электронного пучка в рабочем газе образуется каскад вторичных электронов e⁻, столкновение которых с атомами Ar и Kr производит ионы Ar⁺ и Kr⁺ и примерно столько же атомов в различных возбуждённых состояниях Ar*, Ar**, Kr* и Kr**, где * обозначает совокупность низших возбуждённых состояний 4s-электронной оболочки в Ar и 5s в Kr, а ** относится к возбуждённым Ar и Kr в состояниях 4p и 5p соответственно. На рисунке 1 показана диаграмма потенциальных кривых для нижнего связанного электронного состояния молекулы KrF*–B²Σ_{1/2}, близких к нему по энергии C²Π_{3/2} и D²Π_{3/2}, а также основного и первого возбуждённого расталкивательных состояний X²Σ_{1/2} и A²Π_{1/2,3/2}. Заселение всей совокупности связанных состояний KrF* происходит по двум основным каналам — так называемым нейтральному и ионному, упрощённая схема которых показана на рис. 2. В нейтральном канале возбуждённые атомы Ar* и Kr*, полученные при соударении вторичных электронов с атомами благородных газов (реакция 1), затем в гарпунной реакции (2) с молекулами F₂ образуют возбуждённые эксимеры ArF* и KrF*:



В ионном канале протекают реакции ионизации благородных газов (3) и диссоциативного прилипания электронов к молекулам фтора (4) с последующим образованием эксимеров при ион-ионной реком-

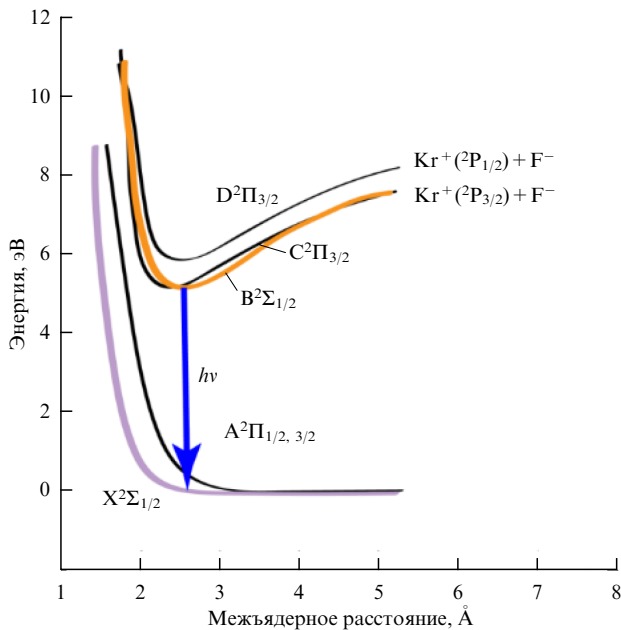


Рис. 1. Потенциальные кривые нижних электронных состояний молекулы KrF.

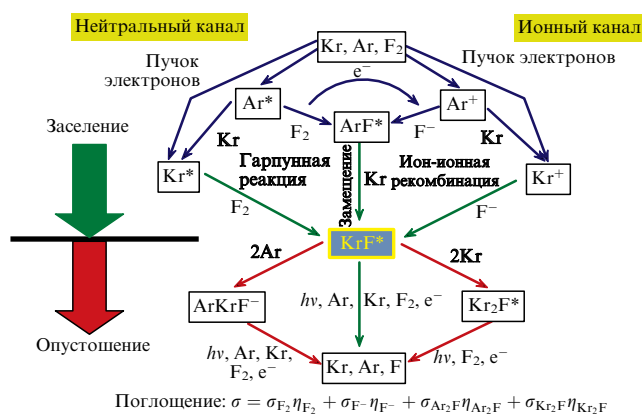
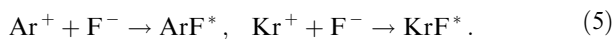
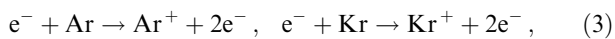


Рис. 2. Основные кинетические процессы формирования инверсии населённости в KrF-лазере.

бинации (5):

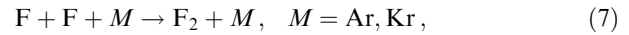


В реакции замещения (6) из вышележащего по энергии ArF^* образуются возбуждённые молекулы KrF^* :



Так как энергетическая щель между минимумами потенциальных кривых для состояний B и C составляет малую величину $\Delta E_{BC} = E_B - E_C \approx \pm 200 \text{ см}^{-1}$, сравнимую с колебательными квантами, верхние колебательные уровни обоих электронных состояний перемешиваются из-за быстрого колебательно-вращательного обмена энергией между этими состояниями. Лазерный

переход происходит из ограниченного числа колебательных уровней B-состояния в расталкивательное основное состояние молекулы X, при распаде которого образуются исходные атомы Kr и атомарный фтор F. Так как константа скорости реакции восстановления последнего в молекулу F_2 в реакции



очень мала ($\sim 10^{-34} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$), характерное время восстановления молекулярного фтора $\sim 10^{-3} \text{ с}$ намного превышает типичные времена электронно-пучковой накачки лазера $\tau_p = 100-500 \text{ нс}$, генерация или усиление лазерного излучения возможны лишь в импульсном режиме. Однако и в этом случае необходимо задавать начальную концентрацию F_2 с учётом его "выгорания", скорость которой растёт пропорционально удельной мощности накачки W .

Радиационное время жизни лазерного перехода $B \rightarrow X$ молекулы KrF составляет $\tau_r = 6,5 \text{ нс}$. С учётом дезактивации верхнего лазерного состояния при соударениях возбуждённой молекулы KrF^* (B) с электронами и атомами благородных газов (см. рис. 2) время жизни уменьшается до $\tau_c \approx 2 \text{ нс}$. Мощность накачки, передающаяся через ионный и нейтральный каналы (1)–(6) в B-состояние за вычетом всех остальных процессов, минуяющих это состояние, $W_p = \eta_p W$, пропорциональна удельной мощности, где η_p — эффективность накачки. Согласно численному моделированию [14] в оптимальных условиях $\eta_p \approx 0,25$. Концентрация возбуждённых частиц в возбуждённом состоянии $N^* = \eta_p W \tau_c / h\nu$ определяется соотношением скоростей заселения и распада, где $h\nu = 5 \text{ эВ}$ — энергия лазерного кванта. Малое время жизни τ_c не позволяет накапливать инверсную населённость в активной среде, так же как, например, в твердотельных лазерах, и требует высокой удельной мощности накачки $W \sim 1 \text{ МВт см}^{-3}$ для получения необходимой концентрации возбуждённых частиц N^* в верхнем лазерном состоянии. Соответствующий коэффициент усиления слабого сигнала $g_0 = \sigma N^*$, где $\sigma = 2,5 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ — сечение вынужденного испускания.

Важными параметрами лазера являются интенсивность насыщения активной среды $I_s = h\nu / \sigma \tau_c \approx 1 \text{ МВт см}^{-2}$ и плотность энергии насыщения $Q_s = h\nu / \sigma = 2 \text{ мДж см}^{-2}$. Первая из них определяет эффективность лазера в квазистационарном режиме генерации или при усилении "длинных" импульсов с длительностью $\tau \geq \tau_c$, а вторая — эффективность усиления "коротких" импульсов с длительностью $\tau \leq \tau_c$. По своему физическому смыслу I_s означает лазерную интенсивность I , при которой вероятность индуцированного перехода $I\sigma/h\nu$ сравнивается с суммарной вероятностью опустошения верхнего лазерного уровня за счёт радиационного распада и столкновительного тушения $1/\tau_c$. Коэффициент усиления $g(I) = g_0 / (1 + I/I_s)$ в этом случае $g(I_s) = g_0/2$ уменьшается вдвое по сравнению с g_0 . В свою очередь Q_s характеризует запасённую на верхнем лазерном уровне энергию $N^*h\nu = (g_0/\sigma)h\nu = g_0Q_s$. Так как параметры насыщения в KrF-лазере на три порядка величины меньше, чем в твердотельных лазерах, для получения сравнимой с ними выходной энергии необходимо во столько же раз увеличивать апертуру KrF-лазера. Последнее удаётся сделать, если использовать для накачки релятивистские пучки электронов с энергией частиц 300–600 кэВ.

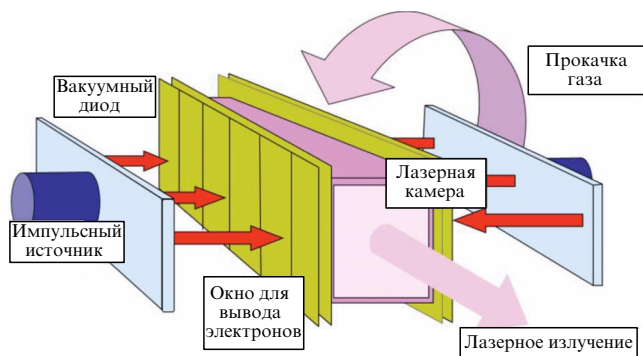


Рис. 3. Схематическое изображение эксимерного лазера с прокачкой рабочей смеси и двусторонней поперечной накачкой электронными пучками. (Адаптировано с разрешения © The Optical Society [81].)

В типичной для больших усилителей поперечной геометрии накачки (рис. 3) пучки вводятся в лазерную камеру перпендикулярно её оптической оси с двух или нескольких сторон, причём пробег электронов, определяемый их энергией и давлением рабочего газа, выбирается примерно равным поперечному размеру камеры. Так как средняя энергия, затрачиваемая на ионизацию одного атома Ar , составляет 26,4 эВ и Kr — 23,9 эВ, количество вторичных электронов, рождённых одним быстрым электроном, достигает $\sim 2 \times 10^4$. Хотя доля тормозного рентгеновского излучения электронов не превышает 0,5%, оно вместе с рассеянными электронами приводит к радиационному повреждению окон — частичной потере их прозрачности вследствие образования дефектов структуры и долгоживущих центров окраски [52, 53]. Магнитное поле, приложенное вдоль направления электронного пучка, почти полностью исключает рассеянные электроны, но не устраняет облучение окон рентгеновским излучением [54].

Ещё одним важным параметром активной среды является поглощение лазерного излучения различными исходными и промежуточными компонентами. Суммарное сечение фотопоглощения, усреднённое по основным поглощающим компонентам:

$$\sigma_{\text{ph}} = \sigma_{\text{F}_2} \delta_{\text{F}_2} + \sigma_{\text{F}^-} \delta_{\text{F}^-} + \sigma_{\text{Ar}_2\text{F}} \delta_{\text{Ar}_2\text{F}} + \sigma_{\text{Kr}_2\text{F}} \delta_{\text{Kr}_2\text{F}}, \quad (8)$$

где σ_i — сечения для различных компонент ($i = \text{F}_2, \text{F}^-, \text{Ar}_2\text{F}, \text{Kr}_2\text{F}$), δ_i — их относительные концентрации. Последние изменяются во время накачки и лазерной генерации. Так, содержание молекулярного фтора в активной среде уменьшается за счёт эффекта выгорания, а всех остальных компонент возрастает примерно пропорционально удельной мощности накачки. Фотопоглощение F_2 вблизи лазерных окон, где нет накачки, можно уменьшить, сокращая в лазерной камере расстояние от границ пучка до окон, хотя при этом увеличивается скорость их деградации [54]. Так как концентрация большинства компонент слабо зависит от интенсивности лазерного излучения, связанный с ними коэффициент поглощения α не насыщается даже при высоких интенсивностях. Исключение составляют возбуждённые молекулы тройного эксимера Kr_2F^* , образующиеся при столкновительном тушении верхнего лазерного уровня $\text{KrF}(\text{B})$. Связанный с ним коэффициент поглощения насыщается с возрастанием интенсивности, так как

увеличивается вероятность индуцированного перехода по сравнению со столкновительным тушением (см. рис. 2).

2.2. Квазистационарное усиление длинных импульсов

Детальные кинетические расчёты [14] показывают, что характерное время установления усиления и поглощения в активной среде составляет ~ 20 нс. Это значительно меньше типичных длительностей электронно-пучковой накачки τ_p и позволяет рассматривать режим работы лазера как квазистационарный. В практически важном случае $I \geq I_s$, когда насыщаемым поглощением можно пренебречь, уравнение переноса для интенсивности излучения имеет вид

$$\frac{dI}{dx} = I(x) \left(\frac{g_0}{1 + I/I_s} - \alpha \right). \quad (9)$$

Из уравнения (9) следует, что предельное значение интенсивности $I_{\text{max}} = I_s[(g_0/\alpha) - 1] \approx I_s(g_0/\alpha)$, так как $g_0/\alpha \gg 1$ достигается при $dI/dx = 0$, т.е. когда всё генерируемое излучение поглощается в самой активной среде и эффективность извлечения излучения η_{ext} равна нулю. Локальная величина η_{ext} определяется отношением извлекаемой из единицы объёма активной среды мощности к удельной мощности накачки, приходящей на верхний лазерный уровень:

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{dI/dx}{W_p} = \frac{I}{I_s} \left(\frac{1}{1 + I/I_s} - \frac{\alpha}{g_0} \right), \quad (10)$$

где $W_p = g_0 I_s$. Оптимальная интенсивность

$$I_{\text{opt}} = I_s \left[\left(\frac{g_0}{\alpha} \right)^{1/2} - 1 \right]$$

соответствует максимальному значению

$$(\eta_{\text{ext}})_{\text{max}} = \left[1 - \left(\frac{g_0}{\alpha} \right)^{1/2} \right]^2.$$

Так как и $g_0 \propto W$, и $\alpha \propto W$, их отношение g_0/α слабо зависит от мощности накачки W (рис. 4). Для различных

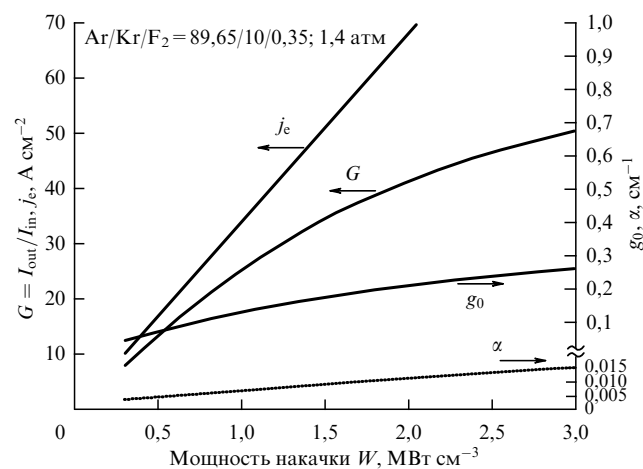


Рис. 4. Расчётные зависимости коэффициента усиления слабого сигнала g_0 , коэффициента поглощения α и усиления за один проход $G = I_{\text{out}}/I_{\text{in}}$ для усилителя ГАРПУН от удельной мощности накачки W . Рабочая смесь $\text{Ar/Kr/F}_2 = 89,65/10/0,35\%$ при давлении 1,4 атм; j_e — плотность тока электронного пучка с каждой из сторон.

смесей и давлений рабочего газа величина этого отношения лежит в диапазоне $g_0/\alpha = 10-20$, что соответствует $(\eta_{\text{ext}})_{\text{max}} = 0,5-0,6$ при $I_{\text{opt}} = (2,2-3,5)I_s$, где I_s также слабо зависит от накачки и составляет $I_s \approx 1-2$ МВт см⁻² при типичных значениях $W \sim 1$ МВт см⁻³. Наибольший физический КПД лазера без учёта колебательной релаксации в возбуждённых В- и С-электронных состояниях достигает $\eta = \eta_p \eta_{\text{ext}} \approx 0,15$. Однако конечная скорость релаксации уменьшает это значение до $\eta \approx 0,12$ [14].

Другим важным фактором, влияющим на КПД и параметры КгF-лазера, является усиленное спонтанное излучение (УСИ). Активная среда с малым временем радиационного распада верхнего лазерного уровня имеет высокую мощность спонтанного излучения $W_{\text{sp}} = h\nu N^*/\tau_r = \eta_p W \tau_c/\tau_r$ при эффективности $\eta_{\text{sp}} = \eta_p \tau_c/\tau_r \approx 0,08$ по отношению к удельной мощности накачки. Распространяющееся вдоль КгF-усилителя УСИ насыщает активную среду наряду с полезным сигналом. В усилителях с большим аспектным отношением апертуры к длине УСИ возникает и в поперечном направлении. Для расчёта параметров усилителя, который чаще всего имеет форму прямоугольного параллелепипеда, в численной модели [14] пространство вокруг каждой расчётной точки внутри активной среды разбивалось на шесть телесных углов, опирающихся на стороны параллелепипеда. Система из шести уравнений переноса излучения для так называемых волн УСИ $Y_{1...6}$, усреднённых по соответствующим телесным углам, и двух уравнений для продольных сигнальных волн, распространяющихся навстречу друг другу вдоль оси двухпроходного усилителя, решалась совместно с уравнениями, описывающими кинетические процессы в активной среде и фотопоглощение. Данный метод применим и для расчёта контраста выходного сигнала по мощности или энергии лазерного излучения относительно УСИ, распространяющегося в том же направлении.

На рисунке 5 приводится экспериментальная зависимость выходной интенсивности I_{out} от входной I_{in} , полученная для однопроходного усиления 20-нс импуль-

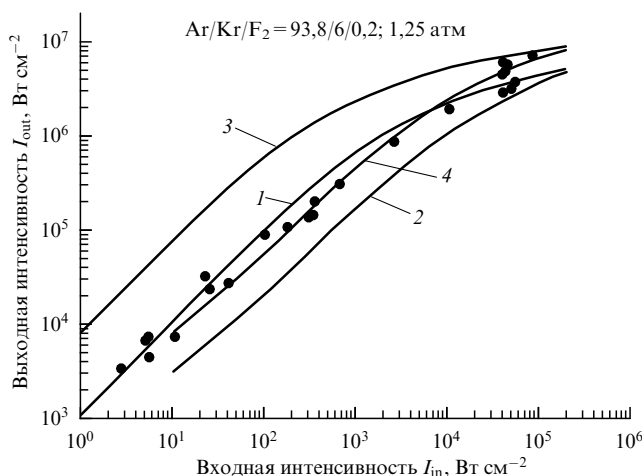


Рис. 5. Сравнение экспериментальной зависимости выходной интенсивности I_{out} от входной интенсивности I_{in} в однопроходном усилителе ГАРПУН (точки) с численным моделированием для удельной мощности накачки $W = 0,62$ МВт см⁻³ без учёта (1) и с учётом УСИ (2); для мощности накачки $W = 1,3$ МВт см⁻³ без учёта (3) и с учётом УСИ (4). Рабочая смесь Ar/Kr/F₂ = 93,8/6/0,2% при давлении 1,25 атм.

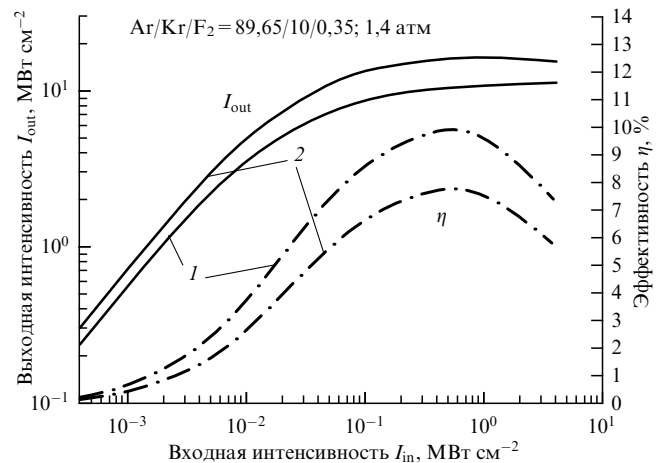


Рис. 6. Расчётная выходная интенсивность I_{out} и эффективность усиления η в зависимости от входной интенсивности I_{in} для двухпроходного усилителя ГАРПУН при различной удельной мощности накачки $W = 1$ (1) и 2 МВт см⁻³ (2). Рабочая смесь Ar/Kr/F₂ = 89,65/10/0,35 % при давлении 1,4 атм.

сов в лазере ГАРПУН с площадью апертуры 250 см² и длиной 1 м [55], а также рассчитанные зависимости $I_{\text{out}}(I_{\text{in}})$ с учётом и без учёта УСИ для различных мощностей накачки $W = 0,65$ и 1,3 МВт см⁻³. Видно, что УСИ в несколько раз снижает величину усиления $G \equiv I_{\text{out}}/I_{\text{in}}$. Рассчитанные зависимости $I_{\text{out}}(I_{\text{in}})$ для двухпроходного усилителя ГАРПУН, а также физического КПД $\eta = \eta_p \langle \eta_{\text{ext}} \rangle$, где

$$\langle \eta_{\text{ext}} \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L \eta_{\text{ext}}(x) dx = \frac{I_{\text{out}} - I_{\text{in}}}{g_0 L} \quad (11)$$

— усреднённый по длине усилителя КПД извлечения излучения из активной среды с учётом УСИ, показаны на рис. 6. Как видно, изменение удельной мощности накачки вдвое, от $W = 1$ до 2 МВт см⁻³, в режиме насыщения примерно вдвое увеличивает усиление G , но приводит к снижению КПД усилителя η от 10 до 7%.

На рисунке 7 показаны пространственные распределения УСИ в КгF-лазере ГАРПУН для однопроходной и двухпроходной схем усиления в отсутствие входного сигнала при мощности накачки $W = 0,6$ МВт см⁻³ [55]. В последнем случае "глухое" отражающее зеркало возвращает излучение в усилитель, вдвое увеличивая эффективную длину усиления. В однопроходной схеме (а) в соответствии с формулой (9) при условии $Y_{3,4} \ll I_s$ УСИ возрастает по экспоненциальному закону $Y_{3,4}(x) \propto \exp[(g_0 - \alpha)x]$ одинаковым образом в обоих направлениях вдоль длины усилителя; его влияние на коэффициент усиления среды ещё сравнительно невелико: $g(x) = 0,045-0,055$ по сравнению с $g_0 = 0,08$ см⁻¹. В двухпроходной схеме (б) отражённая от глухого зеркала интенсивность УСИ Y_4 быстро выходит на насыщение среды ($Y_4 > I_s$) и далее линейно возрастает вдоль усилителя. Это приводит к сильному снижению коэффициента усиления — на выходе его величина падает в четыре раза по сравнению с g_0 .

Так как во многих практически важных случаях, например для ЛТС, требуются лазерные импульсы с длительностью $\tau \sim 10$ нс, а активная среда КгF-лазера не позволяет накапливать энергию за времена, большие

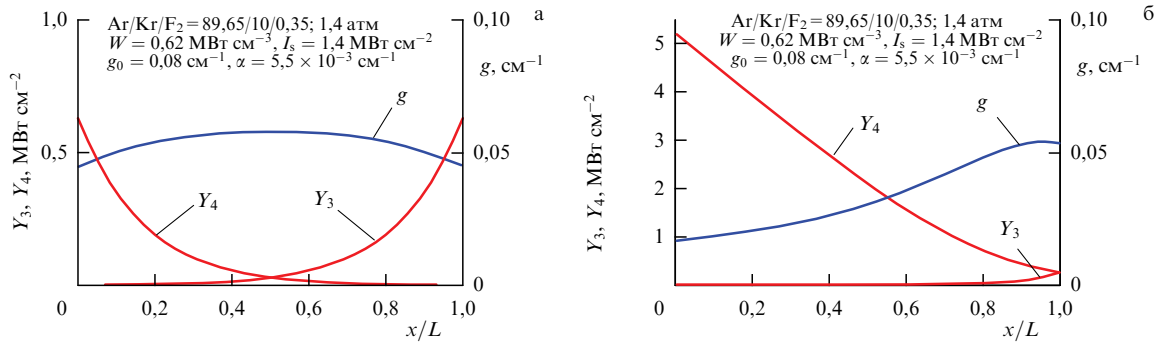


Рис. 7. Расчётные распределения УСИ вдоль оси усилителя ГАРПУН в однопроходной (а) и двухпроходной (б) схемах при удельной мощности накачки $W = 0,62 \text{ МВт см}^{-3}$ ($g_0 = 0,08 \text{ см}^{-1}$, $\alpha = 5,5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $I_s = 1,4 \text{ МВт см}^{-2}$). Рабочая смесь $\text{Ar/Kr/F}_2 = 89,65/10/0,35 \%$ при давлении 1,4 атм.

$\tau_c \approx 2 \text{ нс}$, для эффективного усиления требуемых импульсов при длительности накачки $\tau_p = 100\text{--}500 \text{ нс}$ используется оптическая схема углового мультиплексирования [56, 57]. Излучение задающего генератора разделяется на множество независимых пучков $N = \tau_p/\tau$, между которыми вводится временная задержка $\Delta t \approx \tau$ так, чтобы пуг импульсов с суммарной длительностью τ_p квазинепрерывным образом усиливался в каскадах усилителей. Так как все импульсы распространяются в разнесённых по углам независимых пучках, сохраняется возможность их сложения на мишени в требуемой комбинации путём компенсации задержек в оптическом демультиплексоре. Хотя такая сложная схема требует большого числа зеркал и других оптических элементов, она обладает рядом достоинств, обсуждаемых в разделе 3.1, например, наивысшей однородностью облучения мишени для ЛТС.

2.3. Усиление коротких импульсов и их цугов

Некогерентное усиление коротких импульсов с длительностью $\tau \ll \tau_c$ описывается модифицированным уравнением Франца – Нодвика [58]:

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = g(x)(1 - \exp(-\varepsilon)) - \alpha_{ns}\varepsilon, \quad \varepsilon = \frac{Q}{Q_s}, \quad (12)$$

$$Q(x) = \int_0^x I(x, t') dt',$$

где $I(x, t)$ и $Q(x)$ — интенсивность и плотность энергии импульса при распространении вдоль усилителя. Профиль коэффициента усиления $g(x)$ формирует УСИ (см. рис. 7) либо длинный лазерный импульс, усиливаемый одновременно с коротким [55]. Последняя схема, предложенная нами в работе [59], позволяет уменьшить потери, связанные с УСИ (см. раздел 2.4).

Локальная эффективность извлечения энергии из активной среды одиночным коротким лазерным импульсом $\eta_{1\text{ext}}$ находится как отношение приращения плотности энергии на единице длины усилителя $dQ/dx = Q_s d\varepsilon/dx$ к энергии, запасаемой на верхнем лазерном уровне $N^*h\nu = (g_0/\sigma)h\nu = g_0Q_s$. С учётом (12) получаем выражение для $\eta_{1\text{ext}}$ вдоль длины усилителя:

$$\eta_{1\text{ext}}(x) = \frac{1}{g_0} [g(x)(1 - \exp(-\varepsilon)) - \alpha_{ns}\varepsilon]. \quad (13)$$

Максимальное значение $\eta_{1\text{ext}}$ достигается при $\varepsilon_{\text{opt}} = \ln(g/\alpha_{ns})$:

$$(\eta_{1\text{ext}})_{\text{max}} = \frac{g}{g_0} \left[1 - \frac{\alpha_{ns}}{g} \left(1 + \ln \frac{g}{\alpha_{ns}} \right) \right]_{\text{max}}, \quad (14)$$

а средняя эффективность извлечения энергии из усилителя длиной L находится по формуле

$$\langle \eta_{1\text{ext}} \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L \eta_{1\text{ext}}(x) dx = \frac{\varepsilon(L) - \varepsilon(0)}{g_0 L}. \quad (15)$$

Для оценки характерных значений эффективности, полагая в простейшем случае $g(x) \equiv g_0$, получаем из выражения (14) наибольшую эффективность извлечения энергии одиночным импульсом

$$\eta_{1\text{ext}} = 1 - \frac{\alpha_{ns}}{g_0} \left(1 + \ln \frac{g_0}{\alpha_{ns}} \right) = 0,7\text{--}0,8$$

при оптимальной плотности энергии импульса $Q_{\text{opt}} = Q_s \ln(g_0/\alpha_{ns}) = 4,6\text{--}6,0 \text{ МДж см}^{-2}$. Чтобы найти эффективность усиления короткого импульса по отношению ко всей энергии накачки, следует иметь в виду, что одиночный импульс извлекает энергию из активной среды, накапливавшуюся за время $\tau_c \sim 2 \text{ нс}$, малое по сравнению с характерной длительностью электронно-пучковой накачки τ_p . В результате получаем, что эффективность усиления одиночного короткого импульса по отношению к накачке $\eta_1 = (\tau_c/\tau_p)\eta_{1\text{ext}}\eta_p \approx 0,004$ мала по сравнению с эффективностью квазистационарного усиления длинных импульсов $\eta = 0,12$ (см. раздел 2.2).

Так как при $\tau_c \ll \tau_p$ накопление возбуждённых молекул KrF на верхнем лазерном уровне невозможно, то эффективный съём энергии должен осуществляться цугом импульсов, отстоящих друг от друга на время порядка времени жизни возбуждённого состояния $\Delta t \sim \tau_c$. В этом случае для равномерного первоначального профиля усиления $g(x) \equiv g_0$ коэффициент усиления для каждого из последующих импульсов не успевает полностью восстановиться после усиления предыдущих импульсов и оказывается меньше, чем при усилении одиночного импульса [59, 60]:

$$g_{\Delta t} = g_0 \frac{1 - \exp(-\Delta t/\tau_c)}{1 - \exp(-\varepsilon) \exp(-\Delta t/\tau_c)}. \quad (16)$$

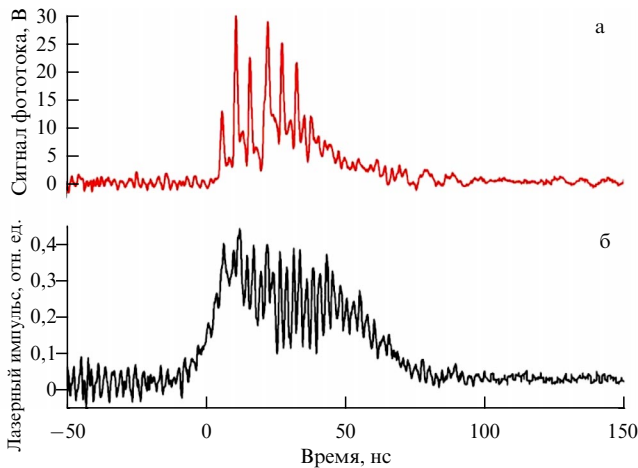


Рис. 8. Осциллограммы фототока в ионизованном воздушном промежутке (а) и амплитудно-модулированных лазерных импульсов (б) при инъекции пуга УКИ в резонатор. Амплитуды УКИ на осциллограммах занижены в 1000 раз из-за ограниченного временного разрешения фотоприёмника.

Максимальная эффективность усиления пуга коротких импульсов достигается при плотности энергии $Q_{\text{opt}} = Q_s \ln \{ 2 \exp(-\Delta t/\tau_c) + g_0/\alpha_{ns} [1 - \exp(-\Delta t/\tau_c)]^2 \}$ и составляет

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{1}{\Delta t/\tau_c} \left\{ \frac{[1 - \exp(-\Delta t/\tau_c)][1 - \exp(-\varepsilon)]}{1 - \exp(-\varepsilon) \exp(-\Delta t/\tau_c)} - \frac{\alpha_{ns}\varepsilon}{g_0} \right\}. \quad (17)$$

Для интервала следования импульсов $\Delta t \approx \tau_c = 2$ нс при $Q_{\text{opt}} = 3,1-4,3$ мДж см⁻² получаем $\eta_{\text{ext}} = 0,38-0,48$. Эффективность усиления пуга коротких импульсов по отношению к накачке, $\eta_{\text{train}} = \eta_{\text{ext}}\eta_p = 0,095-0,12$, в этом случае сравнима с эффективностью усиления длинных импульсов.

2.4. Одновременное усиление пуга коротких и длинных импульсов

Быстрое возобновление инверсии населённостей в активной среде КтF-лазера позволяет одновременно усиливать и длинные, и короткие импульсы. Если усиление одиночных коротких импульсов в двухпроходном усилителе большой длины происходит на квазистационарном профиле коэффициента усиления $g(x)$, создаваемого УСИ (см. рис. 7), то энергия и эффективность усиления УКИ будут заметно ниже, чем в рассмотренном выше случае $g(x) \equiv g_0$. Похожая картина возникает и при одновременном квазинепрерывном усилении длинных импульсов (или их пуга после мультиплексора) и коротких импульсов [59], с той существенной разницей, что в такой схеме отсутствуют потери на УСИ и можно сводить усиленные длинные и короткие импульсы на мишени, чтобы обеспечить сложную временную форму подводимой мощности. Так, для перспективной схемы ЛТС с ударным зажиганием [61] требуются импульсы с резким, почти на два порядка величины, возрастанием мощности в течение последних 100–200 пс. Кроме того, подавляя УСИ длинными импульсами, можно существенно повысить контраст коротких импульсов, направляя их в усилитель под небольшими углами к длинным, что представляет интерес для создания лазерно-плазмен-

ного источника рентгеновского излучения, используемого для просвечивающих диагностик мишени.

На гибридном Тi:сапфир–КтF-лазере ГАРПУН-МТВ продемонстрировано регенеративное усиление УКИ субпикосекундной длительности в резонаторе, где одновременно развивалась квазистационарная генерация [60]. В результате были получены комбинированные импульсы, состоявшие из длинных 100-нс импульсов, содержавших большую часть энергии, и УКИ, имевших длительность ~ 1 пс и на три порядка более высокую пиковую мощность. На осциллограмме рис. 8а их амплитуда занижена примерно в 1000 раз из-за ограниченного временного разрешения фотоприёмника (~ 1 нс). Амплитудно-модулированные импульсы сочетали в себе эффективную резонансно-усиленную ионизацию паров воды в атмосферном воздухе мощными УКИ и поддержание концентрации электронов в канале за счёт подавления прилипания к кислороду низкоинтенсивным 100-нс излучением пьедестала (рис. 8б). Такие импульсы нашли применение для иницирования длинных электрических разрядов [62, 63] и создания плазменных волноводов в атмосферном воздухе для высоконаправленной транспортировки СВЧ-излучения [64] (более подробно см. раздел 3.2).

3. Мощные эксимерные лазерные системы

3.1. Лазерные системы для генерации однократных импульсов

В этом разделе мы рассмотрим наиболее значимые достижения в создании мощных крупномасштабных эксимерных лазеров с накачкой электронным пучком. В таблице 2 перечислены большие эксимерные лазерные установки с объёмом активной среды в 20 л и более, использовавшиеся в качестве мощных генераторов или усилителей импульсов. Наиболее впечатляющие результаты были получены в ряде фирм и национальных лабораторий США, где уже в 1977 г. фирмой Maxwell Laboratory Inc. (MLI) был запущен первый большой КтF-лазер с длиной камеры 2 м и объёмом 60 л [43]. Последующее усовершенствование лазера свелось к увеличению длительности импульса электронно-пучковой накачки и генерируемого излучения от 2 до 4 мкс. При одной и той же энергии большая длительность импульса имеет некоторое преимущество при распространении излучения в атмосфере из-за уменьшения нелинейных эффектов и, кроме того, снижает требования на лучевую стойкость оптических элементов. Длинная накачка необходима также в генераторах для установления узкого углового или спектрального состава излучения, а также реализации режима синхронизации мод [65].

Крупномасштабный эксимерный лазер "Scaleup" с объёмом 1000 л был запущен фирмой AVCO в 1981 г. [43]. На нём впервые применялась схема двусторонней поперечной накачки встречными электронными пучками, которые вводились в лазерную камеру перпендикулярно её оптической оси. Такая геометрия позволяет однородно накачивать большой объём активной среды, что часто впоследствии применялось на других крупномасштабных установках. Была решена также проблема изготовления крупногабаритных оптических окон для лазерной камеры. На этой установке было продемон-

Таблица 2. Мощные импульсные эксимерные лазеры с электронно-пучковой накачкой

Лаборатория, лазер	Размеры камеры или объём	Активная среда	Длина волны излучения, нм	Энергия, Дж/имп.	Длительность импульса, нс
США					
Maxwell Lab. Inc. [43]	$L = 200$ см; $V = 60$ л	KrF	248	300	2000–4000
AVCO Research Lab., "Scaleup" [43]	$V = 1000$ л	XeCl XeF KrF	308 353 248	4000 5000 5500	2000 2000 2000
Thermo-Electron Technologies Corp., "SLAM" [43]	$100 \times 100 \times 200$ см; $V = 2000$ л	XeCl	308	6500	650
Livermore National Lab., "RAPIER B" [43]	$30 \times 30 \times 150$ см; $V = 130$ л	KrF	248	850	150
Los Alamos National Lab., "LAM Aurora" [60]	$100 \times 100 \times 200$ см; $V = 2000$ л	KrF	248	10000	650
Naval Research Laboratory, "Nike" [67]	$60 \times 60 \times 200$ см; $V = 720$ л	KrF	248	5000	240
Великобритания					
Rutherford Appl. Lab., "Sprite" [121]; "Titania" [130]	$\varnothing 27$ см, $L = 100$ см; $V = 60$ л; $\varnothing 42$ см, $L = 150$ см; $V = 200$ л	KrF KrF	248 248	150 1000	60 170
Япония					
Institute for Laser Science of University of Electro-Communica- tions [153]	$\varnothing 28$ см, $L = 100$ см; $V = 60$ л	KrF	248	460	100
Electrotechnical Lab., "ASHURA" [143]; "Super-ASHURA" [147]	$\varnothing 29$ см, $L = 100$ см; $V = 66$ л; $\varnothing 60$ см, $L = 200$ см; $V = 570$ л	KrF KrF	248	700 2700	100 270
Institute for Solid State Physics of Tokyo University [157]	$23 \times 23 \times 80$ см; $V = 42$ л	KrF	248	160	70
Китай					
China Institute of Atomic Energy, "Heaven-I" [158]	$\varnothing 27$ см, $L = 100$ см; $V = 57$ л	KrF	248	400	200
Northwest Institute of Nuclear Technology [162]	$\varnothing 38$ см, $L = 100$ см; $V = 110$ л	XeCl	308	500	200
СССР и Россия					
Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова [198]	$V = 20$ л	XeCl	308	100	1000
Институт сильноточной электроники [200]; [201]; [202]	$\varnothing 20$ см, $L = 150$ см; $V = 45$ л; $\varnothing 20$ см, $L = 100$ см; $V = 30$ л; $\varnothing 60$ см, $L = 200$ см; $V = 600$ л	XeCl XeCl KrF XeCl	308 308 248 308	150 110 90 1900	220 300 250
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, ГАРПУН [173]	$14 \times 18 \times 100$ см; $V = 25$ л	KrF	248	100	100

стрировано преобразование УФ-излучения с длиной волны $\lambda = 351$ нм при вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) в сжатом водороде с эффективностью около 25 %. Получено высокое качество лазерного пучка с расходимостью, близкой к дифракционной в синезелёной области спектра [66, 67].

Установка RAPIER B (Raman Amplifier Pumped by Intensified Excimer Radiation) была создана в Ливер-

морской национальной лаборатории им. Э. Лоуренса (LLNL) в 1981 г. [68]. Так же как и её предыдущая, меньшая по размерам версия RAPIER A, она была предназначена для экспериментов по компрессии и суммированию KrF-лазерных импульсов за счёт ВКР как альтернатива схеме углового мультиплексирования импульсов [56, 57]. Целью этих экспериментов было укорочение импульсов излучения KrF-лазера в необхо-

димый для ЛТС наносекундный диапазон длительностей [69]. Установка послужила прототипом для многих других больших КгF-усилителей, разработанных для ЛТС. В ней использовались более короткие (~ 150 нс) высоковольтные импульсы ускоряющего напряжения в вакуумных диодах, которые формировались в двухступенчатой схеме с резонансной перезарядкой генератора импульсных напряжений (ГИН) на двойные формирующие линии (ДФЛ) с деионизованной водой, а также двусторонняя поперечная накачка активной среды двумя направленными навстречу друг другу электронными пучками со стабилизацией в магнитном поле [70]. Продемонстрировано сужение спектра излучения до $\sim 7 \text{ см}^{-1}$, необходимое для эффективного ВКР-преобразования [69], и уменьшение расходимости излучения до $\sim 10^{-4}$ рад за счёт инжекции узкополосного излучения в неустойчивый резонатор лазера. Более подробно инжекционное управление спектральными и угловыми характеристиками эксимерных лазеров исследовалось в работе [71].

Наиболее крупным эксимерным лазером из всех, сделанных по заказу Министерства обороны США, являлся SLAM — Super Large Aperture Module, разработанный в Thermo-Electron Technologies Corp. (TTC) [43]. Установка должна была продемонстрировать "Raman beam cleanup technology" — способ ВКР-очистки пучка, т.е. возможность получения высокого качества пучка после ВКР-усилителя, накачиваемого эксимерным лазером с большой энергией, но с худшим качеством излучения. В 1986 г. на этом лазере была получена энергия генерации 6,5 кДж на длине волны $\lambda = 308 \text{ нм}$ с КПД 5,6 % при накачке рабочей смеси Xe/HCl/Ar с давлением 1,5 атм. Несколько позже SLAM генерировал энергию до 8 кДж на XeCl и 15–20 кДж на КгF в импульсах длительностью 650 нс. Так как по исходному замыслу качество оптики на установке могло быть не слишком высоким, на апертуре лазера $100 \times 100 \text{ см}$ устанавливались четыре независимых неустойчивых резонатора, а кварцевые выходные окна состояли из 16 отдельных элементов. Такое решение существенно удешевляло оптику, стоимость которой на подобном эксимерном модуле LAM в Лос-Аламосской национальной лаборатории (LANL) была чрезвычайно высока. В отличие от AVCO, накачка ВКР-усилителей осуществлялась четырьмя УФ-лазерными пучками, направленными под углом к усиливаемому стоксову излучению. Необходимая для эффективного преобразования в сжатом водороде ширина линии УФ-излучения $0,012 \text{ см}^{-1}$ обеспечивалась независимой инжекцией в резонаторы узкополосного излучения задающего генератора, предварительно усиленного в ХеCl-усилителе. В качестве задающего генератора использовался лазер на красителе с удвоением частоты. На выходе из ВКР-усилителя было получено излучение на длине волны $\lambda = 353 \text{ нм}$ с дифракционной расходимостью и энергией свыше 1 кДж. Эффективность преобразования составила 70 %. Кроме того, были продемонстрированы возможности "Raman look-through operation" — способа коррекции наведённых в атмосфере фазовых искажений путём усиления в ВКР-усилителе пробного низкоэнергетического лазерного пучка с обращённым волновым фронтом.

КгF-лазерный модуль LAM — Large Aperture Module, разработанный совместно TTC и LANL, являлся модификацией SLAM и использовался в качестве

двухпроходного оконечного усилителя многокаскадной установки "Auoga", предназначенной для исследований по ЛТС [44, 45]. В режиме свободной генерации с неоптимальным неустойчивым резонатором с него была получена энергия 10 кДж с КПД 6,5 %, а в режиме двухпроходного усилителя 5–6 кДж [72]. Утверждается, что при оптимизации LAM смог бы давать в режиме усиления выходную энергию 15–20 кДж. Рабочая смесь LAM F₂/Кг/Ar с давлением 600–1200 Торр накачивалась двумя встречными пучками электронов с энергией 675 кэВ и плотностью тока 12 А см^{-2} . Квадратное выходное окно лазерной кюветы с размерами $100 \times 100 \text{ см}$ было сделано из кварцевой пластины толщиной 7 см.

Многокаскадная КгF-лазерная установка "Auoga" состояла из задающего генератора, оптической системы пространственного и временного разведения пучков — углового мультиплексора, трёх каскадов предварительного усиления, оконечного каскада и демультиплексора — системы для одновременного сведения пучков на мишени. Угловое мультиплексирование, лежавшее в основе построения всей системы, позволяло разделить с помощью светоделителей исходный 5-нс импульс, необходимый для ЛТС, на 96 пучков. Согласование длительности накачки усилителей, равной 650 нс, скважности и полной длительности цуга обеспечивало эффективное извлечение запасённой энергии из усилителя. Из 96 усиливаемых пучков непосредственно для взаимодействия с мишенями предназначалось 48, содержащих до 1,5 кДж энергии с варьируемой длительностью импульсов 3–20 нс; остальные пучки предполагалось использовать для различных диагностик. В плоской геометрии при сведении всех пучков в единое пятно фокусировки диаметром 600 мкм на мишени достигалась плотность потока до $3 \times 10^{14} \text{ Вт см}^{-2}$. Решение проблемы синхронной работы задающего генератора и усилительных каскадов, автоматическая юстировка чрезвычайно сложной оптической системы позволили проводить один-четыре полномасштабных запусков установки в день. Планировалось достижение следующих параметров: энергии, поступающей на мишень в 48 пучках, — 5 кДж, пятна фокусировки — 300 мкм и интенсивности излучения $10^{15} \text{ Вт см}^{-2}$. Хотя эти параметры так и не были реализованы в связи с прекращением программы исследований, опыт эксплуатации установки "Auoga" и полученные на ней первые результаты послужили основой для нового проекта полномасштабной установки для ЛТС с энергией около 5 МДж и длительностью импульса 10 нс [73]. Для оконечных усилительных каскадов этой установки были разработаны модули "Power Amplifier Module — PAM", рассчитанные на выходную энергию 100 кДж [46, 47]. Возможности масштабирования КгF-лазерных модулей для ЛТС обсуждались также в работе [74], а различные схемы построения термоядерных энергетических установок (термоядерных реакторов) с КгF-лазерными драйверами впервые рассматривались в [75, 76].

Выявленные недостатки в работе установки "Auoga" [77], в частности, слишком большая длительность накачки усилителей и связанная с ней сложная и дорогая оптическая система мультиплексирования импульсов, были учтены при создании 56-пучковой многокаскадной КгF-лазерной установки "Nike" в Военно-морской лаборатории (Naval Research Laboratory — NRL), которая создавалась в рамках программы получения энергии

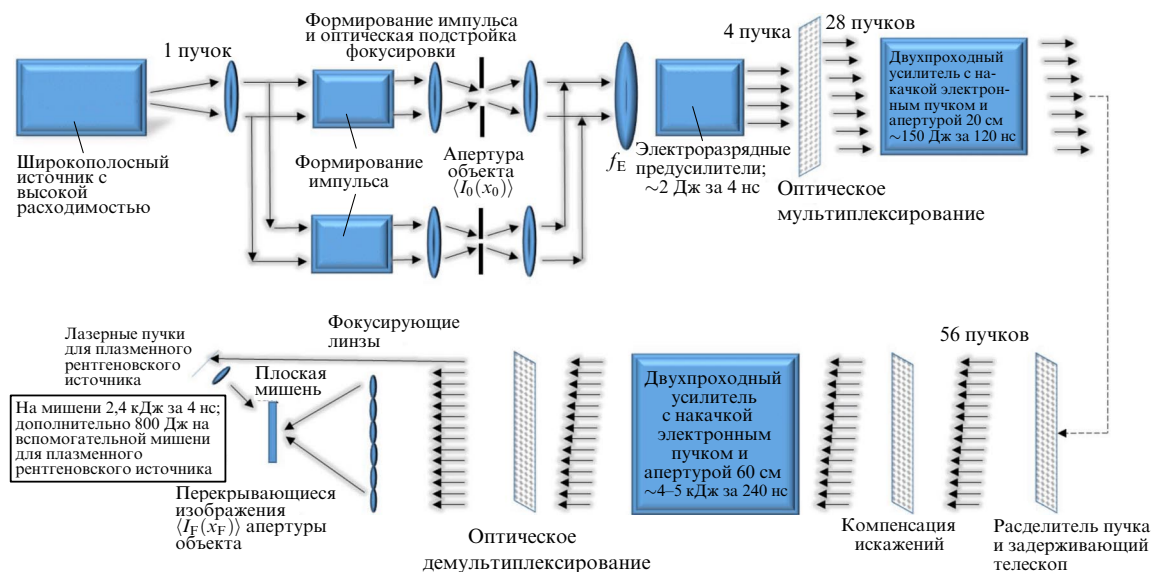


Рис. 9. Оптическая схема KrF-лазерной системы "Nike" в Военно-морской лаборатории США. (Перепечатано с разрешения © The Optical Society [81].)

термоядерного синтеза (Inertial Fusion Energy — IFE) Министерства энергетики США. На этой установке нового поколения, запущенной в 1995 г. [78], впервые использовался принцип индуцированной некогерентности лазерных пучков, позволяющий устранить микромасштабную спекл-структуру в фокальном пятне, характерную для когерентного излучения [79, 80]. Оптическая схема Nike показана на рис. 9 [81]. Из излучения широкополосного некогерентного электроразрядного KrF-источника, отличавшегося от обычного лазера отсутствием выходного зеркала резонатора, т.е. фактически генерировавшего некогерентное УСИ, с помощью электрооптических затворов и диафрагм формировались четыре импульса с требуемыми длительностью ~ 4 нс и угловым распределением [82], которые затем усиливались до энергии ~ 2 Дж в электроразрядных усилителях с рентгеновской предионизацией [83]. На следующем этапе после углового мультиплексирования 28 пучков усиливались в двух проходах через предусилитель с размерами активной области $20 \times 20 \times 100$ см и электронно-пучковой накачкой длительностью 120 нс. Наконец, после удвоения числа пучков пучки из 56 импульсов усиливались в двух проходах в окончательном усилителе с размерами $60 \times 60 \times 200$ см и длительностью электронно-пучковой накачки 240 нс. Энергия излучения на выходе системы достигала 4–5 кДж. После демуплексора 44 импульса некогерентного излучения с суммарной энергией до 3 кДж одновременно приходили на плоскую мишень. В результате неоднородность облучения мишени составила $\leq 0,2\%$ [84, 85], что является наименьшей величиной из всех когда-либо полученных в лазерных экспериментах. Остальные 12 пучков с энергией ~ 800 Дж использовались при создании рентгеновского источника на основе лазерной плазмы для диагностики лазерного взаимодействия с мишенью.

Нынешний статус импульсной лазерной системы "Nike" и созданного в той же лаборатории импульсно-периодического лазера "Electra", анализ различных ограничивающих физических и технологических факторов, прогнозы на улучшение параметров установок, а также

принципы создания KrF-лазерного драйвера с мегаджоульной энергией рассмотрены в обстоятельном обзоре [81]. Одновременно с лазерными экспериментами в NRL проводились интенсивные исследования гидродинамических неустойчивостей при ускорении тонких плоских слоёв вещества [86–93]. Эти эксперименты подтвердили представления о преимуществах УФ-лазерного излучения для взаимодействия с плазмой (см., например, обзоры [94, 95]), а именно: 1) коротковолновое излучение глубже проникает в плазму, так как для него выше критическая плотность $n_{cr} \propto \lambda^{-2}$ и оно эффективнее поглощается в более плотной плазме, создавая более высокое абляционное давление p ; 2) для УФ-излучения в плазменной короне с плотностью ниже критической выше пороги развития плазменных неустойчивостей, величина которых $\propto I\lambda^2/p$ определяется отношением пондеромоторного давления излучения к давлению в плазме; 3) более высокая скорость абляции ускоряемой оболочки мишени препятствует развитию гидродинамической неустойчивости Рэлея–Тейлора на границе с плазмой. Дополнительные преимущества для устойчивого сжатия сферической тонкостенной капсулы с термоядерным горючим дейтерий–третий (DT) в схеме ЛТС с прямым лазерным облучением (direct-drive ICF) даёт большая ширина спектра излучения KrF-лазера (~ 3 ТГц) и высокая однородность облучения некогерентным излучением. Экспериментально продемонстрировано постепенное уменьшение размеров пятна облучения на мишени по мере её сжатия (optical zooming) [79, 96], что позволяет устранить перераспределение энергии между многими пучками при их нелинейном взаимодействии с плазменной короной (crossed-beam energy transfer) [97], увеличивает эффективность нагрева мишени и симметрию её облучения.

В результате проведённых экспериментальных исследований и теоретических расчётов, анализа различных концепций получения энергии за счёт ЛТС (IFE) [94, 95, 98–104] были предложены два прототипа энергетических установок с KrF-лазерным драйвером (Fusion Test Facility — FTF) [102, 104], на которых можно было

бы проверить правильность выбранных концепций, тестировать различные элементы будущего термоядерного реактора и проверить их надёжность при высоких дозах облучения продуктами DT-реакции: нейтронами, рентгеновским и гамма-излучением, многозарядными ионами. В последней версии FTF [104] многослойная сферическая мишень облучается профилированными лазерными импульсами KrF-лазера с резким нарастанием мощности на 1–2 порядка в течение последних ~ 250 пс при полной длительности импульса ~ 10 –15 нс. Такой режим, впервые предложенный В.А. Щербаковым [106] и впоследствии названный "ударным зажиганием ЛТС" (shock-ignition ICF) [61], позволяет разделить стадии сжатия относительно холодного DT-горючего до высокой плотности и его последующего "зажигания" сходящейся к центру мишени мощной ударной волной, инициируемой высокоинтенсивной финальной частью лазерного импульса. Двумерные расчёты для оптимальной DT-мишени [105] показали, что энергия 500 кДж в профилированных импульсах способна обеспечить коэффициент усиления (отношение выделившейся термоядерной энергии к энергии лазера) $G_T \geq 130$. При полном КПД KrF-лазерного драйвера (отношение энергии излучения к первоначально запасаемой электрической энергии) $\eta_D = 7\%$ этого достаточно, чтобы выполнялось условие $G_T \eta_D \geq 10$, необходимое для создания энергетической установки с замкнутым циклом, работающей с частотой повторения импульсов 5–10 Гц и обеспечивающей воспроизводство затрат энергии на накачку драйвера (см., например, [107]). В драйвере предполагалось использовать 35 KrF-оконечных усилителей с размерами $60 \times 100 \times 200$ см и выходной энергией 17 кДж, снимаемой в схеме углового мультиплексирования пучком предварительно сформированных импульсов [108].

Такая KrF-лазерная система могла бы стать связующим звеном между демонстрацией "зажигания" реакции DT-синтеза на крупнейшей в мире неодимовой лазерной системе National Ignition Facility (NIF) в Ливерморской национальной лаборатории США (LLNL) с мегаджоульной энергией на третьей гармонике ($\lambda = 353$ нм) в однократных импульсах [109, 110] и будущей энергетической установкой импульсно-периодического действия на основе ЛТС. На установке NIF используется схема так называемого непрямого сжатия оболочечных мишеней (indirect-drive ICF) вторичным рентгеновским излучением [107], что позволяет улучшить однородность облучения сферических капсул с DT-горючим, помещённых в цилиндрический конвертор (hohlraum). Хотя и в этом случае пока не удалось в полной мере преодолеть гидродинамические неустойчивости, препятствующие достижению расчётного сжатия DT-горючего и приводящие к его перемешиванию с материалом оболочки, в недавних экспериментах 5 декабря 2022 г. получен выход термоядерных нейтронов за импульс $\sim 10^{18}$. Впервые в лазерных экспериментах произошло зажигание и разогрев термоядерного горючего α -частицами, а высвободившаяся энергия 3,15 МДж превысила лазерную энергию 2,05 МДж, т.е. получен $G_T > 1$. Об этом заявлено в пресс-релизе LLNL и Министерства энергетики США 13 декабря 2022 г. [111].

Этот важнейший результат и продолжающееся строительство других мегаджоульных твердотельных лазерных систем, таких как LMJ во Франции [112], УФ2-МЛ (первоначальное название этого проекта —

"Искра-6") в России [113, 114] и "Shenguang" в Китае [115–117], вселяют оптимизм в практическую реализацию лазерного термоядерного реактора с $G_T \eta_D \geq 10$. Увеличения G_T можно ожидать при прямом сжатии мишеней за счёт уменьшения потерь энергии, связанных с преобразованием лазерного излучения в рентгеновское в перспективной схеме ударного зажигания [61]. Все упомянутые твердотельные установки, использующие оптическую накачку импульсными лампами, имеют очень низкий полный КПД $\sim 0,1\%$ и работают в однократных импульсах с интервалом в несколько часов. Лазерные драйверы энергетических термоядерных установок (IFE) должны обладать мегаджоульной энергией при частоте повторения импульсов 5–10 Гц и большим ресурсом безостановочной работы в течение хотя бы одного года. Для разработки таких драйверов требуются совершенно иные подходы, например, лазерные кристаллы или керамика в качестве активной среды, охлаждаемые быстрым потоком газа или жидким азотом, с узкополосной накачкой полупроводниковыми светодиодами. Такая технология, получившая название "diode-pumped solid-state laser — DPSSL", впервые была продемонстрирована на установке "Mercury" (LLNL) [118]. Лазер генерировал наносекундные импульсы излучения с длиной волны $\lambda = 1051$ нм и энергией свыше 50 Дж при частоте повторения 10 Гц и полном КПД 5%. Ресурс безостановочной работы установки составлял 300000 импульсов в нескольких сериях продолжительностью 0,5–2 ч. Масштабирование технологии DPSSL на термоядерные установки мегаджоульного уровня энергий является очень серьёзной задачей. Некоторые концептуальные подходы её решения рассматривались в общеевропейском проекте High Power Laser Energy Research Facility — HiPER в рамках программы "European Strategy Forum on Research Infrastructures — ESFRI" [119].

Среди прочих потенциальных драйверов для ЛТС-реактора KrF-лазер с перечисленными выше уникальными свойствами в наибольшей степени отвечает основным физическим, технологическим и экономическим требованиям, предъявляемым к энергетическим установкам на основе ЛТС. В NRL на установке "Electra" (рис. 10)

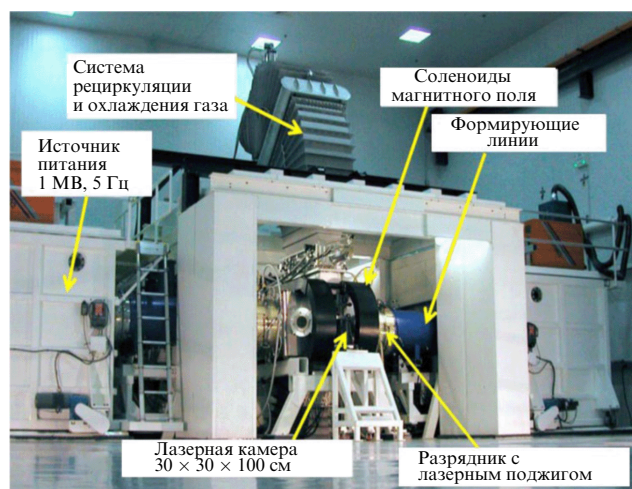


Рис. 10. Импульсно-периодический KrF-лазер "Electra" в Военно-морской лаборатории США. (Перепечатано с разрешения © The Optical Society [81].)

продемонстрирована длительная работа KrF-лазера с энергий 700 Дж в импульсно-периодическом режиме при частоте повторения импульсов 5 Гц (50000 импульсов в непрерывном пучке или 300000 в сумме за 8 дней) [81]. Большой интерес вызывает и ArF-лазер, на котором ещё в 1970–1980-е годы была получена энергия свободной генерации около 100 Дж и физический КПД $\sim 3\%$ при накачке электронным пучком с длительностью 50–65 нс [22, 120]. На установке "Electra", переоборудованной для работы с ArF-лазером в режиме свободной генерации при неоптимальных условиях возбуждения с ограниченного объёма (зеркала оптического резонатора не перекрывали всю апертуру лазера), получена энергия ~ 140 Дж [121]. При работе этого лазера в качестве двухпроходного усилителя прогнозируется КПД $\sim 16\%$, что, наряду с широкой полосой усиления ~ 10 ТГц и наименьшей длиной волны 193 нм среди всех существующих лазеров на галогенидах благородных газов, делает ArF-лазер привлекательным драйвером для будущего ЛТС-реактора [122, 123].

Среди европейских лазерных центров наибольшие достижения в разработке больших эксимерных лазеров принадлежат Резерфордской лаборатории в Великобритании (Rutherford Appleton Laboratory — RAL), где была создана многокаскадная KrF-лазерная система "Sprite" для широкого круга задач, связанных с нагреванием плазмы, исследованиями рентгеновских лазеров на многозарядных ионах и ЛТС [124]. Основной усилитель этой системы имел оригинальную компоновку с четырёхсторонним вводом электронных пучков в цилиндрическую кювету диаметром 27 см и длиной 100 см, что позволяло без использования магнитного поля однородно возбуждать активный объём 58 л, вкладывая в него около 3 кДж энергии за 60 нс. В режиме генератора при инжекции узкополосного излучения с энергией 50 мДж в неустойчивый телескопический резонатор с увеличением $M = 4$ "Sprite" давал на выходе импульсы излучения с энергией около 150 Дж, длительностью 60 нс, расходимостью 70 мкрад и узкой шириной линии $0,3 \text{ см}^{-1}$, необходимыми для эффективного нелинейного преобразования излучения при ВКР.

Лазерная система "Sprite" одной из первых среди эксимерных лазеров стала использоваться для усиления УКИ пикосекундной длительности [125]. Эта система состояла из пикосекундного стартового комплекса на основе лазера на красителе с преобразованием частоты в третью гармонику, электроразрядного усилителя EMG 103 MSC (Lambda Physik) и двух усилителей с электронно-пучковой накачкой "Goblin" (апертура 6 см, длина 40 см) и "Sprite", каждый из которых усиливал импульсы в двухпроходной схеме. Так как в режиме насыщения плотность энергии на выходе KrF-усилителя для пико- и субпикосекундных импульсов не может превысить $20\text{--}40 \text{ мДж см}^{-2}$ (см. раздел 2.2), то выходная энергия УКИ ограничивалась размерами выходной апертуры. На выходе широкоапертурного усилителя "Sprite" были получены УКИ с рекордной энергией 2,5 Дж и длительностью 3,5 пс, что соответствовало пиковой мощности излучения 0,7 ТВт, в 230 раз превышавшей номинальную мощность лазерных импульсов при работе в режиме генератора. При фокусировке излучения в пятно диаметром 25 мкм плотность потока на мишени достигала $5 \times 10^{15} \text{ Вт см}^{-2}$, хотя контраст, т.е. отношение энергии УКИ к энергии УСИ вдоль оси усилителя, был

невысок из-за отсутствия оптических развязок (насыщающихся поглотителей) между усилительными каскадами.

Эффективный способ получения пикосекундных импульсов излучения с высоким контрастом и малой расходимостью, разработанный в RAL, состоял в сочетании углового мультиплексирования и суммирования многих пучков в ячейках с ВКР-активным газом [126, 127]. Сформированный мультиплексором пучок пикосекундных УКИ, отстоящих друг от друга на несколько наносекунд, — время восстановления инверсной населённости в KrF-активной среде, делился на несколько пучков, которые усиливались в каскадах KrF-усилителей и затем накачивали ВКР-генератор и ВКР-усилители. Так как коэффициент усиления при ВКР-преобразовании экспоненциально зависит от мощности накачки, то контраст импульсов в такой системе может быть очень высок. Эксперименты, выполненные в H_2 , CH_4 , SF_6 , NH_3 , продемонстрировали высокую эффективность преобразования излучения накачки в первую стоксову компоненту, достигавшую 70% при рассеянии вперёд.

Угловое мультиплексирование и ВКР-суммирование [127, 128] были положены в основу проекта более мощной лазерной системы "Super Sprite" [129–131]. Предполагалось, что эта система будет иметь выходную энергию до 7 кДж с длительностью импульсов, варьируемой от 3 пс до 3 нс, и максимальной мощностью до 750 ТВт при дифракционной расходимости преобразованного излучения на длине волны $\lambda = 268\text{--}277$ нм. Помимо усилителей "Goblin" и "Sprite", планировалось изготовление ещё двух усилительных каскадов. Запущенный в эксплуатацию новый усилитель "Titania" имел цилиндрическую кювету с апертурой 42 см и длиной 150 см. Он с четырёх сторон накачивался электронными пучками с длительностью импульсов 170 нс и был рассчитан на выходную энергию излучения в режиме свободной генерации 1,0 кДж. Ещё один усилитель "Oberon" с секционированной апертурой 150 см и длиной кюветы 350 см проектировался на выходную энергию 15 кДж при накачке 12 электронными пучками с шести сторон. На KrF-лазерной системе "Super Sprite" с новым оконечным усилителем "Titania" в субпикосекундном импульсе ожидалась пиковая мощность до 10 ТВт и интенсивность излучения на мишени $10^{20} \text{ Вт см}^{-2}$, что позволило бы проводить исследования в обоснование ещё одной перспективной схемы ЛТС с "быстрым зажиганием" (fast-ignition ICF) [132–134].

В схеме с быстрым зажиганием, так же как и в схеме с ударным зажиганием, разделены во времени стадии сжатия DT-горючего наносекундными импульсами и последующего зажигания, которое осуществляется быстрыми электронами с энергией $\sim 1 \text{ МэВ}$, проникающими в сжатое горючее [135]. Быстрые электроны генерируются в разреженной плазменной короне мощным 20-пс импульсом за счёт развития плазменных неустойчивостей, а для их эффективной транспортировки к плотному ядру используется второй импульс с длительностью ~ 100 пс, создающий "канал" в плотной плазме за счёт пондеромоторного давления излучения. В обзорах [136, 137] рассматривались и другие способы быстрого зажигания с помощью ускоренных протонов или тяжёлых ионов, позволяющие уменьшить энергию основного наносекундного лазерного драйвера.

Коротковолновое излучение KrF-лазера может быть сфокусировано в пятно малого размера $S \propto \lambda^2$, и, следовательно, для заданной пиковой мощности импульса P можно получить более высокую интенсивность на мишени $I \propto P\lambda^{-2}$. В свою очередь, величины пондеромоторного давления, ответственного за прохождение излучения через плазменную корону и передаваемую быстрым электронам энергию, — обе определяются параметром $I\lambda^2 \propto P$, т.е. не зависят от длины волны. Преимущество УФ-излучения для рассматриваемой схемы ЛТС состоит в том, что, проникая в более плотную плазму с критической плотностью $n_{cr} \propto \lambda^{-2}$, оно передаёт энергию большому количеству ускоренных электронов и тем самым эффективнее нагревает сжатое DT-горючее.

При прямом усилении коротких спектрально-ограниченных импульсов в KrF-лазерных системах нелинейное взаимодействие УФ-УКИ с окнами усилителей и другими проходными элементами оптического тракта ограничивает предельно достижимую мощность излучения [138, 139], хотя и не так сильно, как в твердотельных лазерах. Нелинейные процессы существенны и при распространении мощных УФ-импульсов вдоль протяжённой воздушной трассы между усилительными каскадами, в угловом мультиплексоре и демультиплексоре [139, 140]. На лазерной системе "Super Sprite" были экспериментально опробованы два способа усиления мощных УКИ. В обоих случаях в качестве задающего генератора УКИ использовался Ti:сапфировый стартовый комплекс, излучение которого преобразовывалось в третью гармонику, совпадающую с полосой усиления KrF-активной среды. В первом случае применялась схема усиления chirпированных импульсов [141]: исходные УКИ с длительностью 150 фс и энергией $\sim 0,5$ мДж с помощью оптического стретчера растягивались во времени до ~ 50 пс и модулировались по частоте, после чего усиливались в широкоапертурных усилителях "Sprite" и "Titania" до энергии 7 Дж [132]. Однако при последующем сжатии импульсов в оптическом компрессоре приходилось ослаблять энергию, чтобы избежать разрушения дифракционных решёток. Вследствие этого энергия УКИ после компрессора не превышала 0,25 Дж при длительности 750 фс, а достигнутая интенсивность излучения 10^{18} Вт см $^{-2}$ в пятне фокусировки 1,5 мкм была на два порядка ниже, чем планировалась. Хотя усиление chirпированных УКИ в принципе решает указанные проблемы в KrF-системах [142, 143], низкая лучевая стойкость дифракционных решёток в УФ-диапазоне, их высокая стоимость для лазерных пучков с большим сечением, а также большое количество лазерных пучков в схеме углового мультиплексирования значительно затрудняют реализацию этого метода на практике. Альтернативный подход состоял в использовании пуга спектрально-ограниченных узкополосных импульсов с длительностью 10–60 пс для накачки ВКР-генератора и ВКР-усилителей с метаном в качестве сумматоров излучения [133]. Ожидалось, что на системе "Super Sprite" в схеме углового мультиплексирования суммарная энергия в пуге 60-пс импульсов после KrF-усилителей составит ~ 130 Дж, а после ВКР-суммирования с эффективностью 70 % энергия в одном 60-пс импульсе на стоксовой длине волны 268 нм составит ~ 100 Дж. Однако эти планы не были реализованы, так как работы с KrF-лазером были прекращены, а дальнейшие эксперименты в RAL по усилению chirпированных

УКИ выполнялись на твердотельной лазерной системе петаваттного класса "Vulcan".

Японские исследования в области мощных эксимерных лазеров представлены в табл. 2 тремя научными центрами. Наиболее крупная установка ASHURA (Advanced System for High-Power UV Radiation Application) была создана в электротехнической лаборатории (Electrotechnical Laboratory), позже переименованной в Институт современной науки и технологии (Advanced Institute of Science and Technology — AIST). Работы в этой лаборатории с небольшими отличиями повторяли программу RAL в Великобритании. Лазер ASHURA состоял из электроразрядного задающего генератора с узкой линией излучения, электроразрядного усилителя и двух KrF-усилителей "Amp 2" и "Amp 3" с электронно-пучковой накачкой, а также системы для ВКР-компрессии лазерных импульсов [144, 145]. Второй усилитель "Amp 2" с активным объёмом $20 \times 20 \times 60$ см при поперечной накачке двумя электронными пучками генерировал импульсы с энергией 230 Дж и длительностью 100 нс. Оконечный усилитель "Amp 3" с цилиндрической кюветой диаметром 29 см и длиной 100 см возбуждался симметрично с четырёх боковых сторон восемью электронными пучками с длительностью импульсов 100 нс. В режиме свободной генерации энергия излучения с активного объёма 66 л составляла 700 Дж, а в схеме углового мультиплексирования при двухпроходном усилении шести импульсов с длительностью 15 нс — 660 Дж. Высокая удельная мощность накачки до $1,9$ МВт см $^{-3}$ позволяла работать на смесях с большим содержанием Кг. Для таких смесей при сравнительно низком рабочем давлении ~ 1 атм физический КПД может превышать 10 %, а интенсивность насыщения ~ 10 МВт см $^{-2}$, вследствие этого они перспективны для использования в крупномасштабных KrF-усилителях [146].

При прямом усилении коротких импульсов длительностью 6 пс в электроразрядном усилителе и "Amp 2" на установке ASHURA была получена энергия около 2 Дж [147]. Задающим генератором в этих экспериментах служил лазер на красителе с преобразованием частоты в полосу усиления KrF-усилителей. Для более масштабной установки Super-ASHURA был создан новый оконечный усилитель "Amp 4", который имел диаметр 60 см и длину 200 см. Накачка осуществлялась 16 электронными пучками с восьми сторон при длительности импульсов 270 нс. Уменьшенная до $0,5$ МВт см $^{-3}$ удельная мощность накачки позволяла поддерживать приемлемый уровень УСИ [148–150]. При двухпроходном усилении 12 импульсов с длительностью 20 нс в схеме углового мультиплексирования и заполнении апертуры усилителя на 74 % получена энергия излучения 2,7 кДж. Для сокращения длительности импульсов до нескольких наносекунд использовалась ячейка с метаном, в которой эффективность преобразования энергии излучения в первую стоксову компоненту (длина волны $\lambda = 268$ нм) при ВКР-рассеянии вперёд достигала 73 % [151]. При обратном ВКР-рассеянии удалось сократить длительность импульсов до 150 пс с эффективностью преобразования 27 % [152]. При этом пиковая мощность излучения возросла в 30 раз.

KrF-лазер в Институте лазерных исследований (Institute for Laser Science — ILS) Токийского университета электрокоммуникаций (University of Electro-Communications) имел традиционную схему поперечной дву-

сторонней накачки со стабилизацией электронных пучков магнитным полем. При энергокладе 4,2 кДж с активного объёма 60 л (диаметр кюветы 28 см, длина 100 см) получена выходная энергия 460 Дж в импульсе длительностью 100 нс [153]. Проведённые на установке экспериментальные исследования и численное моделирование позволили выработать критерии масштабирования KrF-драйверов для ЛТС. Предельные размеры усилителя, ограничиваемые УСИ, составили $3 \times 2 \times 10$ м [154]. При весьма низкой мощности накачки $0,1 \text{ МВт см}^{-3}$ такой усилитель был способен обеспечить энергию 500 кДж при физическом КПД около 10 %.

Для укорочения импульсов от нескольких десятков наносекунд до десятков пикосекунд в ILS была разработана многокаскадная схема ВКР-генератор–усилитель на основе обратного нестационарного ВКР-рассеяния излучения KrF-лазера в метане, которая позволила увеличить пиковую мощность стока излучения на длине волны $\lambda = 268$ нм в 150 раз при эффективности преобразования 22 % [155]. В другой схеме 10-пс затравочные импульсы задающего генератора FL-4000 T (Lambda Physik) на основе лазера на красителе с эксимерной накачкой и удвоением частоты последовательно усиливались в электроразрядном и широкоапертурном электронно-пучковом KrF-усилителях. Для укорочения длительности импульсов и повышения контраста использовались насыщающиеся поглотители на основе раствора акридина в метаноле [156]. На выходе системы получены УКИ с энергией 1 Дж и длительностью по полувысоте 350 фс, что соответствовало пиковой мощности излучения 2,5 ТВт.

Исследования Института физики твёрдого тела (Institute for Solid State Physics) Токийского университета были также направлены на разработку импульсной субпикосекундной KrF-лазерной системы тераваттного уровня мощности [157]. Система работала в схеме генератор–усилитель и состояла из генератора субпикосекундных УКИ на основе лазера на красителе с преобразованием излучения в третью гармонику, электроразрядного KrF-усилителя с размерами активной области $7 \times 7 \times 80$ см и широкоапертурного усилителя с электронно-пучковой накачкой с размерами $23 \times 23 \times 80$ см. Энергия свободной генерации последнего при энергокладе 1,8 кДж за 70 нс и удельной мощности накачки $0,6 \text{ МВт см}^{-3}$ составляла 160 Дж. При двухпроходном усилении УКИ на выходе лазерной системы была получена энергия 1,5 Дж в импульсах длительностью 390 фс, что соответствовало пиковой мощности излучения 4 ТВт. При этом доля усиленного спонтанного излучения не превышала 1,8 %.

Китай позже других стран включился в создание больших эксимерных лазерных установок, предназначенных для ЛТС, исследования лазерной плазмы и уравнения состояния вещества при высоких давлениях. Одна из них — многофункциональная KrF-лазерная система Heaven-I — была построена в Институте атомной энергии Китая (China Institute of Atomic Energy — CIAE) [158]. В наносекундной версии этой системы в качестве задающего генератора использовался электроразрядный лазер LPX-150 (Lambda Physik) с энергией 400 мДж в 23-нс импульсах. Инжекционное управление угловой расходимостью излучения в генераторе и пространственный фильтр на выходе служили для улучшения расходимости исходного излучения, которое последовательно усилива-

лось в двух проходах через предусилитель диаметром 12 см и длиной 50 см, затем через оконечный усилитель диаметром 27 см и длиной 100 см. В режиме свободной генерации с оптимальным резонатором при двусторонней поперечной накачке встречными электронными пучками с удельной мощностью $\sim 1 \text{ МВт см}^{-3}$ последний из них генерировал энергию 400 Дж при длительности импульса 200 нс. На установке реализована схема углового мультиплексирования с шестью пучками, в которой получена суммарная энергия излучения 120 Дж [159]. При фокусировке на мишени в пятно диаметром 220 мкм интенсивность излучения составила $\sim 10^{13} \text{ Вт см}^{-2}$. Для укорочения длительности импульсов до 5 нс и улучшения качества пучка была разработана схема преобразования KrF-излучения в ВКР-генераторе и трёх каскадах ВКР-усилителей на метане. Ожидалось, что при рассеянии вперёд около 60 % энергии накачки может быть преобразовано в стоково излучение, которое создаст интенсивность на мишени $10^{14} \text{ Вт см}^{-2}$ при пространственном перекрытии трёх сфокусированных пучков. В последующих экспериментах [160, 161] схема установки была модифицирована для получения равномерного распределения интенсивности при облучении плоских мишеней за счёт внесения индуцированной некогерентности, подобно тому как это делалось на KrF-лазере "Nike". Для этого в задающем генераторе LPX-150 было снято выходное зеркало резонатора, а некогерентное УСИ ретранслировалось вдоль усилительного тракта. Суммарная энергия шести импульсов после усиления составляла 160 Дж при длительности 25 нс. Неоднородность распределения интенсивности в пятне фокусировки 400 мкм была менее 1,6 % при интенсивности $3,7 \times 10^{12} \text{ Вт см}^{-2}$.

В экспериментах с короткими УФ-импульсами использовался Ti:сапфировый стартовый комплекс "Tsunami" (Spectra Physics), который после преобразования излучения в третью гармонику генерировал УФ-УКИ с длительностью 130 фс и энергией ~ 1 мДж. Импульсы усиливались в двухпроходной внеосевой схеме до энергии 50 мДж в электроразрядном KrF-усилителе LLG-50 (Laser Laboratorium, Gettlingen) с апертурой 4×4 см, который работал с частотой повторения 10 Гц. При фокусировке УКИ с длительностью 440 фс на мишени в пятно диаметром 5 мкм интенсивность излучения достигала $10^{17} \text{ Вт см}^{-2}$. При прямом последовательном усилении УКИ в электроразрядном KrF-усилителе и широкоапертурных усилителях с электронно-пучковой накачкой энергия одиночного УКИ (в одном пучке) после усиления составляла 2–3 Дж при длительности 1,2 пс.

Мощная многокаскадная XeCl-лазерная система, созданная в Северо-восточном институте ядерных технологий (Northwest Institute of Nuclear Technology — NINT), предназначена для однородного облучения плоских мишеней за счёт пространственного перекрытия 18 пучков с индуцированной пространственной некогерентностью излучения [162, 163]. Некогерентное излучение электроразрядного XeCl-генератора создавалось с помощью диффузного рассеивателя, затем последовательно усиливалось в трёх электроразрядных усилителях. В мультиплексоре импульсы распределялись по 18 пучкам, которые под небольшими углами друг к другу поступали на вход двух широкоапертурных усилителей с накачкой электронными пучками. Усилители были спроектированы и изготовлены в Институте сильноточной электро-

ники (ИСЭ) СО АН СССР в Томске. Меньший из усилителей с апертурой 25 см в режиме свободной генерации выдавал энергию 90 Дж в импульсе длительностью ~ 200 нс. Большой усилитель имел апертуру 38 см и при радиальной накачке с шести сторон выдавал до 500 Дж в свободной генерации. При усилении пуга из 18 импульсов с длительностью по полувысоте 7 нс и интервалом следования 10 нс суммарная энергия на выходе системы достигала 80 Дж. После демультимплексора все импульсы одновременно фокусировались на мишени в пятно диаметром 860 мкм с интенсивностью излучения $\sim 10^{13}$ Вт см $^{-2}$ и неравномерностью 1,3 %.

3.2. Работы по мощным эксимерным лазерам в нашей стране

Первый XeCl-лазер с большим объёмом активной среды $20 \times 10 \times 200$ см был запущен в ФИАНе в 1981 г. [164]. При накачке электронным пучком с энергией электронов 200 кэВ, плотностью тока 4 А см $^{-2}$ и длительностью импульсов по полувысоте 0,8 мкс на нём была получена энергия генерации 4,8 Дж, а в электроионизационном варианте до 20 Дж. Напряжение на вакуумный диод подавалось непосредственно от ГИНа, а электронный пучок выводился в лазерную кювету с одной стороны. В Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова (ИАЭ) в аналогичной схеме односторонней поперечной накачки, но при более эффективном согласовании ГИНа и вакуумного диода удалось повысить плотность тока до 40 А см $^{-2}$ и получить с активного объёма около 20 л энергию генерации на XeCl 100 Дж в импульсе длительностью около 1 мкс [165]. Однако распределение энергии накачки и генерации было существенно неоднородным. Сильная неоднородность возбуждения ограничивала выходные параметры XeCl-лазера и на установке с активным объёмом 30 л, созданной в ИСЭ [166]. Накачка осуществлялась электронным пучком с энергией электронов ~ 300 кэВ, плотностью тока до 15 А см $^{-2}$, длительностью импульса $\sim 1,3$ мкс и площадью 150×13 см. Переход к двухстороннему вводу электронных пучков в лазерную камеру и увеличение энергозапаса ГИНов позволили существенно повысить однородность возбуждения и увеличить активный объём лазера до 45 л. При плотности тока 20 А см $^{-2}$ была получена энергия генерации 150 Дж в импульсе длительностью по полувысоте 220 нс и расходимость 5 мрад [167].

Компактный эксимерный лазер с энергией генерации 90 Дж на KrF и 110 Дж на XeCl в импульсах с длительностью ~ 300 нс описан в работе [168]. В нём использован четырёхсторонний ввод радиально-сходящихся электронных пучков в лазерную камеру диаметром 20 см и длиной 100 см и малоиндуктивный ГИН с вакуумной изоляцией, располагавшийся в одном объёме с вакуумными диодами. Похожая компоновка высоковольтных источников питания (ГИНов и импульсных трансформаторов) в едином вакуумном объёме вместе с диодами, обеспечивавшая малую индуктивность и длительность импульсов электронного тока, надёжную электрическую изоляцию при компактных размерах, использована и в упомянутых выше широкоапертурных XeCl-усилителях с энергией 90 и 500 Дж, созданных в ИСЭ для эксимерной лазерной системы в NINT в Хиане (Китай) [162, 163]. Наибольшая энергия излучения XeCl-лазера 1,9 кДж в импульсах с длительностью 250 нс была впоследствии получена в ИСЭ в аналогичной схеме

формирования импульсов ускоряющего напряжения и шестисторонней накачке активного объёма 600 л в камере диаметром 60 см и длиной 200 см [169].

Эти же принципы построения электронных ускорителей были использованы в широкоапертурных фотохимических усилителях фемтосекундных УКИ TNL-30 в ФИАНе [170] и TNL-100 в ИСЭ [171], работающих на переходе XeF ($C \rightarrow A$) с длиной волны $\lambda = 475$ нм при фотодиссоциации молекул XeF $_2$ [39, 40]. Источником ВУФ-излучения для фотодиссоциации служило излучение димера Xe $_2$ в области 172 нм, возникавшее при возбуждении сжатого до 3 атм ксенона электронными пучками. Электронные пучки с нескольких сторон (четырёх в TNL-30 и шести в TNL-100) вводились в ксеноновый конвертер, расположенный коаксиально с лазерной камерой. ВУФ-излучение из конвертера выводилось в камеру через окна из фтористого кальция, что обеспечивало однородное возбуждение активной среды в усилителях, апертуры которых составляли соответственно 12×12 см и 24 см. На выходе TNL-100 получена энергия излучения 1,2 Дж в 30-фс импульсах при пиковой мощности 40 ТВт [172].

3.3. KrF-лазерная система ГАРПУН в ФИАНе

Созданный по инициативе академика Н.Г. Басова KrF-лазер ГАРПУН (аббревиатура от Газовый Релятивистский Пучком Накачиваемый) был запущен в ФИАНе в 1991 г. [173]. По сути, это был первый в стране широкоапертурный эксимерный лазер, в котором применялась двухступенчатая схема импульсного высоковольтного питания вакуумных диодов с резонансной перезарядкой ГИНов на ДФЛ и поперечная двусторонняя накачка активной среды объёмом $16 \times 18 \times 100$ см электронными пучками, стабилизированными магнитным полем [174]. Такая схема обеспечивала высокую однородность возбуждения рабочей смеси Ar/Kr/F $_2$ с удельной мощностью накачки $W = 0,7-0,8$ МВт см $^{-3}$ и эффективную генерацию 100-нс импульсов с энергией 100 Дж и пиковой мощностью 1 ГВт [175]. Для управления угловым и спектральным составом излучения в неустойчивый резонатор лазера инжектировались затравочные 20-нс импульсы электроразрядного KrF-задающего генератора [176] (рис. 11). В режиме инжекционного управления расходимость излучения составляла 0,2 мрад, а ширина

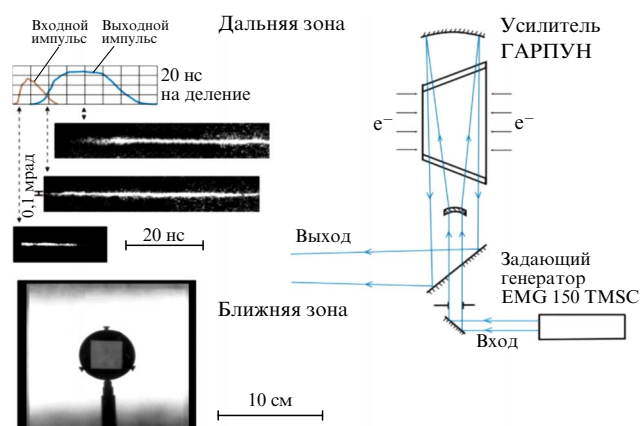


Рис. 11. Оптическая схема лазера ГАРПУН в режиме инжекционного управления и распределения выходного излучения в ближней и дальней зонах.

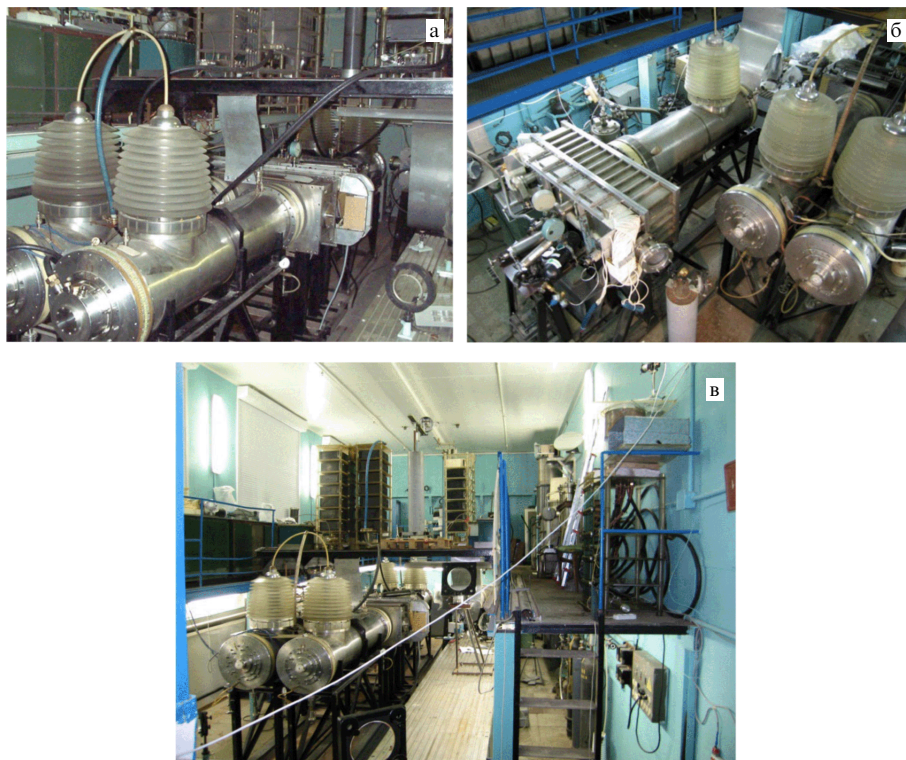


Рис. 12. Фотографии KrF-лазера ГАРПУН: основного усилителя (а), предусилителя (б) и общий вид установки (в).

спектра $\sim 0,2$ либо $\sim 40 \text{ см}^{-1}$ в зависимости от спектра задающего генератора.

В 1996 г. к основному KrF-усилителю был добавлен предусилитель "Бердыш" с активным объёмом $8 \times 8 \times 110 \text{ см}$ [177], на котором при односторонней электронно-пучковой накачке и удельной мощности $W = 0,6 - 0,7 \text{ МВт см}^{-3}$ была получена энергия излучения 25 Дж [178]. В схеме последовательного двухпроходного усиления 20-нс импульсов задающего генератора в обеих каскадах достигнута выходная энергия до 30 Дж с пиковой мощностью 1,5 ГВт. Фотографии усилителей, а также общий вид лазера ГАРПУН приведены на рис. 12.

В 2006 г. установка была оснащена Ti:сапфировым стартовым комплексом "Старт-248 М" (ООО Авеста Проект) с утроением частоты излучения, генерировавшим 100-фс импульсы в полосе усиления KrF [178]. Синхронизация стартового комплекса и электронно-пучковой накачки усилителей осуществлялась электро-разрядным KrF-задающим генератором, импульсы которого поджигали разрядники пяти ДФЛ, формировавших импульсы высокого напряжения для вакуумных диодов предусилителя и усилителя (рис. 13). На новой гибридной Ti:сапфир – KrF-лазерной системе, получившей название ГАРПУН-МТВ, при прямом усилении УКИ были получены импульсы субпикосекундной длительности с энергией до 0,6 Дж [179]. Таким образом, был реализован тераваттный уровень мощности, сопоставимый с полученным ранее на больших KrF-усилителях с электронно-пучковой накачкой.

В отличие от большинства предшествовавших работ, где нелинейные эффекты подробно не исследовались (за исключением [180, 181]), в наших экспериментах на установке ГАРПУН-МТВ наблюдались самофокусировка и филаментация лазерного пучка, которые существенно влияли на усиление УКИ и их рас-

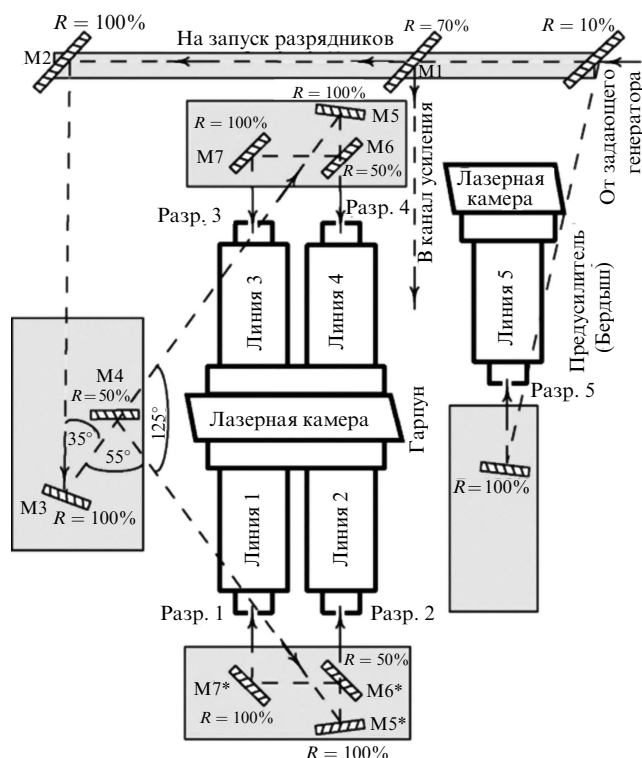


Рис. 13. Схема синхронизации ДФЛ в KrF-усилительных каскадах с электронно-пучковой накачкой и электро-разрядного задающего KrF-генератора.

пространение вдоль 100-м воздушной трассы. Так как мощность УКИ на четыре порядка превосходила критическую мощность самофокусировки УФ-излучения в воздухе $P_{cr} = 3,77\lambda^2 / 8\pi n_0 n_2 \approx 0,1 \text{ ГВт}$ [182], где линей-

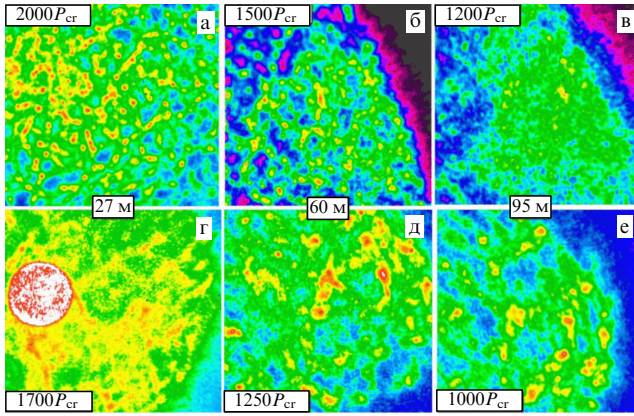


Рис. 14. Распределения излучения в лазерном пучке на различных расстояниях L от оконечного усилителя: без (а–в) и с Xe-ячейкой (г–е), помещённой на расстоянии 5 м от усилителя. Размер отображаемой области 4×4 см. Пиковая мощность УКИ в единицах $P_{cr} = 0,1$ ГВт показана на вставках. Интенсивность на изображениях увеличивается в последовательности цветов: фиолетовый, тёмно-синий, синий, зелёный, жёлтый и красный.

ный показатель преломления $n_0 \approx 1$, нелинейный показатель $n_2 \approx 10^{-18} \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$, при распространении излучения наблюдалась множественная самофокусировка и образование оптических филаментов (рис. 14). Лазерный пучок распадался на несколько сотен филаментов с характерным диаметром $d_f = 240\text{--}340$ мкм, интенсивностью и плотностью энергии на несколько порядков большими, чем в фоновом излучении [63, 64]. В качестве возможных механизмов филаментации рассматривались когерентные процессы резонансного двухфотонного возбуждения электронного состояния водяных паров $\tilde{C}^1\text{B}_1 \rightarrow \tilde{X}^1\text{A}_1$ и вынужденного комбинационного рассеяния на вращательных переходах азота [183]. При высокой интенсивности в филаментах $I_f = (2,0 \pm 0,6) \times 10^{11} \text{ Вт см}^{-2}$ двухфотонное возбуждение приводило к эффективной резонансно-усиленной трёхфотонной ионизации паров $(2 + 1)$ (Resonance Enhanced MultiPhoton Ionization — REMPI), протекавшей через промежуточное $\tilde{C}^1\text{B}_1$ -состояние с аномально большим сечением $\sigma^{(3)} = (5,6 \pm 3,8) \times 10^{-27} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1} \text{ Вт}^{-3}$ [184], что создавало слабоионизованные непрерывные плазменные каналы в атмосферном воздухе с плотностью электронов $\rho_{ef} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [183]. Их длина достигала 15 м [185], а область филаментации лазерного пучка начиналась в 15 м от выхода оконечного усилителя и простиралась до 60 м. Количество филаментов в сечении пучка постепенно уменьшалось с расстоянием L из-за увеличивающегося нелинейного набега фазы $\Delta = n_2 I_f L$ для высокоинтенсивных филаментов по сравнению с фоновым излучением [186], что приводило к потере когерентности лазерного пучка. Максимальная длина филаментации определялась условием $\Delta \leq L_{coh}$, где длина когерентности $L_{coh} = \lambda^2 / 2\Delta\lambda$, а $\Delta\lambda = 2,5$ нм — ширина спектра излучения, уширенного за счёт ВКР.

Филаментация лазерного пучка негативно влияла на усиление УКИ. Развиваясь в воздушных промежутках между каскадами усилителей, в проходных оптических элементах усилительного тракта, включая окна усилителей и пространственного фильтра [187], она приводила к дополнительным потерям при усилении. Изготовленные из фтористого кальция оптические элементы, хотя они и

обладают наименьшим нелинейным поглощением среди всех УФ-оптических материалов, но и в них наблюдалось нелинейное поглощение и рассеяние лазерного излучения, уширение спектра сверх полосы усиления КгF-лазера, а также образование множественных микродефектов вдоль филаментов [188]. Кроме того, при длительной эксплуатации уменьшалось пропускание окон усилителей, обусловленное фотоэлектронным возбуждением и наработкой долгоживущих центров окраски под действием мощного УФ-излучения. Отметим, что высокочистый плавленый кварц, обычно используемый в КгF-усилителях наносекундных импульсов, вообще непригоден для высокоинтенсивных субпикосекундных импульсов вследствие большого двухфотонного поглощения.

При том, что в филаментах содержалось около 30 % всей энергии лазерного пучка, они полностью поглощались в активной среде КгF-лазера, так как переносимая в них плотность энергии $Q_f = 0,2\text{--}0,06 \text{ Дж см}^{-2}$ в несколько раз превышала предельную плотность энергии, достижимую при усилении коротких импульсов (см. раздел 2.3). Вследствие этого наблюдалось преждевременное насыщение усилителей, при средней по пучку плотности энергии излучения существенно меньшей Q_s [188], причём выходной пучок "очищался" от филаментов. Однако филаментация вновь развивалась в десятке метров от выхода усилителей.

Для подавления филаментации пучка использовалась ячейка с ксеноном, который на длине волны КгF-лазера имеет отрицательный и большой по абсолютному значению нелинейный показатель преломления [189]. В суммарном нелинейном набеге фазы он компенсировал положительный набег фазы в окнах усилителей, рабочем газе и воздушных промежутках между каскадами, если так называемый B -интеграл удовлетворял условию

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\int^{L_{Xe}} n_2^{Xe} I dl + \int^{L_{CaF_2}} n_2^{CaF_2} I dl + \int^{L_{wg}} n_2^{wg} I dl + \int^{L_{air}} n_2^{air} I dl \right) \leq 1, \quad (18)$$

где n_2^{Xe} , $n_2^{CaF_2}$, n_2^{wg} и n_2^{air} — нелинейные (зависящие от интенсивности излучения) показатели преломления в Xe, фтористом кальции, рабочем газе и воздухе, а L_{Xe} , L_{CaF_2} , L_{wg} и L_{air} — соответствующие длины распространения. Ячейка с ксеноном, установленная вблизи оконечного усилителя, т.е. там, где филаментация ещё не сформировалась, отодвигала её начало на большее расстояние (см. рис. 14). Ячейка, помещённая в пучок с уже сформировавшимися филаментами, эффективно их расфокусировала и выравнивала распределение энергии в пучке (рис. 15). Отметим, что и в пустой откачанной ячейке происходила дефокусировка филаментов за счёт дифракции, хотя в значительно меньшей степени, чем в ксеноне. Более подробное рассмотрение нелинейных процессов при усилении и распространении УФ-лазерных пучков с тераваттной пиковой мощностью приводится в нашем обзоре [190].

Филаментация УФ-лазерного пучка в атмосферном воздухе имеет и привлекательные стороны, так как создаваемые ею протяжённые плазменные каналы могут найти применения для высоконаправленной транспортировки мощного СВЧ-излучения и инициирования атмо-

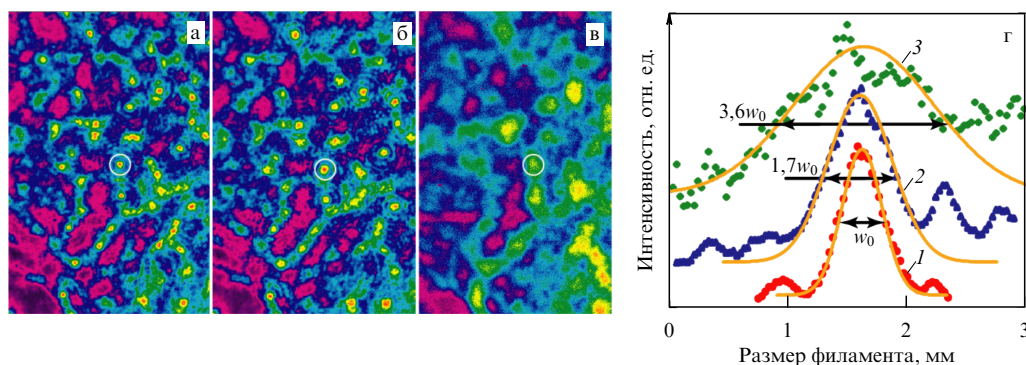


Рис. 15. Один и тот же фрагмент сечения лазерного пучка после прохождения через кювету с воздухом (а), откачанную до 10^{-5} атм (б), заполненную Хе при 0,1 атм (в) и соответствующие профили интенсивности в выделенных белым кружком филаментах (г) в воздухе (1), вакууме (2) и Хе (3). Для наглядности кривые сдвинуты по вертикальной оси. Интенсивность на изображениях увеличивается в последовательности цветов: фиолетовый, тёмно-синий, синий, зелёный, жёлтый и красный.

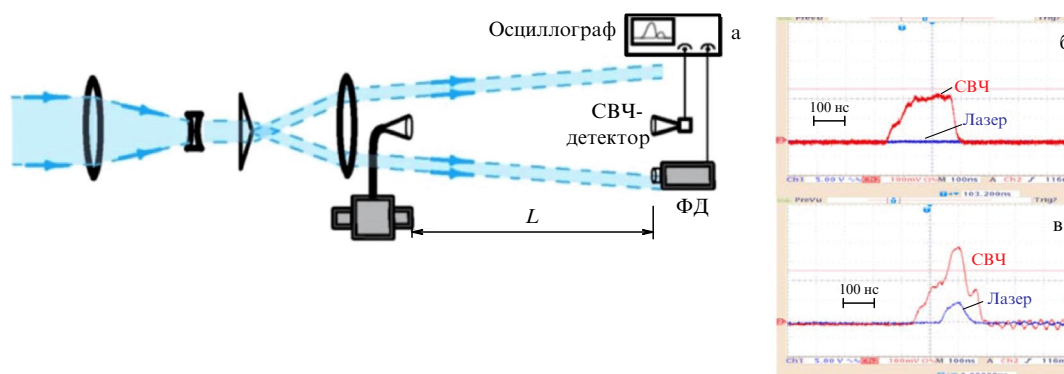


Рис. 16. Схема экспериментов по передаче СВЧ-излучения в плазменном волновом (а), осциллограммы лазерного импульса и СВЧ-сигнала на детекторе, расположенном на расстоянии $L = 60$ м от излучателя в отсутствие (б) и при наличии (в) лазерного излучения.

сферных электрических разрядов, включая активную защиту от молниевых разрядов. Как было показано в работе [191], взаимным расположением массива филаментов можно управлять с помощью амплитудных масок, что позволяет формировать различные плазменные волноводные структуры в атмосферном воздухе. Например, виртуальный полый цилиндрический трубчатый СВЧ-волновод с плазменной стенкой, работающий за счёт эффекта полного внутреннего отражения СВЧ-излучения при скользких углах падения [192], или слегка расходящаяся плазменная рупорная СВЧ-антенна могут использоваться для высоконаправленной передачи СВЧ-излучения. Принципиальная возможность такого подхода была нами впервые продемонстрирована экспериментально в работе [193], где СВЧ-излучение с длиной волны 3 мм захватывалось в расходящийся полый трубчатый плазменный рупор с углом раскрытия $\sim 1^\circ$, образованный в воздухе УФ-лазерным пучком с кольцевым сечением (рис. 16). Теория плазменных волноводов скользкого падения и оптимальные условия для их реализации с помощью КгF-лазеров рассматривались в [64, 194].

В работах [62, 63] продемонстрировано эффективное управление траекторией электрических разрядов в воздухе длиной ~ 1 м вдоль плазменных каналов, образованных сфокусированными гладкими или амплитудно-модулированными 100-нс УФ-импульсами (рис. 17).

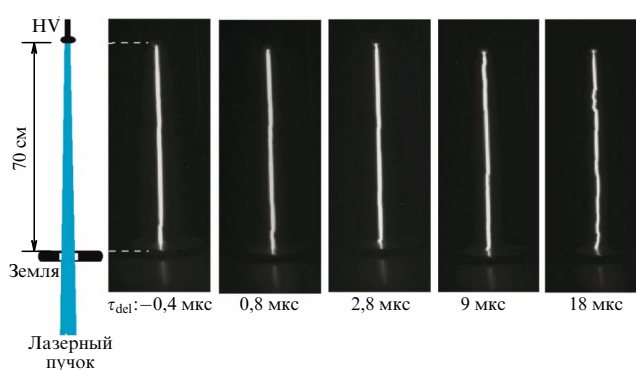


Рис. 17. Изображения разряда, инициируемого амплитудно-модулированным лазерным импульсом в межэлектродном промежутке длиной 70 см при различных задержках между лазерным импульсом и импульсом напряжения с амплитудой 420 кВ.

3.4. Импульсно-периодические эксимерные лазеры

Работы по созданию импульсно-периодических эксимерных лазеров с накачкой электронным пучком и высокой средней мощностью излучения начались в США с 1977 г., после того как была продемонстрирована возможность масштабирования импульсных эксимерных установок. Успешному развитию этих работ способствовали предыдущие исследования и разработки мощных проточных химических лазеров,

заложившие основы проектирования газодинамических контуров с высоким качеством газового потока. Уже в 1980 г. в MLI заработала XeF-лазерная установка EMRLDO. В 1987 г. она была усовершенствована и с новым газодинамическим контуром дала с активного объёма $10 \times 10 \times 50$ см среднюю мощность излучения 1 кВт на длине волны $\lambda = 353$ нм при частоте следования импульсов 100 Гц, а при кратковременных включениях 1,3 кВт [195]. При номинальной частоте повторения импульсов 40 Гц время работы установки составляло около 1 с. Более мощная установка EMRLD, созданная по программе Стратегической оборонной инициативы (SDI) Министерства обороны США, была запущена в 1989 г. При частоте повторения импульсов 100 Гц она давала 4 кВт средней мощности при расходе энергии излучения в 1,3 раза хуже дифракционной [196]. Основным техническим фактором, определяющим длительность бесперебойной работы установки, было разрушение фольгового окна для вывода электронного пучка из вакуумного диода в лазерную камеру.

Для импульсно-периодических KrF-лазеров, предназначенных для драйвера термоядерного реактора, требуется меньшая частота повторения импульсов (5–10 Гц), но необходимо очень большое количество импульсов ($> 3 \times 10^8$) за время безостановочной работы ЛТС-реактора в течение двух лет [75, 76]. В NRL в рамках программы инерционного термоядерного синтеза (IFE) был создан импульсно-периодический KrF-лазер "Electra" (см. рис. 9) [81, 197]. Как уменьшенный прототип ЛТС-драйвера он предназначался для отработки ключевых технологий, призванных повысить надёжность основных компонентов лазера и продемонстрировать принципиальную возможность достижения требуемых для драйвера параметров. Для решения этой задачи проводилась оптимизация состава и накачки рабочей смеси [198, 199], а также численное моделирование кинетики активной среды с помощью программы "Orestes" [200]. Для длительной работы вакуумных диодов были разработаны твердотельные источники питания [201, 202], новые конструкции катодов и вакуумного фольгового окна с высокой прозрачностью для электронных пучков [203]. Лазерная камера основного KrF-усилителя "Electra" имеет размеры $30 \times 30 \times 100$ см с расстоянием между оптическими окнами 135 см. Для накачки рабочей смеси, содержащей Kr, Ar и F₂ при давлении 1–2 атм, используются два стабилизированных постоянным магнитным полем электронных пучка с длительностью импульсов 140 нс. Система циркуляции и охлаждения рабочей смеси создаёт однородный поток газа в лазерной камере со скоростью $5-7$ м с⁻¹, а также принудительное охлаждение фольги газовым потоком [204, 205]. В режиме генератора лазер работает с выходной энергией до 700 Дж при частоте повторения импульсов 5 Гц и ресурсом 50000 импульсов [81, 206]. При двухпроходном усилении в схеме углового мультиплексирования "Electra" усиливает шесть 25-нс импульсов до суммарной энергии 520 Дж [207].

Альтернативный подход к созданию импульсно-периодических эксимерных лазеров с высокой средней мощностью базируется на возбуждении активной среды электрическим разрядом [208]. Отсутствие такого слабого конструктивного элемента, как разделительная фольга, позволяет реализовать высокую частоту повторения импульсов, до 1 кГц, при большом ресурсе работы.

Основные ограничения на энергию в импульсе связаны с нарушением устойчивости разряда в большом объёме. Однако разработка рентгеновской предыонизации позволила существенно увеличить объём активной среды электроразрядных лазеров. Наиболее крупный импульсно-периодический электроразрядный XeCl-лазер "Northlight" имел объём 36 л, с которого снималась энергия 84 Дж [209]. При частоте повторения 10 Гц лазер мог работать в течение 10 с, а при 5 Гц — 3 мин.

В ИАЭ им. И.В. Курчатова был разработан импульсно-периодический электроразрядный XeCl-лазер с предыонизацией газа УФ-излучением поверхностного разряда, причём приповерхностная плазма одновременно выполняла функции плазменного катода основного разряда [210]. С активного объёма $10 \times 8 \times 80$ см (6,4 л) при давлении рабочей смеси 4 атм получена энергия в однократных импульсах 12,7 Дж с эффективностью $\sim 1\%$. В импульсно-периодическом режиме с энергией импульсов ~ 10 Дж и частоте повторения 50 Гц достигнута средняя мощность генерации 500 Вт. Расходимость излучения при использовании неустойчивого телескопического резонатора с увеличением $M = 12$ улучшалась на 1–2 порядка по сравнению с плоским резонатором и составляла 2–3 дифракционных предела [211]. Энергия генерации при этом уменьшалась всего на 30 %.

Электроразрядные эксимерные лазеры со сравнительно небольшой энергией в единицы и доли джоуля и длительностью импульсов в десятки наносекунд, но высокой частотой повторения импульсов, до 1000 Гц, разработаны рядом американских, европейских, японских и российских лазерных центров и коммерческих фирм. Такие лазеры, ориентированные, прежде всего, на медицинские и промышленные применения, обладают большим ресурсом работы и высокой надёжностью. Сегодня они наиболее востребованы в офтальмологии, фотолитографии и в производстве дисплеев. Долгие годы лидером в разработке и производстве таких лазеров являлась компания "Lambda Physik" (ФРГ), вошедшая в 2003 г. в состав американской фирмы "Coherent". Серийно выпускавшиеся этой фирмой модели "LPX 325i" со средней мощностью 120 Вт на XeCl и 160 Вт на KrF, "Lambda 3000" мощностью 150 Вт на XeCl имели гарантированный ресурс работы 10^9 импульсов. Все эти лазеры возбуждаются электрическим разрядом с УФ-подсветкой и магнитной компрессией импульсов накачки. Более высокую энергию и среднюю мощность излучения 750 Вт при продолжительной работе с частотой повторения импульсов 500 Гц удалось получить на XeCl-лазере с рентгеновской предыонизацией разряда [50].

Первым импульсно-периодическим XeCl-электроразрядным лазером, на котором была достигнута средняя мощность излучения 1 кВт, стала установка SOPRA'VEL, разработанная фирмой SOPRA во Франции [51]. При частоте повторения от 80 до 100 Гц энергия импульсов составляла от 10 до 15 Дж, а их длительность варьировалась от 50 до 190 нс за счёт изменения давления и состава смеси, а также величины напряжения, приложенного к разрядному промежутку. Для предыонизации активной среды, объём которой составлял $6 \times 8 \times 100$ см, использовались импульсы рентгеновского излучения длительностью 400 нс. Двойной газодинамический контур обеспечивал скорость прокачки рабочего газа через разрядный промежу-

ток 18 м с^{-1} при давлении газа до 10 атм. При максимальном физическом КПД 2,6 % полный КПД лазера составлял 2 % с учётом мощности 1,5 кВт, потреблявшейся каждым из двух центробежных вентиляторов.

ХеСl-экимерный лазер с активным объёмом $2,1 \times 2,5 \times 80 \text{ см}$, возбуждаемый разрядом с рентгеновской предйонизацией, средней мощностью 1 кВт и частотой повторения импульсов 1 кГц разрабатывался совместно Великобританией, Италией и Нидерландами по международно́й программе "Eureka" [212]. Аналогичные работы в Японии координировались Ассоциацией современных методов обработки материалов и технологических исследований — Advanced Material Processing and Technology Research Association (AMPTRA). Этими программами предусматривалось создание лазерных промышленных установок со средней мощностью 2–10 кВт.

3.5. Импульсно-периодические эксимерные лазерные системы усиления ультракоротких импульсов

До появления титан-сапфировых лазеров, генерирующих фемтосекундные УКИ, было разработано несколько способов получения затравочных УКИ пико- и субпикосекундной длительности для последующего усиления в эксимерных системах (см. обзор [180]). Чаще всего для этого использовались лазеры на красителях с синхронной накачкой второй гармоникой Nd:YAG- или Аг-лазеров, работающих в режиме синхронизации мод. Полученные пикосекундные импульсы пропускались через оптическое волокно, где вследствие фазовой самомодуляции и дисперсии групповых скоростей их спектр значительно уширялся, они растягивались во времени и chirпировались по частоте. После этого импульсы сжимались до $\sim 100 \text{ фс}$ в оптическом компрессоре, образованном парой дифракционных решёток. Полученные УКИ усиливались в нескольких каскадах усилителей на красителе, затем частота излучения преобразовывалась с помощью нелинейных кристаллов в УФ-область спектра, в полосы усиления различных эксимеров. Для КгF-лазера это достигалось последовательным удвоением частоты и смещением гармоники и основной частоты.

Одна из первых субтераваттных КгF-лазерных систем была создана в Иллинойском университете (США) и генерировала 600-фс импульсы излучения с энергией 0,25 Дж при частоте повторения 0,4 Гц [181]. В качестве выходного каскада использовался электроразрядный усилитель длиной 2,5 м, с апертурой $10 \times 10 \text{ см}$, с рентгеновской предйонизацией. На этой системе была достигнута рекордная плотность потока $2 \times 10^{19} \text{ Вт см}^{-2}$ при фокусировке излучения параболическим зеркалом в пятно диаметром менее 1,7 мкм. Похожая импульсно-периодическая тераваттная КгF-лазерная система, но работающая с более высокой частотой повторения импульсов, равной 10 Гц, была создана в Институте физики твёрдого тела Токийского университета [213]. После выходного каскада — электроразрядного усилителя с УФ-предйонизацией и апертурой $6 \times 4 \text{ см}$ — энергия УКИ достигала 0,4 Дж при длительности 280 фс. При фокусировке излучения плотность потока в фокальном пятне диаметром 2 мкм превышала $2 \times 10^{19} \text{ Вт см}^{-2}$.

Наиболее короткая длительность УКИ, 80 фс, была получена в Институте биофизической химии Макса Планка (ФРГ), где для их формирования использовался ещё более сложный способ, основанный на поэтапном

сокращении длительности при усилении УКИ в красителях в схемах с "гасящимся" резонатором, коротким резонатором и резонатором с распределённой обратной связью [214].

Гибридные лазерные системы с Ti:сапфировым генератором фемтосекундных УКИ и преобразованием частоты излучения в полосу усиления КгF-электроразрядных усилителей не только значительно упростили компоновку и эксплуатацию лазерных систем, но и существенно расширили диапазон параметров. Так в Институте физики твёрдого тела (Япония) было создано сразу несколько импульсно-периодических лазерных систем УКИ. На одной из них были получены тераваттные пиковые мощности УКИ с частотой повторения 10 Гц [215], другая генерировала УКИ с частотой повторения 1 кГц и средней мощностью излучения 7 Вт [216]. Наибольшая средняя мощность 50 Вт была достигнута при частоте повторения УКИ 200 Гц [217].

4. Заключение

Создание лазера на связанно-свободных электронных переходах сжиженного ксенона в Лаборатории квантовой радиофизики ФИАНа под руководством академика Н.Г. Басова стало началом нового направления в разработке мощных эксимерных лазерных систем, работающих в видимом, УФ- и ВУФ-диапазонах. Как следует из представленного обзора, ряд приоритетных работ по эксимерным лазерам с накачкой электронным пучком, выполненных в ФИАНе в 1970–1980-х годах, способствовал детальному пониманию кинетических процессов в активных средах различных эксимерных лазеров и инициировали аналогичные исследования и разработки в университетах, научных центрах и промышленных фирмах многих стран. В США уже к началу 1980-х годов были запущены эксимерные лазеры на галогенидах благородных газов с большим активным объёмом в десятки и сотни литров и энергией генерации в сотни джоулей. Исследования на этих установках продемонстрировали возможности их дальнейшего масштабирования, стимулировали разработку необходимой элементной базы. Получила развитие техника генерации сильнооточных релятивистских электронных пучков большого сечения, необходимых для возбуждения больших объёмов активной среды, были разработаны системы импульсного высоковольтного питания электронных ускорителей, газодинамические контуры для прокачки рабочей смеси, технология изготовления высококачественных оптических элементов для УФ-области спектра. Правительственные программы финансировали разработку мощных эксимерных лазеров для военных применений, ЛТС, разделения изотопов и т.д., что позволило создать к середине 1980-х годов ряд уникальных импульсных лазерных систем с энергией до 10 кДж, расходимостью излучения близкой к дифракционной, а также системы импульсно-периодического действия со средней мощностью в несколько киловатт для военных и промышленных применений. Были разработаны весьма детальные проекты КгF-лазерных драйверов на энергию свыше 1 МДж для ЛТС. Быстрыми темпами развивались работы по созданию импульсно-периодических электроразрядных эксимерных лазеров со средней мощностью в сотни ватт и большим ресурсом работы в европейских странах, США и Японии для применения в медицине,

фотолитографии, микроэлектронике. До изобретения принципов усиления chirpированных импульсов в твердотельных системах вплоть до 1990-х годов эксимерные усилители УКИ обеспечивали рекордные тераваттные пиковые мощности в субпикосекундных импульсах и интенсивности излучения $\sim 10^{19}$ Вт см $^{-2}$ в сфокусированном пучке. Многие из перечисленных применений сохранили свою актуальность до наших дней, а некоторые из них имеют хорошие перспективы в будущих разработках, например, в качестве KrF-лазерных драйверов для ЛТС-электростанции, активной системы молниезащиты, высоконаправленной передачи СВЧ-излучения по виртуальным плазменным волноводам.

Основной вклад в развитие эксимерных лазеров у нас в стране, кроме ФИАНа, внёс Институт сильноточной электроники в Томске, где были запущены импульсные эксимерные лазеры с энергией излучения в сотни джоулей, разработаны принципиально новые источники питания электронных ускорителей для электронно-пучковой или фотодиссоционной накачки, а также Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, где получены наибольшие средние мощности излучения до 1 кВт на импульсно-периодических электроразрядных эксимерных лазерах. Многофункциональная KrF-лазерная система ГАРПУН была создана в 1991 г. по инициативе Н.Г. Басова в Отделении квантовой радиофизики ФИАНа. Уступая по масштабу крупнейшим эксимерным лазерным системам в мире, сегодня она является единственной в России установкой мирового класса, которая позволяет проводить исследования по широкому кругу направлений, в том числе для ЛТС, физики высоких плотностей энергии и различных прикладных задач.

Автор благодарен А.А. Ионину, А.О. Левченко, Л.В. Селезнёву, Д.В. Сеницыну, И.В. Сметанину, А.В. Шутову, И.В. Холину и Н.Н. Устиновскому за многолетнее плодотворное сотрудничество.

Данная работа поддержана грантом Российского научного фонда № 22-22-01021.

Список литературы

- Houtermans F G *Helv. Phys. Acta* **33** 933 (1960)
- Basov N G "Opening remarks", in *Forth Intern. Quantum Electronics Conf., Phoenix, AZ, April 12–15, 1966; IEEE J. Quantum Electron.* **2** 354 (1966)
- Басов Н Г и др. *Краткие сообщения по физике ФИАН* (8) 10 (1970)
- Басов Н Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **12** 473 (1970); Basov N G et al. *JETP Lett.* **12** 329 (1970)
- Koehler H A et al. *Appl. Phys. Lett.* **21** 198 (1972)
- Gerardo J M, Johnson A W *IEEE J. Quantum Electron.* **9** 748 (1973)
- Hoff P W, Swingle J C, Rhodes C K *Appl. Phys. Lett.* **23** 245 (1973)
- Hughes W M, Shannon J, Hunter R *Appl. Phys. Lett.* **24** 488 (1974)
- Молчанов А Г *УФН* **106** 165 (1972); Molchanov A G *Sov. Phys. Usp.* **15** 124 (1972)
- Елецкий А В *УФН* **125** 279 (1978); Eletsii A V *Sov. Phys. Usp.* **21** 502 (1978)
- Лакоба И С, Яковленко С И *Квантовая электроника* **7** 677 (1980); Lakoba I S, Yakovlenko S I *Sov. J. Quantum Electron.* **10** 389 (1980)
- Rhodes Ch K (Ed.) *Excimer Lasers* (Berlin: Springer-Verlag, 1979); Пер. на русск. яз.: Роудз Ч (Ред.) *Эксимерные лазеры* (М.: Мир, 1981)
- Смирнов Б М *УФН* **139** 53 (1983); Smirnov B M *Sov. Phys. Usp.* **26** 31 (1983)
- Молчанов А Г *Труды ФИАН* **171** 54 (1986)
- McDaniel E W, Nighan W L (Eds) *Gas Lasers* (New York: Academic Press, 1982); Пер. на русск. яз.: Мак-Даниел И, Нигэн У (Ред.) *Газовые лазеры* (М.: Мир, 1986)
- Slade P D, Fournier G R *Opt. Commun.* **29** 325 (1979)
- Gold M G, Thrush B A *Chem. Phys. Lett.* **29** 486 (1974)
- Velazco J E, Setser D W *J. Chem. Phys.* **62** 1990 (1975)
- Brau C A, Ewing J J *Appl. Phys. Lett.* **27** 435 (1975)
- Ewing J J, Brau C A *Appl. Phys. Lett.* **27** 350 (1975)
- Searles S K, Hart G A *Appl. Phys. Lett.* **27** 243 (1975)
- Hoffman J M, Hays A K, Tisone G C *Appl. Phys. Lett.* **28** 538 (1976)
- Murray J R, Powell H T *Appl. Phys. Lett.* **29** 252 (1976)
- Mangano J A, Jacob J H *Appl. Phys. Lett.* **27** 495 (1975)
- Burnham R, Powell F X, Djeu N *Appl. Phys. Lett.* **29** 30 (1976)
- Wang C P et al. *Appl. Phys. Lett.* **28** 326 (1976)
- Burnham R, Djeu N *Appl. Phys. Lett.* **29** 707 (1976)
- Sumida S, Obara M, Fujioka T *Appl. Phys. Lett.* **33** 913 (1978)
- Басов Н Г и др. *Письма в ЖТФ* **11** 1044 (1985); Basov N G et al. *Sov. Tech. Phys. Lett.* **11** 433 (1985)
- Eden J G et al. *Appl. Phys. Lett.* **35** 133 (1979)
- Krotz W et al. *Appl. Phys. Lett.* **55** 2265 (1989)
- Adonin A et al. *Laser Part. Beams* **27** 379 (2009)
- Christensen C P, Waynant R W *Appl. Phys. Lett.* **41** 794 (1982)
- Mendelsohn A J et al. *Appl. Phys. Lett.* **38** 603 (1981)
- Диденко А Н и др. *Письма в ЖТФ* **12** 1245 (1986)
- Hill R M et al. *Appl. Phys. Lett.* **34** 137 (1979)
- Bischel W K et al. *Appl. Phys. Lett.* **34** 565 (1979)
- Басов Н Г и др. *Квантовая электроника* **3** 930 (1976); Basov N G et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **6** 505 (1976)
- Басов Н Г и др. *Квантовая электроника* **4** 2453 (1977); Basov N G et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **7** 1401 (1977)
- Басов Н Г и др. *Квантовая электроника* **6** 1074 (1979); Basov N G et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **9** 629 (1979)
- Schwentner N, Apkarian V A *Chem. Phys. Lett.* **154** 413 (1989)
- Katz A I, Feld J, Apkarian V A *Opt. Lett.* **14** 441 (1989)
- Smiley V N *Proc. SPIE* **1225** 2 (1990)
- Rosocha L A et al. *Laser Part. Beams* **4** 55 (1986)
- Rosocha L A et al. *Fusion Technol.* **11** 497 (1987)
- Sullivan J A, Von Rosenberg C W (Jr.) *Laser Part. Beams* **4** 91 (1986)
- Sullivan J A *Fusion Technol.* **11** 684 (1987)
- Champagne L F, Dudas A J, Harris N W *J. Appl. Phys.* **62** 1567 (1987)
- Walter R F et al. *Proc. SPIE* **1397** 71 (1990)
- Muller-Horsche E, Osterlin P, Bastling D *Proc. SPIE* **1225** 142 (1990)
- Godard B et al., in *Conf. on Lasers and Electrooptics CLEO-93, Baltimore, MD, May 2–7, 1993*, Paper CTh1
- Zvorykin V D et al. *Proc. SPIE* **5120** 223 (2003)
- Zvorykin V D et al. *Plasma Fusion Res.* **8** 3405046 (2013)
- Zvorykin V D et al. *Laser Part. Beams* **19** 609 (2001)
- Zvorykin V D et al. *Laser Part. Beams* **25** 435 (2007)
- Ewing J J et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **15** 368 (1979)
- Lowenthal D D et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **17** 1861 (1981)
- Tillemann M M, Jacob J H *Appl. Phys. Lett.* **50** 121 (1987)
- Зворыкин В Д, Лебо И Г, Розанов В Б *Краткие сообщения по физике ФИАН* (9–10) 20 (1997)
- Зворыкин В Д и др. *Квантовая электроника* **43** 332 (2013); Zvorykin V D et al. *Quantum Electron.* **43** 332 (2013)
- Betti R et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 155001 (2007)
- Зворыкин В Д и др. *Квантовая электроника* **43** 339 (2013); Zvorykin V D et al. *Quantum Electron.* **43** 339 (2013)
- Зворыкин В Д и др. *Физика плазмы* **41** 125 (2015); Zvorykin V D et al. *Plasma Phys. Rep.* **41** 112 (2015)
- Zvorykin V D et al. *Appl. Opt.* **53** I31 (2014)
- Robertson K L, Avicola K *Proc. SPIE* **1225** 44 (1990)
- Smith M J, Trainor D W, Duzy C *IEEE J. Quantum Electron.* **26** 942 (1990)
- Nicholson B W et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **26** 1285 (1990)
- Swingle J C et al. *J. Appl. Phys.* **52** 91 (1981)
- Murray J R et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **15** 342 (1979)
- Schlitt L, in *2nd IEEE Intern. Pulsed Power Conf. Digest of Papers, Lubbock, Texas, 1979*, p. 269
- Bigio I J, Slatkine M *IEEE J. Quantum Electron.* **19** 1426 (1983)

72. Turnur T P et al. *Proc. SPIE* **1225** 23 (1990)
73. Harris D B et al. *Fusion Technol.* **11** 705 (1987)
74. Hunter A M *IEEE J. Quantum Electron.* **22** 386 (1986)
75. Sviatoslavsky I N et al. *Fusion Technol.* **21** 1470 (1992)
76. Von Rosenberg C W (Jr.) *Fusion Technol.* **21** 1600 (1992)
77. Harris D B et al. *Laser Part. Beams* **11** 323 (1993)
78. Obenschain S P et al. *Phys. Plasmas* **3** 2098 (1996)
79. Lehmborg R H, Goldhar J *Fusion Sci. Technol.* **11** 532 (1987)
80. Lehmborg R H, Schmitt A J, Bodner S E *J. Appl. Phys.* **62** 2680 (1987)
81. Obenschain S et al. *Appl. Opt.* **34** F103 (2015)
82. Deniz A V, Obenschain S P *Opt. Commun.* **106** 113 (1994)
83. Pronko M S *IEEE J. Quantum Electron.* **30** 2147 (1994)
84. Lehecka T et al. *Opt. Commun.* **117** 485 (1995)
85. Deniz A V et al. *Opt. Commun.* **147** 402 (1998)
86. Pawley C J et al. *Phys. Plasmas* **4** 1969 (1997)
87. Pawley C J et al. *Fusion Eng. Des.* **44** 171 (1999)
88. Weaver J L et al. *Phys. Plasmas* **14** 056316 (2007)
89. Karasik M et al. *Phys. Plasmas* **17** 056317 (2010)
90. Aglitkiy Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 085001 (2012)
91. Weaver J L et al. *Phys. Plasmas* **20** 022701 (2013)
92. Karasik M et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 085001 (2015)
93. Zulick C et al. *Phys. Plasmas* **27** 072706 (2020)
94. Sethian J D et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 1690 (2010)
95. Bodner S E, Schmitt A J, Sethian J D *High Power Laser Sci. Eng.* **1** 2 (2013)
96. Kehne D M et al. *Rev. Sci. Instrum.* **84** 013509 (2013)
97. Igumenshchev I V et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 145001 (2013)
98. Sethian J D et al. *Fusion* **43** 1693 (2003)
99. Sethian J D et al. *Proc. IEEE* **92** 1043 (2004)
100. Stamper J A et al. *Nucl. Fusion* **44** 745 (2004)
101. Myers M C et al. *Nucl. Fusion* **44** S247 (2004)
102. Obenschain S P et al. *Phys. Plasmas* **13** 056320 (2006)
103. Schmitt A J et al. *Fusion Sci. Technol.* **56** 377 (2009)
104. Obenschain S P, Sethian J D, Schmitt A J *Fusion Sci. Technol.* **56** 594 (2009)
105. Schmitt A J et al. *Phys. Plasmas* **17** 042701 (2010)
106. Щербаков В А *Физика плазмы* **9** 409 (1983); Shcherbakov V A *Sov. J. Plasma Phys.* **9** 240 (1983)
107. Lindl J *Phys. Plasmas* **2** 3933 (1995)
108. Lehmborg R H, Giuliani J L, Schmitt A J *J. Appl. Phys.* **106** 023103 (2009)
109. Abu-Shawareb H et al. (Indirect Drive ICF Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **129** 075001 (2022)
110. Zylstra A B et al. *Phys. Rev. E* **106** 025202 (2022)
111. National Ignition Facility achieves fusion ignition, <https://lnl.gov/news/national-fusion-facility-achieves-ignition>; DOE National Laboratory Makes History by Achieving Fusion Ignition, <https://energy.gov/articles/doe-national-laboratory-makes-history-achieving-fusion-ignition>
112. Temporal M et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **2** e8 (2014)
113. Galakhov I V et al. *Fusion Eng. Des.* **44** 51 (1999)
114. Гаранин С Г, Крохин О Н *Вестник РАН* **81** 495 (2011); Garaniin S G, Krokhin O N *Herald Russ. Acad. Sci.* **81** 204 (2011)
115. He X T et al. *Fusion Eng. Des.* **44** 57 (1999)
116. Zheng W et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **4** e21 (2016)
117. Gong T et al. *Matter Radiat. Extremes* **4** 055202 (2019)
118. Erlandson A C et al. *Opt. Mater. Express* **1** 1341 (2011)
119. Edwards C B, Danson C N *High Power Laser Sci. Eng.* **3** e4 (2015)
120. Suda A, Obara M, Noguchi A *J. Appl. Phys.* **60** 3791 (1986)
121. Wolford M F et al. *High Energy Density Phys.* **36** 100801 (2020)
122. Bodner S E *High Power Laser Sci. Eng.* **7** e63 (2019)
123. Obenschain S P *Philos. Trans. R. Soc. A* **378** 20200031 (2020)
124. Edwards C B et al. *AIP Conf. Proc.* **100** 59 (1983)
125. Barr J R M et al. *Opt. Commun.* **66** 127 (1988)
126. Partanen J P, Shaw M J *J. Opt. Soc. Am. B* **3** 1374 (1986)
127. Shaw M J et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **3** 1466 (1986)
128. Hooker C J, Lister J M D, Rodgers P A *Opt. Commun.* **82** 497 (1991)
129. Shaw M J et al. *Opt. Lett.* **16** 1320 (1993)
130. Shaw M J *Laser Part. Beams* **9** 309 (1991)
131. Shaw M J et al. *Laser Part. Beams* **11** 331 (1993)
132. Divall E J et al. *J. Mod. Opt.* **43** 1025 (1996)
133. Shaw M J et al. *Fusion Eng. Des.* **44** 209 (1999)
134. Foldes I B, Szatmari S *Laser Part. Beams* **26** 475 (2008)
135. Tabak M et al. *Phys. Plasmas* **1** 1626 (1994)
136. Tabak M et al. *Phys. Plasmas* **12** 057305 (2005)
137. Гуськов С Ю *Физика плазмы* **39** 3 (2013)
138. Kim Y P, Hutchinson M H R *Appl. Phys. B* **49** 469 (1989)
139. Ross I N et al. *J. Mod. Opt.* **37** 555 (1990)
140. Martin W E, Winfield R J *Appl. Opt.* **27** 567 (1988)
141. Strickland D, Mourou G *Opt. Commun.* **56** 219 (1985)
142. Houlston J R et al. *Opt. Commun.* **104** 350 (1994)
143. Ross I N et al. *Opt. Commun.* **109** 288 (1994)
144. Owadano Y et al. *Laser Part. Beams* **7** 383 (1989)
145. Owadano Y et al. *Laser Part. Beams* **11** 347 (1993)
146. Tanimoto M et al. *Laser Part. Beams* **4** 71 (1986)
147. Tomie T et al. *Laser Part. Beams* **8** 299 (1990)
148. Okuda I et al. *Fusion Eng. Des.* **44** 377 (1999)
149. Owadano Y et al. *Fusion Eng. Des.* **44** 91 (1999)
150. Owadano Y et al., in *Inertial Fusion Sciences and Applications 2001* (Eds K A Tanaka, D D Meyerhofer, J Meyer-ter-Vehn) (Amsterdam: Elsevier, 2001) p. 465
151. Matsumoto Y et al. *Fusion Eng. Des.* **44** 383 (1999)
152. Takahashi E et al. *Fusion Eng. Des.* **44** 133 (1999)
153. Ueda K *Laser Part. Beams* **7** 375 (1989)
154. Sasaki A et al. *J. Appl. Phys.* **65** 231 (1989)
155. Ueda K et al. *Laser Part. Beams* **11** 31 (1993)
156. Nishioka H et al. *Opt. Lett.* **14** 692 (1989)
157. Watanabe S et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 1870 (1989)
158. Wang N et al. *Laser Part. Beams* **20** 119 (2002)
159. Shan Y et al. *Laser Part. Beams* **20** 123 (2002)
160. Xiang Y *Proc. SPIE* **6279** 62795Z (2007)
161. Gao Z *Proc. SPIE* **8796** 87961R (2013)
162. Zhao X et al. *Proc. SPIE* **9255** 925523 (2015)
163. Zhang Y et al. *Proc. SPIE* **9543** 95431C (2015)
164. Басов Н Г и др. *Письма в ЖТФ* **8** 245 (1982)
165. Баранов В Ю и др. *Письма в ЖТФ* **9** 201 (1983)
166. Бычков Ю И и др. *Квантовая электроника* **14** 953 (1987); Bychkov Yu I et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **17** 605 (1987)
167. Бычков Ю И и др. *Письма в ЖТФ* **14** 566 (1988)
168. Абдуллин Э Н и др. *Квантовая электроника* **20** 652 (1993)
169. Бугаев С П и др. *Квантовая электроника* **34** 801 (2004); Bugaev S P et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **34** 801 (2004)
170. Аристов А И и др. *Оптика атмосферы и океана* **22** 1029 (2009)
171. Алексеев С В и др. *Квантовая электроника* **43** 190 (2013); Bychkov Yu I et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **17** 605 (1987)
172. Алексеев С В и др. *Изв. вузов* **62** (11) 178 (2019)
173. Басов Н Г и др. *Квантовая электроника* **18** 902 (1991); Basov N G et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **21** 816 (1991)
174. Арланцев С В и др. *Квантовая электроника* **21** 241 (1994); Arlantsev S V et al. *Quantum Electron.* **24** 223 (1994)
175. Basov N G et al. *J. Sov. Laser Res.* **14** 326 (1993)
176. Басов Н Г и др. *Квантовая электроника* **21** 15 (1994); Basov N G et al. *Quantum Electron.* **21** 816 (1991)
177. Zvorykin V D et al. *Laser Part. Beams* **19** 609 (2001)
178. Zvorykin V D et al. *Laser Part. Beams* **25** 435 (2007)
179. Зворыкин В Д, Левченко А О, Устиновский Н Н *Квантовая электроника* **40** 381 (2010); Zvorykin V D, Levchenko A O, Ustinovskii N N *Quantum Electron.* **40** 381 (2010)
180. McIntyre I A, Rhodes C K *J. Appl. Phys.* **69** R1 (1991)
181. Luk T S et al. *Opt. Lett.* **14** 1113 (1989)
182. Couairon A, Mysyrowicz A *Phys. Rep.* **47** 441 (2007)
183. Smetanin I V et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **369** 87 (2016)
184. Shutov A V *Appl. Phys. Lett.* **111** 224104 (2017); *Appl. Phys. Lett.* **113** 189902 (2018) Erratum
185. Shipilo D E et al. *Opt. Express* **25** 25386 (2017)
186. Zvorykin V D et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **36** G25 (2019)
187. Zvorykin V D et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **355** 227 (2015)
188. Зворыкин В Д и др. *Квантовая электроника* **44** 431 (2014); Zvorykin V D et al. *Quantum Electron.* **44** 431 (2014)
189. Zvorykin V D et al. *Laser Phys. Lett.* **13** 125404 (2016)
190. Zvorykin V D et al. *Matter Radiat. Extremes* **5** 045401 (2020)
191. Zvorykin V D et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **402** 331 (2017)
192. Аскарьян Г А *Письма в ЖЭТФ* **1** 18 (1965); Askar'yan G A *Sov. Phys. JETP* **1** 162 (1965)

193. Зворыкин В Д и др. *Краткие сообщения по физике ФИАН* (2) 49 (2010)
194. Zvorykin V D et al. *Phys. Plasmas* **19** 033509 (2012)
195. Zahnow C F, in *Intern. Congress Opt. Sci. Eng. Hamburg, Germany, September, 1988*, p. 56, Paper 1023-09
196. Walter R F et al. *Proc. SPIE* **1397** 71 (1990)
197. Wolford M F et al. *Appl. Phys. Lett.* **84** 326 (2004)
198. Hegeler F et al. *Phys. Plasmas* **11** 5010 (2004)
199. Petrov G M, Giuliani J L, Dasgupta A J. *Appl. Phys.* **91** 2662 (2002)
200. Lehmborg R H, Giuliani J L J. *Appl. Phys.* **94** 31 (2003)
201. Sethian J D *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 1333 (2000)
202. Hegeler F et al. *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **18** 1205 (2011)
203. Friedman M et al. *J. Appl. Phys.* **95** 2797 (2004)
204. Lu B et al. *J. Fusion Energy* **30** 453 (2011)
205. Lu B et al. *Fusion Eng. Des.* **87** 352 (2012)
206. Wolford M F et al. *Proc. SPIE* **6454** 645407 (2007)
207. Wolford M F et al. *Opt. Eng.* **47** 104202 (2008)
208. Burnham R, Djeu N *Appl. Phys. Lett.* **29** 707 (1976)
209. Tillotson J M, in *SPIE Intern. Conf. on Lasers' 88, Lake Tahoe, NV, December 4–9, 1988*, Paper H1.2
210. Борисов В М и др. *Квантовая электроника* **17** 164 (1990); Borisov V M et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **17** 123 (1990)
211. Баранов В Ю и др. *Квантовая электроника* **15** 1712 (1988); Baranov V Yu et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **18** 1065 (1988)
212. Heman W J W et al. *Proc. SPIE* **1225** 132 (1990)
213. Watanabe S et al., in *Intern. Quantum Electronics Conf. CLEO-90/IQEC-90, Anaheim, Cal, May 24–28, 1990*, Paper JMA4
214. Szatmári S et al. *Opt. Commun.* **63** 305 (1987)
215. Nabekawa Y et al. *Opt. Lett.* **18** 1922 (1993)
216. Nabekawa Y et al. *Opt. Lett.* **21** 647 (1996)
217. Nabekawa Y et al. *Opt. Lett.* **26** 807 (2001)

N.G. Basov's role in the development of excimer lasers: a half-century history from the launch of the first Xe₂ laser at the Lebedev Physical Institute to modern laser systems

V.D. Zvorykin

Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,

Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

E-mail: zvorykin@sci.lebedev.ru

In a review dedicated to the 100th anniversary of the birth of academician N.G. Basov, the fate of one of his scientific predictions is traced: obtaining lasing by bound-free transitions of liquid xenon. Launched at the Lebedev Physical Institute (LPI) of the Academy of Sciences of the USSR in 1970, the Xe₂ laser pumped by an electron beam marked a new dimension in laser physics: the advent of high-power excimer lasers generating radiation in the range from visible to vacuum ultraviolet. The main types and excitation methods of excimer lasers and the properties of their gain medium are considered. The most powerful pulsed excimer laser systems designed for laser thermonuclear fusion and amplification of UV multiterawatt ultrashort pulses are described, as are pulse-periodic lasers for applications in medicine, microelectronics, material processing, etc.

Keywords: excimer lasers, operating principles, main types, applications

PACS numbers: 42.55.Lt, **42.60. – v**, **42.62. – b**

Bibliography — 217 references

Received 14 April 2023

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **193** (10)1103–1126 (2023)

Physics–Uspekhi **66** (10) (2023)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2022.11.039357>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2022.11.039357>