

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

621.378.325

**МОЩНЫЕ ЭКСИМЕРНЫЕ ЛАЗЕРЫ И НОВЫЕ ИСТОЧНИКИ  
КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВАКУУМНОМ УЛЬТРАФИОЛЕТЕ****В. К. Попов**

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	587
2. Генерация мощных сверхкоротких импульсов УФ излучения с помощью эксимерных лазеров . . . . .	588
3. Генерация высших гармоник и нелинейное смещение частот в атомарных и молекулярных газах . . . . .	592
4. Многофотонная накачка атомов и молекул с последующим вынужденным излучением в области ВУФ . . . . .	596
5. Лазеры на антистоксовом комбинационном рассеянии . . . . .	598
6. Заключение . . . . .	601
Список литературы . . . . .	602

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Создание эксимерных лазеров, несомненно, является одним из наиболее ярких достижений лазерной физики и техники последнего десятилетия. Огромный интерес к этим лазерам связан, прежде всего, с тем, что с их помощью может быть получено мощное импульсное излучение в широком диапазоне длин волн, простирающемся от 126 нм (Ar<sub>2</sub>-лазер)<sup>1</sup> до 1100 нм (излучение эксимеров типа LiHe)<sup>2</sup>.

Впервые идея об использовании связанно-свободных переходов эксимеров в качестве активной среды для лазеров была выдвинута в 1960 г.<sup>3</sup>. Однако действующие лазерные системы появились лишь в начале 70-х годов<sup>4,5</sup>. Достаточно высокая скорость возбуждения, необходимая для получения оптического усиления эксимеров, была достигнута с помощью применения новых возможностей техники мощных импульсных источников возбуждения. К настоящему времени запущено несколько десятков различных типов эксимерных лазеров как с накачкой электронным пучком<sup>6</sup>, так и с оптической накачкой<sup>7</sup>, а также с накачкой электрическим<sup>8</sup> и СВЧ разрядами<sup>9</sup>. Средняя мощность этих систем достигает сотен ватт<sup>10</sup>, максимальная энергия в импульсе составляет несколько сотен джоулей<sup>11</sup>, а к. п. д. превышает несколько процентов. Значительный интерес представляет возможность непрерывной перестройки частоты генерации эксимерных лазеров. Переходы из возбужденного состояния эксимера в основное (как правило, отталкивательное) обеспечивают довольно широкие полосы усиления — порядка 100—200 см<sup>-1</sup>. Последнее может быть использовано также для генерации коротких импульсов с длительностью порядка сотен фемтосекунд.

Сегодня эксимерные лазеры находят широкое применение в фотохимии, лазерной очистке веществ, разделении изотопов, лидарных исследованиях, а также в программах по ЛТС<sup>12-18</sup>. Чрезвычайно привлекательной возмож-

ностью использования эксимерных лазеров является получение с их помощью когерентного излучения в области вакуумного ультрафиолета (ВУФ) и диапазоне мягкого рентгена (МР).

Источники перестраиваемого по частоте когерентного ВУФ излучения открывают широкие перспективы, связанные с их применением в различных областях науки и техники. Они позволяют существенно усовершенствовать методы спектроскопии высоковозбужденных состояний атомов и молекул. С их помощью могут быть детально изучены сплошные спектры поглощения и фотоионизации различных веществ. Область длин волн 100—200 нм представляет наибольший интерес для этих целей, так как потенциалы ионизации атомов и молекул лежат в диапазоне 6—13 эВ. С развитием этих источников связано решение целого ряда прикладных задач, таких, как диагностика плазмы для целей термоядерного синтеза, производство компонент для микроэлектроники, разработка устройств с размернозависимыми рабочими характеристиками (полевые транзисторы, приборы с зарядовой связью) и др.

За последние десять лет был достигнут существенный прогресс в генерации когерентного излучения в ВУФ и МР областях с помощью методов нелинейной оптики газовых сред<sup>19</sup>. Привлекательность этого подхода состоит в том, что он основан на использовании хорошо разработанных лазеров видимого и УФ диапазонов, не требует резонаторов для коротковолнового излучения, спектральная ширина которого определяется соответствующими характеристиками лазеров накачки. Перестройка частоты излучения накачки позволяет перестраивать генерируемое излучение в довольно широких пределах.

В настоящее время все работы по получению когерентного излучения в области ВУФ и мягком рентгеновском диапазоне с помощью эксимерных лазеров можно условно разделить на три основных направления:

1. Генерация высших гармоник и нелинейное оптическое смешение частот в атомарных и молекулярных газах.
2. Многофотонная резонансная накачка атомов и молекул с последующим вынужденным излучением в области ВУФ.
3. Разработка и создание лазеров на антистоксовом комбинационном рассеянии.

На сегодняшний день уже получен целый ряд ярких результатов по генерации гармоник в газовых средах и многофотонной накачке атомов и молекул, связанных прежде всего с успехами в получении мощных сверхкоротких импульсов УФ излучения с помощью эксимерных лазеров. Настоящая работа посвящена краткому обзору последних достижений в этих областях.

В 1982—1984 гг. реализовано несколько схем лазеров на антистоксовом комбинационном рассеянии с длиной волны излучения короче 200 нм, где эксимерные лазеры использовались в качестве источников излучения накачки, а также для создания необходимой для оптического усиления концентрации метастабильных атомов активной среды. Результаты этих работ также нашли свое отражение в настоящем обзоре.

## 2. ГЕНЕРАЦИЯ МОЩНЫХ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ЭКСИМЕРНЫХ ЛАЗЕРОВ

В перечисленных выше направлениях определяющую роль играет интенсивность исходного лазерного излучения, так как коэффициент преобразования резко зависит от этого параметра нелинейным образом. Наиболее разработаны эксимерными лазерами в настоящее время являются электроразрядные лазеры на галогенидах инертных газов<sup>20, 21</sup>. Однако, несмотря на высокую энергию излучения, доходящую до 14 Дж, и пиковую мощность, достигающую сотен мегаватт для ХеСl-лазера с длиной волны 308 нм<sup>22</sup>, их эффективное использование в нелинейной оптике ограничено

большой (порядка десятка мрад) расходимостью излучения и шириной спектра свободной генерации ( $\approx 10-50 \text{ см}^{-1}$ ).

Существует целый ряд различных способов улучшения и контроля качества излучения эксимерных лазеров. Для сужения линии генерации типичным является размещение в резонаторе дисперсионных элементов (эталон Фабри — Перо, дифракционная решетка)<sup>23,24</sup>, а контроль за модовой структурой осуществляется с помощью пространственных фильтров или неустойчивых резонаторов<sup>25</sup>. Одним из методов получения излучения с дифракционной расходимостью является обращение волнового фронта в жидкостях<sup>26</sup>. Альтернативной возможностью получения высококачественного излучения является инжекция излучения с заданными параметрами в активную среду эксимерного лазера и его последующее усиление<sup>27</sup>. Вследствие широкой спектральной полосы ( $\sim 100 \text{ см}^{-1}$ ) и высокого коэффициента усиления (линейный  $\alpha \sim 0,1 \text{ см}^{-1}$  для KrF- и XeCl-лазеров) наиболее перспективным, в плане получения предельных мощностей лазерного излучения, является усиление пикосекундных импульсов гармоник лазеров на красителях, настроенных на частоту, лежащую в полосе усиления эксимерных сред. За последние несколько лет предпринималось много попыток укорочения длительности импульса самого эксимерного лазера. Были использованы методы активной<sup>28, 29</sup> и пассивной синхронизации мод<sup>30</sup>, метод вырезания короткого импульса<sup>31</sup> и внерезонаторное укорочение в насыщающемся поглотителе на различных красителях<sup>32</sup>. Однако получить импульс длительностью короче 300 пс<sup>33</sup> не удалось. С помощью лазеров на красителях можно получать импульсы субпикосекундной длительности и достичь теоретического предела длительности эффективно усиливаемых импульсов (для XeCl  $\tau_{\text{пр}} = 150 \text{ фс}$ ).

Первой работой по усилению пикосекундных импульсов второй гармоники лазера на красителе эксимерным лазером явились эксперименты М. Маеды и сотрудников, в которых импульсы длительностью 4 пс были усилены в XeCl усилителе до уровня мощности 710 МВт<sup>34</sup>.

На сегодняшний день реализовано несколько различных схем усиления пикосекундных импульсов в эксимерных лазерах, позволяющих получать гигаваттные уровни мощности УФ излучения.

П. Коркум и Р. Тэйлор использовали в качестве задающего генератора лазер на красителе с синхронной накачкой от непрерывной последовательности пикосекундных импульсов Ar<sup>+</sup>-лазера с пассивной синхронизацией мод<sup>35</sup>. Длительность отдельного пика составляла 2 пс, а его энергия равнялась 0,5 нДж. Затем это излучение усиливалось в четырехкаскадной цепочке усилителей на красителях, накачиваемых XeCl-лазером, до энергии 0,5 мДж в импульсе. Для подавления фона спонтанной эмиссии усилительных каскадов использовались пространственные фильтры и насыщающиеся фильтры на красителях. После удвоения по частоте в кристалле KDP пикосекундное излучение поступало на вход широкоапертурного ( $5 \times 4,5 \times 50 \text{ см}^3$ ) XeCl-усилителя, где окончательно усиливалось до энергии 8 мДж за один проход. При реализации двухпроходовой схемы усиления в неоптимизированных условиях пиковая мощность излучения составила 20 ГВт. Основными преимуществами данной схемы являются высокая стабильность излучения задающего генератора, а следовательно, и усиленных импульсов, а также простота синхронизации установки, сводящаяся к синхронизации двух электроразрядных лазеров.

Ч. К. Роудз с сотрудниками использовали в качестве задающего генератора лазер на красителе, настроенный на длину волны 580 нм, с синхронной накачкой от второй гармоники лазера на АИГ: Nd<sup>3+</sup> с активной синхронизацией мод<sup>36</sup> (рис. 1). Длительность отдельного пика составляла 6 пс, а его энергия равнялась 2 нДж. После усиления в трехкаскадной цепочке усилителей на красителях, накачиваемых XeF лазером, излучение с энергией в импульсе 1 мДж фокусировалось в нагреваемую кювету с парами стронция, где оно утраивалось по частоте. Импульсы излучения с энер-

гией 2 нДж на длине волны 193 нм усиливались предварительно в двухпроходном AgF-усилителе, а затем в двух однопроходных AgF-усилителях. В результате на выходе было получено излучение с энергией  $30 \pm 10$  мДж в импульсе длительностью 10 пс с расходимостью и спектральной шириной близкими к теоретическому пределу.

Данная установка не обладала столь высокой стабильностью выходного излучения, как система П. Коркума и Р. Тэйлора. Помимо этого, за счет

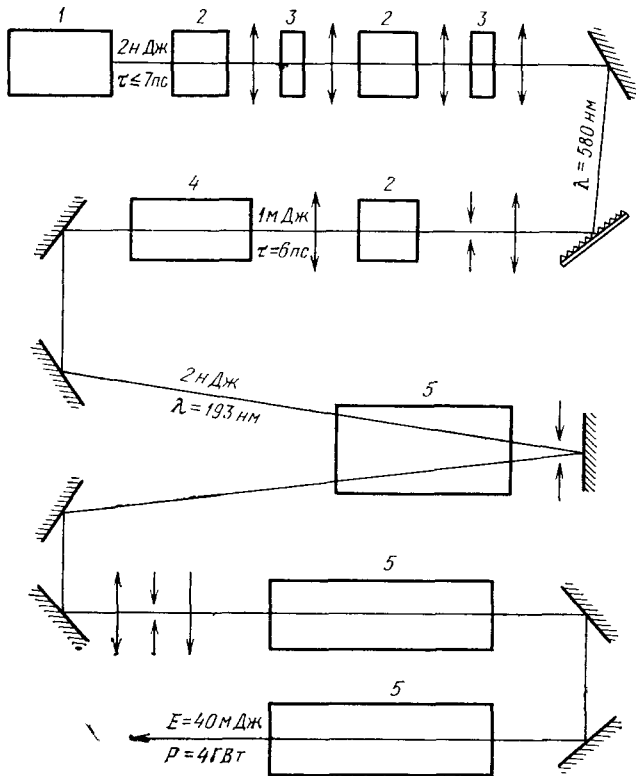


Рис. 1. Лазерная система для генерации мощного ( $P = 4$  ГВт) пикосекундного ( $\tau_{\text{имп}} = 10$  пс) излучения на длине волны 193 нм. 1 — пикосекундный лазер на красителе; 2 — усилитель на красителе; 3 — насыщающийся поглотитель; 4 — ювета с парами Sr; 5 — AgF-усилители

большого числа усилительных каскадов, несмотря на многочисленные пространственные фильтры, уровень усиленной спонтанной эмиссии составлял около 200 мДж. Однако малая длина волны ( $\lambda = 193$  нм), высокая мощность ( $P = 4$  ГВт), близкая к дифракционному пределу расходимость излучения открывают большие возможности по использованию этой установки.

Ш. Затмари и Ф. Шафером была предложена и реализована принципиально иная схема получения пикосекундных импульсов УФ излучения и их последующего усиления с использованием коммерческого лазера («EMG 150 Lambda Physik»), представляющего собой систему типа «генератор + усилитель»<sup>37</sup>. Излучение эксимерного генератора ( $\lambda = 308$  нм,  $\tau_{\text{имп}} = 15$  нс,  $E = 100$  мДж) использовалось для накачки целого ряда ювет с различными красителями (рис. 2), первая из которых представляла собой лазер на красителе РТР с «гасящимся» (quenched) резонатором<sup>38</sup>, позволявшим получать импульс длительностью  $< 300$  пс при накачке импульсом длительностью 15 нс. Спектральная ширина полученного излучения, составлявшая несколько нанометров в области 340 нм, была слишком велика для накачки лазера с распределенной обратной связью (РОС-лазер)<sup>39</sup>. Для сужения линии генерации использовалась дифракционная решетка в комбинации с линзой и диафрагмой. Затем после усиления в двух каскадах лазеров на красителях этим излучением накачивался РОС-лазер с голографической решеткой на красителе RhV. Генерируемое РОС-лазером излучение имело

следующие параметры:  $\lambda = 616$  нм,  $\tau_{\text{имп}} = 10$  пс,  $E = 100$  нДж. После усиления в четырехкаскадной цепочке усилителей на красителях и удвоения по частоте в кристалле KDP импульс излучения с энергией 10 мкДж поступал на вход ХеСl-усилителя, где усиливался за два прохода до энергии 10 мДж.

Фон усиленной спонтанной эмиссии составил менее 5% энергии пикосекундного импульса. Измеренная методом двухфотонной ионизации молекулы  $N(C_2H_5)_3$ , а также с помощью стрик-камеры длительность усиленного УФ импульса не превышала 5 пс. Таким образом, данная система позволила получить УФ излучение мощностью 2 ГВт с малой расходимостью.

На этой установке были также проведены эксперименты по получению мощных ( $P = 4$  ГВт) пикосекундных ( $\tau_{\text{имп}} < 10$  пс)

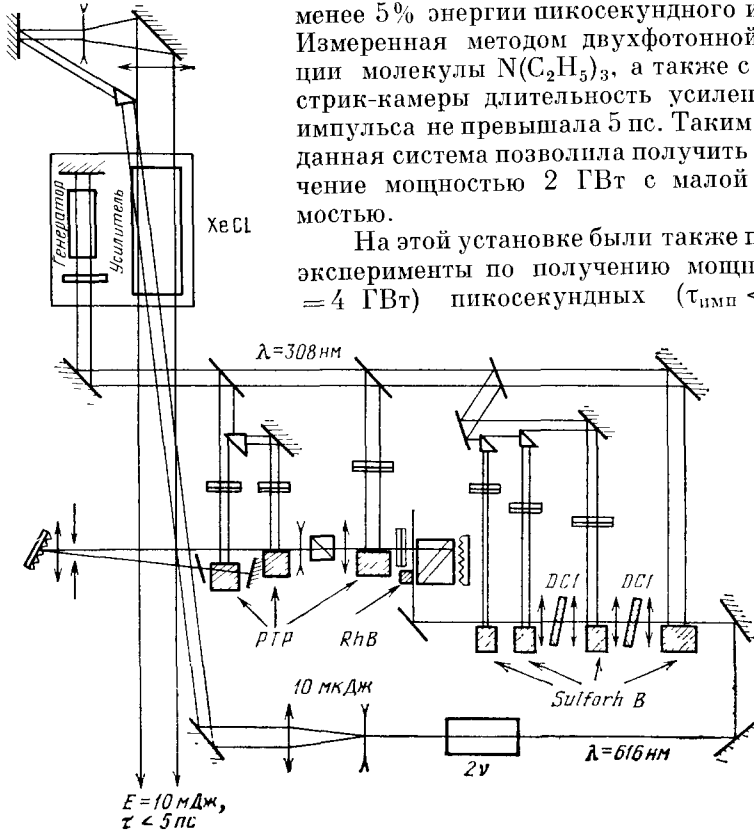


Рис. 2. Схема экспериментальной установки Ш. Затмари и Ф. Шафера

импульсов на длине волны 248 нм при замене в эксимерном усилителе ХеСl-лазерной смеси на КгF-лазерную смесь и соответствующей замене красителей в формирующих затравочное излучение РОС-лазере и усилителях <sup>40</sup>.

Несомненным преимуществом описанной системы является отсутствие необходимости синхронизации отдельных лазеров, благодаря запуску генератора и усилителя эксимерного лазера через один коммутирующий тириatron и жесткой временной привязке всех процессов, происходящих в лазерах на красителях.

В лаборатории С. А. Ахманова была предложена и реализована схема усиления пикосекундных импульсов лазера на красителе с синхронной накачкой от второй гармоники лазера на концентрированном фосфатном стекле с пассивной синхронизацией мод <sup>41</sup> (рис. 3). Длительность отдельного импульса на длине волны 616 нм составляла 5 пс, а его энергия равнялась 20 мкДж. После удвоения по частоте в кристалле ADP излучение поступало на вход двухпроходного ХеСl-усилителя. Максимальная мощность выходного излучения составила 1 ГВт. Использование пространственного фильтра и апертурных диафрагм после первого прохода излучения через усилитель позволило снизить уровень усиленной спонтанной эмиссии до 1 мДж. Таким образом, контраст по мощности полезного пикосекундного сигнала составил  $5 \cdot 10^4$ .

Основным достоинством данной установки является то, что мощные пикосекундные импульсы УФ излучения ( $\lambda = 308$  нм,  $P = 1$  ГВт) синхронизованы с мощными пикосекундными импульсами видимого ( $\lambda = 532$  нм,  $P = 10$  МВт;  $\lambda = 616$  нм,  $P = 3$  МВт) и ИК диапазонов ( $\lambda = 1,06$  мкм,  $P = 50$  МВт). Она также обладает относительной простотой, связанной с малым числом элементных блоков по сравнению с описанными выше.

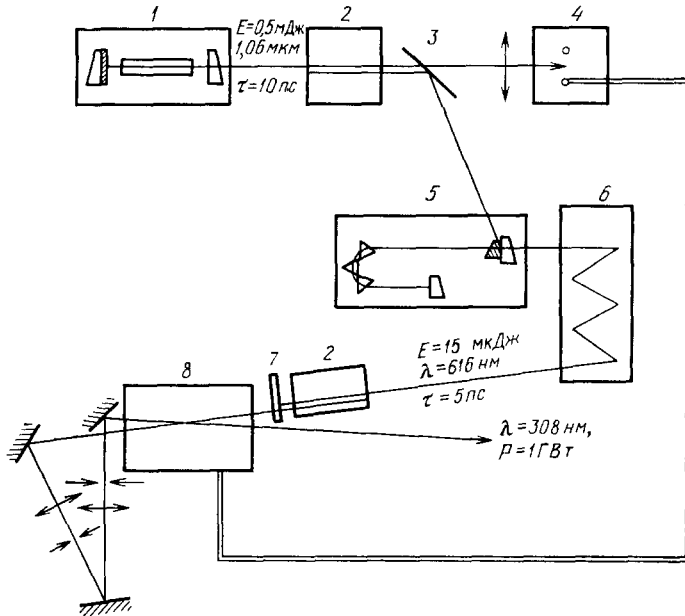


Рис. 3. Схема экспериментальной установки С. А. Ахманова и сотрудников.

1 — твердотельный пикосекундный генератор; 2 — кристалл второй гармоники; 3 — дихроичное зеркало; 4 — оптический разрядник; 5 — лазер на красителе; 6 — оптическая линия задержки; 7 — фильтр; 8 — XeCl-усилитель

Однако определенные трудности представляет синхронизация цуга пикосекундных импульсов с запуском эксимерного усилителя. В режиме пассивной синхронизации мод момент появления цуга обладает нестабильностью в несколько микросекунд<sup>42</sup>. Поэтому запуск эксимерного усилителя осуществлялся от оптического разрядника, который в свою очередь запускался первыми импульсами цуга. Такая схема предъявляла жесткие требования к задержке и стабильности запуска XeCl-усилителя<sup>43</sup>. При использовании в качестве второго каскада усиления широкоапертурного эксимерного модуля представляется возможным получение излучения мощностью до 10 ГВт со спектральными и пространственными характеристиками, определяемыми излучением лазера на красителе.

В настоящее время не существует принципиальных ограничений в масштабировании эксимерных лазерных систем, с помощью которых можно получать импульсы УФ излучения длительностью короче 1 пс и энергией  $\sim 10$  Дж. При жесткой фокусировке это позволит получать плотности мощности  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> и электрические поля  $\sim 6 \cdot 10^{11}$  В/см, соответствующие приблизительно полю, действующему на 1s электрон атома аргона<sup>44</sup>.

### 3. ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСШИХ ГАРМОНИК И НЕЛИНЕЙНОЕ СМЕЩЕНИЕ ЧАСТОТ В АТОМАРНЫХ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗАХ

В течение первого десятилетия развития квантовой электроники газовые среды занимали очень скромное место в экспериментальных исследованиях по преобразованию частоты излучения. Развитие нелинейной оптики в первую очередь было связано с изучением квадратичной нелинейности не-

центросимметричных кристаллов, которые составляют основу большинства современных устройств квантовой электроники <sup>45</sup>. Для газов в силу своей симметрии характерны лишь нелинейности более высоких порядков (третье-, пятого, седьмого и т. д.). Использование таких нелинейностей в газах считалось неперспективным ввиду того, что концентрация частиц в них на пять-шесть порядков меньше, чем в конденсированных средах. Однако исследования в области физики газовых лазеров обнаружили, что нелинейные эффекты в газах в условиях резонанса могут играть существенную роль <sup>46</sup>. В монографии Н. Бломбергена <sup>47</sup> было показано, что в области резонанса газы обладают лучшим по сравнению с конденсированными средами отношением нелинейности к коэффициенту поглощения в силу высокой добротности атомных и молекулярных резонансов. Помимо этого, использование кристаллов для преобразования излучения в коротковолновую область ограничено их непрозрачностью в ВУФ диапазоне спектра. Газовые среды, обладающие разреженным спектром и узкими спектральными линиями, свободны от этого недостатка <sup>48</sup>.

Выражение для нелинейной восприимчивости  $n$ -го порядка, ответственной за генерацию волны с комбинационной частотой  $\omega = \omega_1 + \omega_2 + \dots + \omega_n$ , можно представить в виде <sup>49</sup>

$$\chi^{(n)}(\omega) = \frac{N}{\hbar^n} \frac{\mu_{01}\mu_{12} \dots \mu_{(n-1)n}\mu_{n0}}{(\omega_1 - \omega_{01})(\omega_1 + \omega_2 - \omega_{02}) \dots (\omega - \omega_{0n})},$$

где  $\mu_{ij}$  — матричные элементы дипольного момента, связывающие уровни  $i$  и  $j$  (0 обозначает основное состояние; только оно является заселенным),  $\omega_{0i}$  — резонансные частоты,  $N$  — концентрация частиц. Типичные значения нелинейных гиперполяризуемостей  $\gamma^{(3)}$ ,  $\gamma^{(5)}$  газов и паров металлов (нелинейных восприимчивостей в расчете на один атом) лежат в областях  $10^{-34}$ — $10^{-36}$  и  $10^{-43}$ — $10^{-46}$  ед. СГСЕ соответственно <sup>50</sup>. Для значений  $N = 10^{16}$ — $10^{17}$  см<sup>-3</sup> перезонансные восприимчивости газов  $\chi^{(n)} = N\gamma^{(n)}$  имеют приблизительно тот же порядок величины, что и перезонансные восприимчивости кристаллов. Тем не менее эффективность преобразования частоты излучения в газах может быть существенно больше. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, газы и пары металлов имеют гораздо более высокий порог оптического пробоя, определяемый при обычно используемых плотностях целиком многофотонной ионизацией атомов, что позволяет существенно, на несколько порядков, поднять интенсивность падающего излучения. Использование благородных газов и положительных ионов имеющих высокий потенциал ионизации для преобразования в области больших частот и высоких интенсивностей более предпочтительно, чем применение паров металлов, имеющих низкий потенциал ионизации. Во-вторых, путем разбавления нелинейной среды буферным газом с подходящим показателем преломления можно выполнить условие фазового синхронизма  $k_n = nk_1$ . Таким образом можно создать достаточно протяженную, оптически прочную нелинейную среду, в которой фазовые скорости взаимодействующих волн будут согласованы <sup>51</sup>.

Большие успехи, достигнутые в развитии эксимерных лазеров и их использовании для усиления пикосекундных импульсов до уровней мощности в несколько гигаватт позволили эффективно реализовать процессы нелинейного взаимодействия мощного излучения с атомарными и молекулярными газами, приводящие к генерации когерентного излучения в области длин волн короче 1000 Å. Продвижение в эту область шло по пути генерации высших гармоник и нелинейного смещения частот излучений эксимерных лазеров и лазеров на красителях в результате процессов вида

$$\begin{aligned} h\nu (\lambda < 100 \text{ нм}) &= (2n + 1) h\nu_{\text{эксим}}, & n = 1, 2, 3, \\ h\nu (\lambda < 100 \text{ нм}) &= 2nh\nu_{\text{эксим}} - h\nu_{\text{рас}}, & n = 1, 2, \\ 750 \text{ нм} &\geq \lambda_{\text{рас}} \geq 217 \text{ нм}. \end{aligned}$$

Используя наносекундные импульсы излучения эксимерных лазеров, были получены третья<sup>52</sup> и пятая<sup>53</sup> гармоники ХеСl-, третья гармоника АгF-<sup>54</sup> и третья гармоника КгF-лазеров<sup>55</sup>. Эксперименты по генерации суммарных частот эксимерных лазеров и лазеров на красителях проводились с КгF и АгF<sup>56</sup> лазерами. На рис. 4 показан спектральный диапазон, непрерывно перекрытый когерентным излучением, полученным в результате четырех- и шестиволнового смешения излучения соответствующих эксимерных лазеров и лазеров на красителях<sup>44</sup>.

Вследствие отсутствия оптических материалов, прозрачных в области длин волн короче 100 нм, все эти эксперименты проводились с использованием

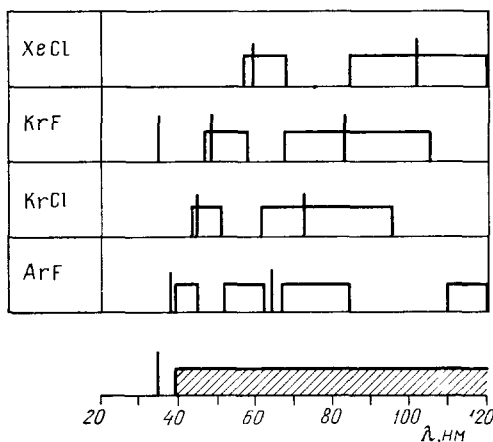


Рис. 4. Когерентное излучение в области длин волн короче 100 нм, полученное с помощью эксимерных лазеров в результате процессов генерации высших гармоник (вертикальные штрихи) и четырех- и шестиволнового смешения излучения эксимерных лазеров и лазеров на красителях (прямоугольники)

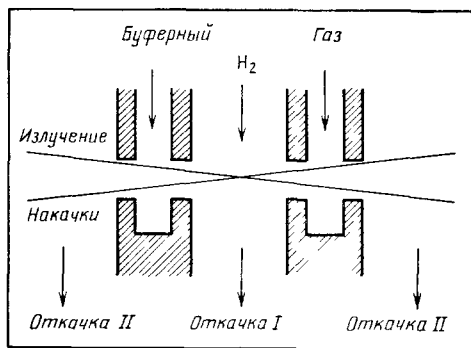


Рис. 5. Схема дифференциальной прокачки газов для генерации ВУФ излучения

систем с дифференциальной прокачкой газов<sup>55</sup> (рис. 5), где нелинейная среда ( $H_2$ ,  $CO$ ,  $Ag$ ,  $Kr$  и т. д.), в которой происходит преобразование излучения и которая, как правило, является поглощающей на генерируемой длине волны, окружена буферным газом (например,  $Ne$ ), не обладающим заметным поглощением в этой области.

Используя излучение третьей гармоники КгF-лазера ( $\lambda = 83$  нм), полученное при помощи подобной системы, где в качестве нелинейной среды использовался Хе, была получена детальная спектроскопическая информация о преддиссоционных уровнях молекул  $H_2$ , HD и  $D_2$ <sup>57</sup>. При генерации излучения суммарной частоты двух квантов АгF-лазера и одного кванта ( $\lambda = 436$  нм) лазера на красителе в  $H_2$  было получено перестраиваемое излучение в области 79 нм, которое было успешно использовано для наблюдения широкой ( $\approx 160$   $cm^{-1}$ ) автоионизационной структуры в  $Ag$  и узких ( $\approx 2$   $cm^{-1}$ ) автоионизационных состояний в  $D_2$ <sup>56</sup>

С появлением источников мощных пикосекундных импульсов УФ излучения был установлен своеобразный рекорд по получению коротковолнового излучения с помощью эксимерных лазеров. В группе Дж. Бокора был проведен эксперимент по генерации третьей ( $\lambda = 82,8$  нм), пятой ( $\lambda = 49,7$  нм) и седьмой ( $\lambda = 35,6$  нм) гармоник излучения КгF-лазера в сверхзвуковой струе гелия<sup>58</sup>. Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 6. Излучение лазера на красителе, настроенного на длину волны 648 нм, удваивалось по частоте в кристалле КDP, а затем суммировалось с излучением



основной гармонике лазера накачки ( $\lambda = 1,06$  мкм) во втором кристалле KDP. Полученное излучение на длине волны 248 нм усиливалось в усилителе до энергии 20 мДж в отдельном импульсе длительностью 15 пс. Затем оно фокусировалось линзой с  $F = 10$  см в пятно диаметром 10 мкм, что позволяло достигать интенсивности  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> в области взаимодействия с газовым потоком.

Использование последних достижений техники импульсного сопла позволяет создавать сверхзвуковые газовые потоки больших плотностей (до  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>)<sup>59</sup>, строго заданной конфигурации, окруженные высоким вакуумом ( $\sim 10^{-4}$  торр), а также при ортогональной геометрии взаимодействия

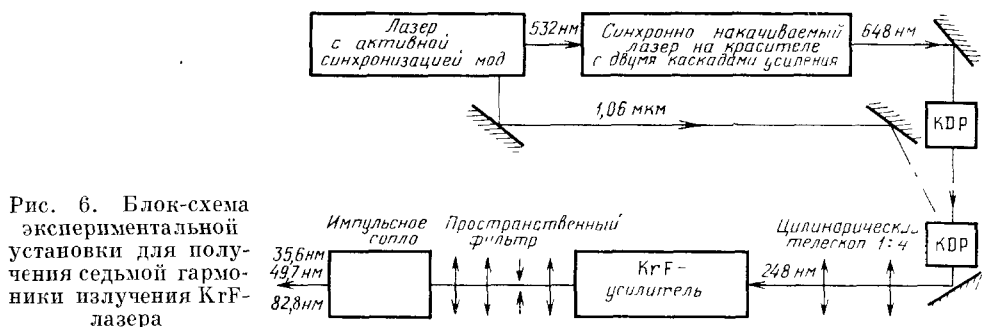


Рис. 6. Блок-схема экспериментальной установки для получения седьмой гармоники излучения KrF-лазера

излучения с потоком, свести к минимуму доплеровское уширение линий поглощения в газе, что важно для резонансных процессов.

Максимальный коэффициент преобразования излучения в седьмую гармонику составил  $3 \cdot 10^{-11}$  ( $10^5$  фотонов в импульсе на длине волны 35,5 нм) при концентрации гелия в потоке  $2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. При концентрации ниже  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> наблюдались только третья и пятая гармоники. В работе по генерации седьмой гармоники ( $\lambda = 38$  нм) излучения с  $\lambda = 266$  нм (четвертая гармоника лазера на АИГ : Nd<sup>3+</sup>)<sup>60</sup> при сравнимых интенсивностях падающего излучения коэффициент преобразования составил  $10^{-8}$  при плотности гелия  $4,5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Таким образом, повышая плотность атомов в области взаимодействия до тех пор, пока поглощение на генерируемой длине волны не начнет играть роль, и уменьшая длительность импульса первой гармоники, увеличивая тем самым его интенсивность (для KrF-лазера теоретический предел  $\sim 0,2$  пс) до уровня, при котором происходит оптический пробой среды, можно существенно увеличить эффективность преобразования излучения в высшие гармоники.

Следующим шагом по продвижению в коротковолновую область спектра, по-видимому, станет генерация девятой гармоники KrF-лазера и седьмой ArF-лазера, лежащих в районе 27,6 нм. С развитием субпикосекундных эксимерных систем появится реальная возможность генерации когерентного излучения в районе 10 нм.

До 1979 г. единственными источниками когерентного излучения в области длин волн короче 1000 Å являлись синхротроны. Первый лазерный источник с  $\lambda = 83$  нм (третья гармоника KrF-лазера) и мощностью 40 мВт имел среднюю спектральную яркость (плотность мощности излучения в единицу телесного угла и частотного интервала), на два порядка превышающую спектральную яркость лучших синхротронов. Пикосекундные лазерные источники обладают спектральной яркостью излучения, на пять порядков превышающей этот параметр синхротронного излучения<sup>44</sup>. Однако синхротронное излучение позволяет непрерывно перекрывать существенно более широкий диапазон длин волн, включая область короче 100 Å; кроме того,

один синхротрон может быть использован одновременно несколькими группами исследователей. Поэтому лазерные и синхротронные источники по мере их развития будут органично дополнять друг друга, давая в руки экспериментаторам уникальный инструмент познания природы.

#### 4. МНОГОФОТОННАЯ НАКАЧКА АТОМОВ И МОЛЕКУЛ С ПОСЛЕДУЮЩИМ ВЫНУЖДЕННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ОБЛАСТИ ВУФ

Под оптической накачкой понимают широкий класс процессов приводящих к созданию сильно неравновесных заселенностей атомарных и молекулярных систем посредством комбинирования резонансного или квазирезонансного оптического возбуждения и различных релаксационных процессов. Эти явления были хорошо изучены еще до появления лазеров. Использование немонохроматических (ламповых) источников накачки для твердотельных и жидкостных лазеров получило широкое распространение за последние двадцать лет. С развитием лазерных источников накачки, излучение которых может эффективно поглощаться в газах, имеющих узкие спектральные линии, открылись новые возможности получения когерентного излучения в различных частях спектра. Так, например, интенсивное развитие получили молекулярные лазеры дальнего ИК диапазона (FIR laser) с оптической накачкой от  $\text{CO}_2$ , HF,  $\text{N}_2\text{O}$  лазеров, позволяющие получать излучение в области от 30 мкм до 2 мм, как в непрерывном режиме с милливаттными уровнями мощности, так и в импульсном режиме с мощностью, превышающей несколько МВт <sup>61</sup>.

При создании лазеров с оптической накачкой необходимо учитывать выполнение двух условий: источник накачки должен обладать достаточной мощностью, и длина волны его излучения должна совпадать с линией поглощения активной среды или быть близкой к ней. Существует множество различных схем получения инверсной заселенности с помощью оптической накачки. Это и простейшие трехуровневые лазерные схемы и схемы, включающие в себя процессы каскадного и многофотонного возбуждения.

Электронные переходы в атомарных и молекулярных газах, обладающие большими силами осцилляторов, являются чрезвычайно привлекательными для их использования в лазерах с оптической накачкой. Однако тот факт, что большинство электронных полос поглощения лежит в УФ и ВУФ областях спектра, существенно ограничивал экспериментаторов из-за отсутствия соответствующих источников накачки. С появлением мощных перестраиваемых эксимерных лазеров идея генерации вынужденного излучения в области ВУФ в результате процесса многофотонной накачки получила свое реальное воплощение. Одной из первых работ в этом направлении явилась серия экспериментов по двухфотонному возбуждению молекулярного водорода излучением ArF лазера и наблюдению вынужденного излучения в широкой области от 117 до 158 нм <sup>62</sup>.

Молекулярный водород был выбран вследствие того, что имеется большое количество детальной спектроскопической информации о его возбужденных электронных состояниях, в частности хорошо известен <sup>63</sup> двухфотонный резонанс перехода  $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow E, F^1\Sigma_g^+$  на длине волны 193 нм, что позволяло рассматривать его как наиболее подходящий кандидат для экспериментов по преобразованию излучения в ВУФ область. На рис. 7 представлена упрощенная диаграмма электронных термов молекулы  $\text{H}_2$ . Для двухфотонного возбуждения состояния  $E, F^1\Sigma_g^+$  наиболее сильными являются переходы в Q-ветви ( $X(J) \rightarrow E, F(J)$ ) <sup>64</sup>. Перестройка излучения ArF <sup>36</sup>-источника позволяла настраиваться точно на Q (1)-, Q (2)-, и Q (3)-линии перехода  $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow E, F^1\Sigma_g^+$ . Мощность излучения накачки составляла  $\approx 2$  ГВт, при длительности импульса 10 пс. Ширина лазерной линии равнялась  $5 \text{ см}^{-1}$ , а расходимость излучения составила 10 мкрад. Излучение накачки фокусировалось линзой с  $F = 1,6$  м в центр двухметровой кюветы заполненной водородом при

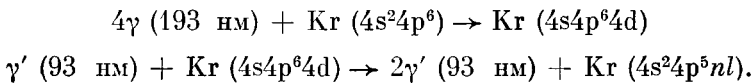
давлении от 20 до 500 торр. Выходное окно кюветы было состыковано непосредственно с входной щелью вакуумного монохроматора.

Спектр вынужденного излучения возбужденного водорода состоял из 25 отдельных интенсивных линий в областях 142,9—158,5 нм (переход  $B^1\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+$ ), 117,6—117,8 нм (переход  $C^1\Pi_u \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ ), а также 754—922 нм (переход  $E, F^1\Sigma_g^+ \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ ). Состояние  $C^1\Pi_u$  заселялось, по мнению авторов, за счет столкновений возбужденных молекул  $H_2$  с электронами, образовавшимися в результате фотоионизации состояния  $E, F^1\Sigma_g^+$ . При давлении  $H_2$  свыше 500 торр происходило эффективное преобразование излучения накачки в первую стоксову компоненту и были выделены два основных канала фотовозбуждения колебательно-вращательных подуровней состояния  $E, F^1\Sigma_g^+$ : 1) возбуждение двумя фотонами на длине волны 193 нм ( $51\,656\text{ см}^{-1}$ ), 2) возбуждение фотоном основной частоты ( $51\,656\text{ см}^{-1}$ ) в комбинации с фотоном на первой стоксовой частоте ( $47\,501\text{ см}^{-1}$ ). Оптический штарк-эффект также играл существенную роль в процессе возбуждения, сдвигая резонансные уровни молекулы на величину, достигающую  $\approx 45\text{ см}^{-1}$ .

Максимальная энергия в импульсе излучения на самой сильной линии ( $B^1\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+$  ( $1 \rightarrow 7$ )) Р (4) с  $\lambda = 149,96\text{ нм}$  составляла приблизительно 100 мкДж, что соответствует коэффициенту преобразования 0,5%. Длительность импульса была оценена величиной порядка 10 пс. Таким образом, максимальная мощность ВУФ излучения равнялась 10 МВт. Используя большой набор оптических переходов в молекулах  $HD$  и  $D_2$ , можно значительно расширить набор генерируемых с помощью данного метода частот.

Теми же авторами было реализовано многофотонное возбуждение атомов Кг при давлениях от 5 до 1000 торр излучением АгF лазерного источника ( $\lambda = 193\text{ нм}$ ,  $P = 1\text{ ГВт}$ ,  $\tau_{\text{имп}} = 10\text{ пс}$ ) и получено мощное вынужденное излучение на длинах волн 91,6; 93,1; 97,5; 98,5 и 100,3 нм<sup>65</sup>.

Была предложена следующая схема процесса возбуждения и последующего излучения:



Экспериментально была обнаружена перестройка излучения на длине волны 93 нм в пределах  $600\text{ см}^{-1}$ , хотя ширина верхнего ( $4s4p^64d$ ) уровня не превышала  $100\text{ см}^{-1}$ . Этот факт был объяснен наличием большого числа близко расположенных уровней и быстрым перераспределением энергии между возбужденными состояниями и за счет столкновений. Максимальный коэффициент преобразования на самой сильной линии составил  $10^{-4}$ .

Данная система представляет собой первый реализованный источник когерентного излучения в ВУФ на переходах между внутренними электронными оболочками атома, обладающий самой короткой длиной волны. Одним из существенных результатов этой работы явилось экспериментальное подтверждение селективности многофотонного возбуждения автоионизационных состояний в Кг.

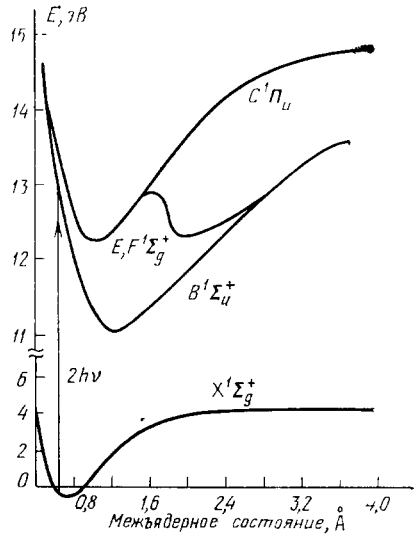


Рис. 7. Упрощенная энергетическая диаграмма электронных термов молекулы  $H_2$

Приведенные выше результаты двух работ, выполненных Ч. К. Роудзом с сотрудниками, являются яркой иллюстрацией перспективности использования мощных пикосекундных эксимерных систем для многофотонной накачки различных атомов и молекул.

### 5. ЛАЗЕРЫ НА АНТИСТОКСОВОМ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ

Антистоксовы источники когерентного излучения (Anti-Stokes Raman laser) <sup>66-68</sup> основаны на вынужденном комбинационном рассеянии фотонов лазера накачки на возбужденных атомах или молекулах, находящихся в долгоживущих ( $\sim 0,5$  мкс) метастабильных состояниях. Схема, иллюстрирующая процесс преобразования излучения накачки в излучение на антистоксовой частоте, приведена на рис. 8. Выражение для сечения усиления вынужденного излучения на антистоксовой частоте, полученное в квазирезонансном приближении для трехуровневой системы, имеет вид <sup>70</sup>

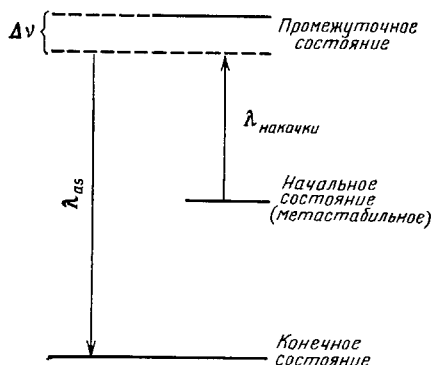


Рис. 8. Схема преобразования излучения в антистоксовом лазере

процесс преобразования излучения накачки в излучение на антистоксовой частоте, приведена на рис. 8. Выражение для сечения усиления вынужденного излучения на антистоксовой частоте, полученное в квазирезонансном приближении для трехуровневой системы, имеет вид <sup>70</sup>

$$\sigma_{as} = \frac{e^4 f_1 f_2 v_{as}}{32\pi^3 \epsilon_0^2 m^2 h c^2 v_n v_{np} (\Delta\nu)^2 \gamma}, \quad (5.4)$$

где  $f_1$  и  $f_2$  — силы осцилляторов для дипольных переходов между начальным и промежуточным, и конечным и промежуточными состояниями соответственно,  $v_n$  и  $v_{np}$  — соответствующие начальному и промежуточному состоя-

ниям частоты,  $v_{as}$  — антистоксова частота,  $\Delta\nu$  — расстройка,  $\gamma$  — ширина антистоксовой линии. Усиление антистоксового сигнала при одном проходе через усиливающую среду равняется  $\exp(\Delta N \sigma_{as} I L)$ , где  $\Delta N$  — концентрация атомов в метастабильном состоянии,  $I$  — интенсивность накачки,  $L$  — длина усиливающей среды. Для характерных значений  $\sigma_{as} = 3 \cdot 10^{-22}$  см<sup>4</sup>/Вт,  $\Delta N = 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $L = 30$  см,  $I = 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> усиление на одном проходе составило бы  $e^{270}$  (без учета эффекта насыщения).

Метастабильные состояния могут быть получены различными способами: в электрическом и СВЧ разрядах <sup>73</sup>, при ионизации атомов, находящихся в основном состоянии, мягким рентгеновским излучением лазерной плазмы <sup>74</sup>, при флешфотоллизе солей типа NaI, NaBr <sup>75</sup> и различных органических соединений <sup>76</sup>, при селективной фотодиссоциации эксимерными лазерами солей типа TlI, TlCl, InI <sup>69</sup>. В табл. I приведены данные по получению когерентного

Таблица I

Спектроскопические характеристики реализованных антистоксовых лазеров в УФ и ВУФ областях спектра

Элемент	Начальное состояние	Конечное состояние (энергия в см <sup>-1</sup> )	Лазер накачки (λ, нм)	Δν, см <sup>-1</sup>	Промежуточное состояние (энергия в см <sup>-1</sup> )	λ <sub>ас</sub> , нм	σ <sub>ас</sub> , см <sup>4</sup> /Вт
Tl	6p <sup>2</sup> P <sub>3/2</sub> <sup>0</sup>	6p <sup>2</sup> P <sub>1/2</sub> <sup>0</sup> (7793)	XeF (353)	11	6d <sup>2</sup> D <sub>3/2</sub> (36117)	277	1,3 · 10 <sup>-21</sup>
Br	4p <sup>5</sup> 2P <sub>1/2</sub> <sup>0</sup>	4p <sup>5</sup> 2P <sub>3/2</sub> <sup>0</sup> (3625)	F <sub>2</sub> (157)	8	5s <sup>2</sup> P <sub>3/2</sub> (67176)	149	8,6 · 10 <sup>-23</sup>
I	5p <sup>5</sup> 2P <sub>1/2</sub> <sup>0</sup>	5p <sup>5</sup> 2P <sub>3/2</sub> <sup>0</sup> (7603)	2-й антистокс от KгF-лазера в H <sub>2</sub> (206)	77	6s <sup>2</sup> P <sub>3/2</sub> (56093)	178	7,4 · 10 <sup>-24</sup>

излучения в УФ и ВУФ областях с помощью процессов вынужденного антистоксового рассеяния на различных атомах <sup>70-72, 77</sup>. Квантовая эффективность преобразования излучения в этих системах достигает 50 %. Характерные концентрации атомов в метастабильных состояниях  $10^{16}$ — $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Из таблицы видно, что наименьшей длиной волны ( $\lambda = 149$  нм) обладает излучение, получаемое при накачке атомов брома в состоянии Br\* ( $4p^2P_{1/2}^o$ ) излучением F<sub>2</sub> лазера ( $\lambda = 157$  нм) <sup>71</sup>.

В этом эксперименте атомы Br\* образовались в результате селективной диссоциации паров NaBr под действием излучения с  $\lambda = 250$  нм (суммарная частота второй гармоники лазера на красителе и основной гармоники лазера на АИГ : Nd<sup>3+</sup>). Соль NaBr была выбрана по причине отсутствия поглощения натрием излучения на длинах волн 157 и 149 нм. Концентрация молекул NaBr при температуре 860°C составляла  $2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. При энергии падающего излучения электроразрядного F<sub>2</sub> лазера 2,5 мДж энергия импульса на  $\lambda = 149$  нм составила  $\approx 0.1$  мДж при длительности 5 нс (как и у F<sub>2</sub> лазера). Формы антистоксового импульса и импульса накачки были схожими. Исходя из выражения для сечения усиления антистоксового сигнала (5.1), была определена концентрация атомов Br\*, образовавшихся в результате диссоциации NaBr, равная  $2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. При использовании в качестве источника диссоциирующего излучения мощного KrF лазера концентрация Br\* может быть существенно повышена, что приведет к увеличению эффективности преобразования.

Привлекательным объектом для использования в качестве активной среды антистоксового лазера в области ВУФ является колебательно возбужденная молекула СО благодаря, прежде всего, простому способу возбуждения (многоступенчатая химическая реакция с участием N<sub>2</sub>, NO, CS<sub>2</sub>, инициированная СВЧ разрядом), большому стоксовому сдвигу ( $\sim 3$ — $4$  эВ) и очень большому сечению излучательного перехода из промежуточного (электронно возбужденного) состояния A<sup>1</sup>П ( $v = 1$ — $7$ ) в конечное (основное) X<sup>1</sup>Σ<sup>+</sup> ( $v = 0$ — $5$ )  $\sigma \sim 10^{-14}$  см<sup>2</sup>. Впервые идея об использовании молекулы СО для лазеров на комбинационном рассеянии была выдвинута Дж. Хэнком и Х. Захариасом <sup>78</sup>. В их первых экспериментах при накачке смеси Ar, O<sub>2</sub>, CS<sub>2</sub> при низких давлениях СВЧ разрядом были получены относительно малые концентрации высоко колебательно возбужденных молекул СО ( $v = 10$ — $15$ )  $\sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

В работе Дж. Уайта и сотрудников <sup>79</sup> была получена концентрация СО\*  $\approx 2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, позволившая реализовать эффективное преобразование излучения ArF лазера и перестраиваемого лазера на красителе ( $\lambda = 219$ — $250$  нм) в область 134—174 нм. При накачке ArF-лазером молекул СОX<sup>1</sup>Σ<sup>+</sup> ( $v = 10$ — $15$ ) наблюдались интенсивные линии излучения на длинах волн 152, 157, 167 и 173 нм, соответствующие переходам из состояния A<sup>1</sup>П ( $v = 1$ ) в состояние X<sup>1</sup>Σ<sup>+</sup> ( $v = 2$ — $5$ ). При использовании в качестве накачки излучения второй гармоники лазера на красителе наблюдалось сильное поглощение излучения на длине волны 222 нм и следующее за ним мощное вынужденное излучение на длинах волн 134, 138, 143, 152, 162 и 174 нм, соответствующих переходам A<sup>1</sup>П ( $v = 7$ ) → X<sup>1</sup>Σ<sup>+</sup> ( $v = 2$ — $7$ ). Таким образом, было показано, что наиболее подходящим источником накачки для антистоксового лазера на молекуле СО в этой области длин волн является KrCl-лазер ( $\lambda = 222$  нм). Дальнейшее улучшение параметров описанной установки позволит, по мнению авторов, получать энергии излучения на указанных длинах волн  $\sim 10^{-3}$  Дж.

Перспективным с точки зрения создания новых источников когерентного излучения в области 100—200 нм является предложенный Дж. Уайтом <sup>80</sup> класс антистоксовых лазеров на основе химических элементов VI группы, таких, как, например, O, S, Se. Способы возбуждения метастабильных состояний этих атомов при селективной диссоциации соответствующих молекул под действием ВУФ излучения хорошо известны <sup>81, 82</sup>.

Элементы VI группы имеют общую электронную структуру, изображенную на рис. 9: основное электронное состояние  $3P_{0,1,2}$  и возбужденные состояния  $1D_2$  и  $1S_0$ . Мюррей и Роудз<sup>81</sup> первыми предложили использовать переходы  $1S_0 \rightarrow 1D_2$  (так называемый авроральный переход) и  $1S_0 \rightarrow 3P_{0,1,2}$  (трансавроральные переходы) в качестве лазерных переходов. Основным препятствием для этого является необходимость создания больших плотностей состояний  $1S_0$ , так же как и для использования этих переходов в антистоксовых лазерах.

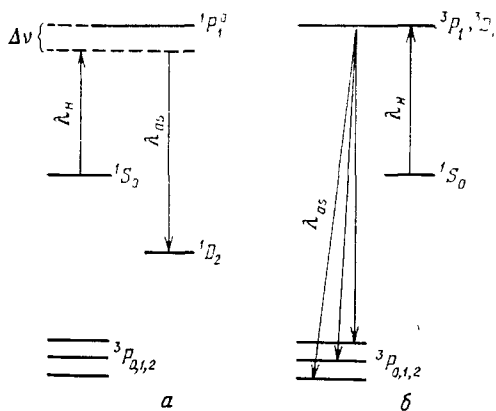


Рис. 9. Схема энергетических уровней элементов VI группы, иллюстрирующая два типа антистоксовых лазеров.

*a* — Нерезонансное преобразование частоты на переходах между синглетными состояниями; *б* — резонансное преобразование частоты на интеркомбинационных переходах

Для первого типа (рис. 9, *a*) процесс преобразования излучения происходит целиком между синглетными состояниями атома. Дипольные матричные элементы переходов  $1S_0 \rightarrow 1P_1$  и  $1P_1 \rightarrow 1D_2$  велики, и, следовательно, антистоксовое излучение будет перестраиваться в широких пределах.

Для второго типа лазеров (рис. 9, *б*) преобразование идет через интеркомбинационный переход в триплетное состояние ( $3P_1$ ,  $3D_1$ ) с последующим излучением при переходе в основное состояние. Так как интеркомбинационные переходы являются обычно слабыми, то, по всей видимости, частота излучения лазера накачки должна быть близкой к резонансу между этими уровнями. Антистоксов лазер второго типа будет иметь существенно более узкую область перестройки излучения по сравнению с первым.

Экспериментально измеренные времена жизни метастабильных состояний S ( $1S_0$ ) и Se ( $1S_0$ ), составляющие порядка 1 мкс<sup>84-86</sup>, а также высокие плотности этих атомов, получаемые в этих работах, позволяют рассматривать эти системы как весьма перспективные среды для антистоксовых источников ВУФ излучения.

В табл. II приведены данные по возможным источникам излучения на синглетных переходах в атомах O, S и Se (антистоксовы лазеры первого типа).

Таблица II

Спектроскопические характеристики возможных антистоксовых лазеров на переходах между синглетными состояниями элементов VI группы (лазеры первого типа)

Элемент	Начальное состояние (энергия в см <sup>-1</sup> )	Конечное состояние (энергия в см <sup>-1</sup> )	Промежуточное состояние (энергия в см <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (нм) лазера накачки	$\lambda_{AS}$ , нм	$\sigma_{AS}$ , см <sup>4</sup> /Вт
O	$2p^{41}S_0$ (33 792)	$2p^{41}D_2$ (15 867)	$3p^33s^1P_1^0$ (115 918)	121,7	99,9	$1,2 \cdot 10^{-22}$
S	$3p^{41}S_0$ (22 181)	$3p^{41}D_2$ (9 239)	$3p^34s^1P_1^0$ (78 290)	178,2	144,8	$1,1 \cdot 10^{-21}$
Se	$4p^{41}S_0$ (22 446)	$4p^{41}D_2$ (9 576)	$4p^35s^1P_1^0$ (72 568)	199,5	158,7	$3,7 \cdot 10^{-22}$

Особый интерес представляет лазер на атомарном кислороде с длиной волны 99,9 нм. Для создания необходимой концентрации O ( $1S_0$ ), помимо Ag<sub>2</sub>-ла-

зера <sup>83</sup>, может быть использовано излучение мощностью несколько киловатт третьей гармоники ( $\lambda = 122$  нм) <sup>87</sup> лазера на красителе.

В табл. III приведены данные по антистоксовым лазерам на интеркомбинационных переходах в атомах S и Se (лазеры второго типа). Несмотря на то, что интеркомбинационные переходы являются, как правило, слабыми (сила

Таблица III

Спектроскопические характеристики возможных антистоксовых лазеров на интеркомбинационных переходах элементов VI группы (лазеры второго типа)

Элемент	Начальное состояние (энергия в см <sup>-1</sup> )	Конечное состояние (энергия в см <sup>-1</sup> )	Промежуточное состояние (энергия в см <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (нм) лазера накачки	$\lambda_{as}$ , нм	$\sigma_{as}$ , см <sup>4</sup> /Вт
S	3p <sup>41</sup> S <sub>0</sub> (22 181)	3p <sup>43</sup> P <sub>2</sub> 3P <sub>1</sub> 3P <sub>0</sub>	3p <sup>3</sup> 4s <sup>3</sup> P <sub>1</sub> <sup>0</sup> (77 151)	181,9	129,6 130,3 130,5	4,9 · 10 <sup>-14</sup> 3,7 · 10 <sup>-14</sup> 1,7 · 10 <sup>-13</sup>
			3p <sup>3</sup> 4s <sup>33</sup> D <sub>1</sub> <sup>0</sup> (67 817)	219,1	147,5 148,3 148,7	1,7 · 10 <sup>-15</sup> 3,3 · 10 <sup>-14</sup> 1,2 · 10 <sup>-13</sup>
			4p <sup>3</sup> 5s <sup>3</sup> P <sub>1</sub> <sup>0</sup> (71 199)	205,1	140,4 144,5	1,5 · 10 <sup>-14</sup> 1,8 · 10 <sup>-14</sup>
					4p <sup>3</sup> 5s <sup>3</sup> D <sub>1</sub> <sup>0</sup> (61 681)	254,9
Se	4p <sup>41</sup> S <sub>0</sub> (22 446)	4p <sup>43</sup> P <sub>2</sub> 3P <sub>1</sub> 3P <sub>0</sub>	4p <sup>3</sup> 5s <sup>3</sup> P <sub>1</sub> <sup>0</sup> (71 199)	205,1	140,4 144,5	1,5 · 10 <sup>-14</sup> 1,8 · 10 <sup>-14</sup>
			4p <sup>3</sup> 5s <sup>3</sup> D <sub>1</sub> <sup>0</sup> (61 681)		254,9	145,6 162,1 167,5 169,1

осциллятора  $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$ ), они насыщаются при довольно скромных интенсивностях накачки, и, следовательно, при условиях резонансной накачки на этих системах могут быть получены высокие эффективности преобразования и мощности излучения в вакуумном ультрафиолете.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанные на сегодняшний день лазерные источники перестраиваемого ВУФ и МР излучения непрерывно перекрывают диапазон длин волн вплоть до 39 нм. Они обладают наивысшей спектральной яркостью по отношению к другим источникам излучения в этой области (синхротроны, дуговые лампы). Достигнутые мощности достаточны не только для линейной спектроскопии, но и позволяют осуществлять многофотонное возбуждение атомов и молекул.

С появлением мощных источников сверхкоротких импульсов УФ излучения на основе эксимерных лазеров перед экспериментаторами открылось новое широкое поле деятельности, недоступное ранее. Уже первые работы по применению пикосекундного ArF-лазера для исследования коллективных процессов в атомах позволили получить уникальные результаты по многофотонной бесстолкновительной многократной ионизации атомов с  $Z$  от 2 до 92. В этих экспериментах при плотности падающего излучения  $\sim 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> на длине волны 193 нм были получены десятизарядные ионы урана U<sup>+10</sup>, для образования которых необходимо поглощение атомом урана 99 квантов излучения ArF-лазера (рис. 10). Были также выявлены новые закономерности взаимодействия атомов с  $Z > 10$  с интенсивным световым полем <sup>65</sup>.

Пикосекундные лазерные источники излучения с  $\lambda < 100$  нм позволяют проводить исследования поверхностных явлений с высоким временным и пространственным разрешением (например, диагностика процесса рекристаллизации при лазерном отжиге полупроводников) <sup>88</sup>. Предсказывается, что использование импульсов длительностью  $\sim 10$  пс и мощностью порядка 100 кВт позволит наблюдать образование одиночных атомных слоев.

Дальнейшее развитие и совершенствование эксимерных лазерных систем и методов нелинейного преобразования оптического излучения в излучение коротковолновой области спектра позволят в ближайшее время создать мощные перестраиваемые источники когерентного излучения, непрерывно

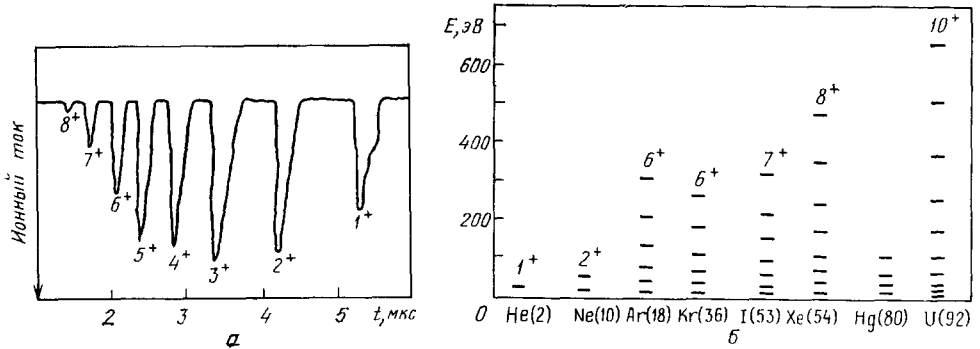


Рис. 10. Многократная ионизация атомов под действием излучения с  $\lambda = 193$  нм и плотностью мощности  $\sim 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>.

а — Зависимость ионного тока во времяпролетном масс-спектрометре от времени для атомов Хе; б — энергия состояний полученных ионов в зависимости от атомного номера Z

перекрывающие диапазон длин волн от видимого до рентгеновского излучения. Перспективы и возможности, которые сулит появление таких источников, являются мощными стимулами для решения проблем, стоящих на этом пути.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Uehara Y., Sasaki W., Saito S.— *Opt. Lett.*, 1984, v. 9, p. 539.
2. Drummond D. L., Gallagher A.— *J. Chem. Phys.*, 1974, v. 60, p. 3426.
3. Houtermans F. G.— *Helv. Phys. Acta*, 1960, v. 33, p. 933.
4. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Попов Ю. М.— *Письма ЖЭТФ*, 1970, т. 12, с. 473.
5. Koehler H. E., Ferderber L. J., Redhead D. L.— *Appl. Phys. Lett.*, 1972, v. 21, p. 198.
6. Бычков Ю. И., Лосев В. Ф., Месяц Г. А., Тарасенко В. Ф.— *Письма ЖЭТФ*, 1977, т. 3, с. 1233.
7. Зуев В. С., Канаев А. В., Михеев Л. Д., Ставровский Д. Б.— *Квант. электрон.*, 1980, т. 7, с. 2660.
8. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Высикайло Ф. Н.— *Ibidem*, 1981, т. 8, с. 1909.
9. Wisoff P. J. K., Young J. E.— *IEEE J. Quantum Electron.*, 1984, v. QE-20, p. 195.
10. Fahlen T. S.— *Ibidem*, 1980, v. QE-16, p. 1260.
11. Edwards C. B., O'Neill F., Shaw M. J.— In: *Excimer Laser — 1983: AIP Conf. Proc. No. 100/Ed. C. K. Rhodes.*— N.Y.: AIP, 1983, p. 59.
12. Елецкий А. В.— *УФН*, 1978, т. 125, с. 279.
13. *Эксимерные лазеры/Под ред. Ч. К. Роудза.*— М.: Мир, 1981.
14. Wight S. A.— *J. Chem. Phys.*, 1983, v. 78, p. 4875.
15. Donohue T.— *Opt. Eng.*, 1979, v. 18, p. 81.
16. *Laser Focus*, 1980, v. 16, No. 5, p. 18.
17. Uchino O., Tokunaga M., Maeda M.— *Opt. Lett.*, 1983, v. 8, p. 347.
18. Murray J. R., Goldhar J., Eimerl D.— *IEEE J. Quantum Electron.*, 1979, v. QE-15, p. 342.
19. Архипкин В. Г., Попов А. К. *Препринт ИФСО-300 Ф.*— Красноярск, 1984.
20. Jacob J. M., Mangano J. A.— *Appl. Phys. Lett.*, 1976, v. 28, p. 724.
21. Ищенко В. Н., Лисицын В. Н., Ражев А. М.— *Письма ЖЭТФ*, 1976, т. 2, с. 839.
22. Watanabe S., Endoh A.— *Appl. Phys. Lett.*, 1982, v. 41, p. 799.



23. Pasala T. J., McDermid I. S., Laudenslager J. B.— *Ibidem*, 1984, v. 44, p. 658.
24. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Степанов Ю. Ю.— *Квант. электрон.*, 1981, т. 8, с. 1861.
25. Caro R. G., Gower M. C., Webb C. E.— *Appl. Phys. Ser. D.*, 1982, v. 15, p. 767.
26. Caro R. G., Gower M. C.— *Opt. Lett.*, 1982, v. 7, p. 162.
27. Egger H., Srinivasan T., Hohla K., Scheingraber H., Vidal C. R., Pummer H., Rhodes C. K.— *Appl. Phys. Lett.*, 1981, v. 39, p. 37.
28. Каранузицков А. И., Макуха В. К., Ражев А. М.— *Квант. электрон.*, 1982, т. 9, с. 150.
29. Yamada K., Hasama T., Sato T.— *Opt. Lett.*, 1984, v. 9, p. 37.
30. Watanabe S., Watanabe M., Endoh A.— *Appl. Phys. Lett.*, 1983, v. 43, p. 533.
31. Pasala T. J., Laudenslager J. B.— *Ibidem*, 1980, v. 37, p. 366.
32. Varghese T.— *Ibidem*, 1982, v. 41, p. 684.
33. Watanabe S., Watanabe M., Endoh A.— *Opt. Lett.*, 1983, v. 8, p. 638.
34. Maeda M., Mizunami T., Sato A.— *Appl. Phys. Lett.*, 1980, v. 36, p. 636.
35. Corkum P. B., Taylor R. S.— *IEEE J. Quantum Electron*, 1982, v. QE-18, p. 1962.
36. Egger H., Luk T. S., Boyer K., Muller D. F., Pummer H., Srinivasan T., Rhodes C. K.— *Appl. Phys. Lett.*, 1982, v. 41, p. 1032.
37. Szatmari S., Schäfer F. P.— *Opt. Commun.*, 1983, v. 48, p. 279.
38. Szatmari S., Schäfer F. P.— *Appl. Phys. Ser. B*, 1984, v. 33, p. 95.
39. *Bor Zs.*— *Opt. Commun.*, 1981, v. 39, p. 383.
40. Szatmari S., Schäfer F. P.— *Appl. Phys., Ser. B*, 1984, v. 33, p. 219.
41. Ахманов С. А., Вальшин А. М., Гордjenко В. М., Джиджоев М. С., Краюшкин С. В., Платоненко В. Т., Попов В. К.— *Квант. электрон.* 1984, т. 11, с. 1897.
42. Вартанов С. К., Вовченко В. И.— *Ibidem*, 1976, т. 3, с. 2450.
43. Джиджоев М. С., Платоненко В. Т., Попов В. К.— *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3 «Физика. Астрономия»*, 1984, т. 25, № 5, с. 113.
44. Egger H., Pummer H., Rhodes C. K.— *Laser Focus*, 1982, No. 6, p. 59.
45. Ярич А. *Квантовая электроника*.— М.: Сов. радио, 1980.
46. Раутман С. Г.— *Тр. ФИАН СССР*, 1968, т. 43, с. 3.
47. Бломберген Н. *Нелинейная оптика*.— М.: Мир, 1966.
48. Бахрамов С. А., Тартаковский Г. Х., Хабибуллаев П. К.— *Нелинейные резонансные процессы и преобразование частоты в газах*.— Ташкент: Фан, 1981.
49. Harris S. E.— *Phys. Rev. Lett.*, 1973, v. 31, p. 341.
50. Doitcheva V. L., Mitev V. M., Pavlov L. I.— *Optical and Quantum Electron*, 1978, v. 10, p. 131.
51. Ахманов С. А.— В кн.: *Нелинейная спектроскопия*/Под ред. Н. Бломбергера.— М.: Мир, 1979.
52. Reintjes J.— *Opt. Lett.*, 1979, v. 4, p. 242.
53. Reintjes J., Christensen R., Tankersley L. L.— *Opt. Commun.*, 1981, v. 39, 334.
54. Pummer H., Srinivasan T., Rhodes C. K.— *Opt. Lett.*, 1982, v. 7, p. 93.
55. Egger H., Hawkins R. T., Rhodes C. K.— *Ibidem*, 1980, v. 5, p. 282.
56. Srinivasan T., Egger H., Rhodes C. K.— *IEEE J. Quantum Electron.*, 1983, v. QE-19, p. 1270.
57. Rothschild M., Egger H., Hawkins R. T., Bokor J., Pummer H., Rhodes C. K.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1981, v. 23, p. 206.
58. Bucksbaum P. H., Bokor J., Freeman R. R.— *Opt. Lett.*, 1983, v. 8, p. 217.
59. Tarvin J. A.— *Phys. Rev. Lett.*, 1982, v. 48, p. 256.
60. Reintjes J., She C. Y., Eckardt R. C.— *IEEE J. Quantum Electron.*, 1978, v. QE-14, p. 581.
61. *Nonlinear Infrared Generation*/Ed. Y.-R. Shen.— New York; Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 1977.— (Topics in Applied Physics. V. 16).
62. Pummer H., Egger H., Luk T. S., Srinivasan T., Rhodes C. K.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1983, v. 28, p. 795.
63. Kligger D. J., Bokor J., Rhodes C. K.— *Ibidem*, 1980, v. 21, p. 607.
64. Герцберг Г. *Строение и спектры двухатомных молекул*.— М.: ИЛ, 1949.
65. Boyer K., Egger H., Luk T. S., Pummer H., Rhodes C. K.— *J. Opt. Soc. Am. Ser. B*, 1984, v. 1, p. 3.
66. Виноградов А. В., Юков Е. А.— *Письма ЖЭТФ*, 1972, т. 16, с. 631.
67. Carman R. L.— *Phys. Rev. Lett.*, 1974, v. 33, p. 190.
68. White J. C., Henderson D.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1982, v. 25, p. 1226.
69. White J. C., Henderson D.— *IEEE J. Quantum Electron.* 1982, v. 6, p. 941.

70. White J. C., Henderson D.— *Opt. Lett.*, 1982, v. 7, p. 204.
71. White J. C., Henderson D.— *Ibidem*, 1983, v. 8, p. 520.
72. White J. C., Henderson D.— *IEEE J. Quantum Electron.*, 1984, v. QE-20, p. 185.
73. Willson J. R., Falcone R. W., Young J. F.— *Phys. Rev. Lett.*, 1981, v. 47, p. 1827.
74. Caro R. G., Wang J. C., Falcone R. W.— *Appl. Phys. Lett.*, 1983, v. 42, p. 9.
75. Davidovits P., Brodhead D. C.— *J. Chem. Phys.*, 1967, v. 46, p. 2968.
76. Правиков А. М.— *Квант. электрон.*, 1981, т. 8, с. 1397.
77. Ludewigt K., Birkman K., Wellegehausen B.— *Appl. Phys. Ser. B.*, 1984, v. 33, p. 133.
78. Hancock G., Zacharias H.— *Chem. Phys. Lett.*, 1981, v. 82, p. 402.
79. White J. C., Henderson D., Miller T. A., Heaven M.— In: *Laser Spectroscopy. VI.*— New York; Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 1983, p. 407.— (Springer Series in Optical Sciences. V. 40).
80. White J. C.— *Opt. Lett.*, 1984, v. 9, p. 38.
81. Murray J. R., Rhodes C. K.— *J. Appl. Phys.*, 1976, v. 47, p. 5041.
82. Zelikoff M., Watanabe K., Inn E. C. Y.— *J. Chem. Phys.*, 1970, v. 21, p. 1953.
83. Black G., Sharpless R. L., Slinger T. G.— *Ibidem*, 1975, v. 62, p. 4266.
84. Powell H. T., Prosnitz D., Schleicher B. R.— *Appl. Phys. Lett.*, 1979, v. 34, p. 571.
85. Rice J. K., Woodworth J. R.— *J. Appl. Phys.*, 1979, v. 50, p. 4415.
86. Powell H. T., Schleicher B. R.— *J. Chem. Phys.*, 1980, v. 73, p. 5059.
87. Mahon R., Tomkins F. S.— *IEEE J. Quantum Electron.*, 1982, v. QE-18, p. 913.
88. Rhodes C. K.— In: *Novel Materials and Technology in Condensed Matter*/Ed. G. W. Grabtree, P. Vashishta.— N. Y.: Elsevier, 1982, p. 151.