

Излучательные и фотохимические свойства органических соединений при мощном возбуждении ХеСІ-лазером

Т.Н.Копылова, Р.Т.Кузнецова, В.А.Светличный, А.К.Сергеев, Е.Н.Тельминов, Д.Н.Филинов

Исследованы излучательные и фотохимические свойства ряда лазерных красителей при возбуждении сфокусированным излучением ХеСІ-лазера в области интенсивности накачки до 200 МВт/см². Предложена методика измерения коэффициента усиления органических молекул при мощном возбуждении. Изучена зависимость пропускания красителями возбуждающего излучения от его интенсивности. Показано, что изменение энергетических, спектральных и временных характеристик излучения и фотостабильности органических соединений при мощном возбуждении связано с формированием суперлюминесценции.

Ключевые слова: мощное лазерное возбуждение, органические соединения, суперлюминесценция, фотостабильность, коэффициент усиления.

Для получения высокой выходной энергии перестраиваемого лазера на красителе для накачки используется мощное излучение. В связи с этим возникают проблемы сохранения высокой эффективности преобразования излучения и фотостабильности лазерноактивных сред в условиях мощного возбуждения. В последние годы в литературе идет дискуссия относительно особенностей излучательных свойств органических соединений при мощном лазерном возбуждении [1–5], где обсуждается возможность изменения коэффициента Эйнштейна для спонтанного излучения при мощном возбуждении [1, 2].

В настоящей работе исследуются особенности излучательных свойств органических молекул, оценены коэффициент усиления лазерных сред на основе органических соединений при мощном возбуждении излучением ХеСІ-лазера и их фотостабильность в условиях спонтанного излучения, суперлюминесценции и генерации.

1. Объекты и методика эксперимента

Выбор молекул для исследования (см. таблицу) определяется тем, что они имеют различные спектрально-люминесцентные и генерационные свойства, обусловленные совокупностью протекающих в них фотопроцессов. В связи с этим представляется интересным выявить особенности влияния на эти молекулы мощного возбуждающего излучения. Излучение в ближнем УФ диапазоне спектра эффективно генерируется соединением LOS-1 (замещенным паратерфенила), квантовый КПД генерации в этом диапазоне составляет 51 %, эффективное сечение вынужденного излучения в центре полосы излучения $\sigma_{10} = 5.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^2$. Высокий квантовый КПД обусловлен оптимальными условиями возбуждения: излучение ХеСІ*-лазера ($\lambda = 308 \text{ нм}$) попадает в максимум по-

лосы поглощения LOS-1. Следующая группа соединений – пиридилосазолы, генерирующие в важном для практического использования диапазоне спектра, в частности, 4РуРО излучает с максимумом на $\lambda = 400 \text{ нм}$, что чрезвычайно важно в плане использования этого излучения для наработки особо чистых веществ. Заместители в фенильном цикле существенно расширяют область излучения пиридилосазолов, при этом для диметиламинозамещенного 4РуРО в полярных растворителях наблюдаются аномальный стоксов сдвиг и уменьшение квантового выхода флуоресценции по сравнению с неполярными растворителями, что связано с образованием состояний с внутримолекулярным переносом заряда и «закрученной» геометрией (ГИСТ-конформаций) [7]. Генерационные характеристики таких конформаций при мощном возбуждении не изучались.

Излучательная способность этих молекул при мощном возбуждении исследовалась на установке, описанной в [8]. Излучение ХеСІ-лазера ($\lambda_g = 308 \text{ нм}$, $E_g \leq 50 \text{ мДж}$, $\tau_{1/2} = 10 \text{ нс}$, размер пучка $21 \times 8 \text{ мм}$) фокусировалось двумя скрещенными цилиндрическими линзами с фокусными расстояниями 25 и 50 см либо в прямоугольник размером $8 \times 0.5 \text{ мм}$ (вариант 1), либо в пятно диаметром 1.5–2 мм через диафрагму диаметром 1.2 мм (вариант 2). Толщина кюветы с раствором красителя была равна 1 мм. Диафрагма вырезала центральную часть пучка падающего излучения, что позволяло получить достаточно однородное возбуждение объема, который представлял собой параллелепипед размером $8 \times 0.5 \times 1 \text{ мм}$ в варианте 1 и цилиндр с диаметром основания 1.2 мм и высотой 1 мм в варианте 2. В варианте 1 имеется явное преимущественное направление возбуждаемого объема, в варианте 2 такое направление практически отсутствует.

Фокусировка позволяла получить интенсивность возбуждающего излучения I до 60 МВт/см^2 в варианте 1 и до 250 МВт/см^2 ($3.9 \cdot 10^{26} \text{ квант}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$) в варианте 2. Одновременно с интенсивностью излучения в эксперименте контролировалось пропускание растворов относительно пропускания растворителя на длине волны возбуждения. При исследовании фотостабильности молекул в мощных

Сибирский физико-технический институт им. В.Д.Кузнецова при Томском государственном университете, Россия, 634050 Томск, Ново-Соборная пл., 1

Поступила в редакцию 19 ноября 1999 г.

Спектрально-люминесцентные и генерационные свойства исследованных соединений.

Соединение	$\lambda_{\text{п}}^{\text{max}}$ (нм)	σ_{01}^{308} (10^{16} см ²)	σ_{10} (10^{16} см ²)*	$\eta_{\text{п}}$	КПД** (%)	K_0 (см ⁻¹) (эксперимент)	КПД****	$K_{\text{ам}}^{\text{max}}$ (см ⁻¹)	C (ммоль/л)
Родамин 6Ж	560	0.53	13.8	0.75	36	–	–	–	–
Паратерфенил	340	0.28	4.6	0.92	27.5	–	–	–	–
LOS-1	373	1.67	5.7	0.96	51	125	35	172	0.5
4РyPO	395	0.76	3.5	0.9	20.7	55	16	105	0.5
4РyPOOCH ₃	440	–	3.0	0.8	–	45	2	361	2
4РyPON(CH ₃) ₂	560	0.32	4.2	0.27	27.8	40	9	126	0.5
	417***	0.95***	2.5***	0.8***	3.3***	–	–	–	–
Кумарин 2	440	0.1	2.2	0.84	39	–	–	–	–
Транстильбен	348	1	2.8	0.05	5	–	–	–	–
Бифлуорофор (транстильбен– CH ₂ –кумарин-120)	440	1.1	2.2	–	39	–	–	–	–

*Оценено по формуле, предложенной в [6]; ** для оптимальных концентраций; *** растворитель – гексан, во всех остальных случаях – этанол; **** получены при тех же условиях эксперимента, что и K_0 .

световых полях использовалась методика, описанная в [9]. По изменениям спектров поглощения растворов до и после облучения определялся квантовый выход фотопревращений φ и относительный выход фотопродуктов, образующихся в результате фотопревращений. Генерационная фотостабильность, характеризующая ресурс среды, определялась суммарной энергией накачки P_{80} , поглощенной в единице объема генерирующего раствора до того момента, когда КПД уменьшался до условного значения 80 % от первоначального КПД.

Одной из важнейших молекулярных характеристик генерирующих сред является коэффициент усиления. Известные методы его определения [10] имеют ограничения и не могут быть использованы при мощном возбуждении. Это потребовало разработки некоторой модификации известных методов. Нами за основу был взят метод калиброванных потерь [11]. Для активных сред, характеризующихся слабым усилением, таким, что закон развития усиления можно считать экспоненциальным на всей длине активной среды, пороговое условие генерации для резонатора с внесенными потерями запишется в виде

$$K_{\text{ам}}^{(0)} - \rho = \frac{\ln(R_1 R_2 T^2)^{-1}}{2L}, \quad (1)$$

где $K_{\text{ам}}^{(0)}$ – коэффициент усиления малого сигнала; ρ – собственные потери; L – длина активной среды; T – коэффициент пропускания внесенных потерь; R_1 и R_2 – коэффициенты отражения зеркал резонатора.

Активные среды на основе органических соединений характеризуются высоким усилением, что приводит к нелинейным эффектам, т. е. к уменьшению коэффициента усиления с длиной активной зоны по мере роста интенсивности светового потока [12]. Для описания усиления в такой среде нами предложена следующая модель. Пусть в точке $L = 0$ поток с интенсивностью I входит в усиливающую среду. Обозначим через L_0 максимальную длину активной зоны, на которой выполняется интегральный закон Бугера

$$I(L_0) = I(0) \exp \left[\left(K_{\text{ам}}^{(0)} - \rho \right) L_0 \right]. \quad (2)$$

Длина L_0 выбрана таким образом, что после прохождения объема активной среды длиной L_0 достигается максимально возможная интенсивность излучения (для данного объема активной среды), которая ограничена числом молекул, находящихся в возбужденном состоянии. После прохождения второго слоя имеем

$$I(2L_0) = 2I(0) e^{K_{\text{ам}}^{(0)} L_0} e^{-2\rho L_0}. \quad (3)$$

Тогда для всей длины активной зоны L можно записать

$$I(L) = I(0) e^{K_{\text{ам}}^{(0)} L_0} e^{-\rho L (L/L_0)}. \quad (4)$$

Пороговое условие генерации для излучения, совершившего полный обход резонатора с внесенными пороговыми потерями T и коэффициентами отражения зеркал R_1 и R_2 , примет вид [11]

$$(R_2 + 1) \frac{L}{L_0} T^2 R_1 \exp[(K_{\text{ам}}^{(0)} L_0 - 2\rho L) = 1; \quad (5)$$

после логарифмирования получим

$$K_{\text{ам}}^{(0)} = - \frac{\ln\{(L/L_0) T^2 (R_2 + 1) R_1\}}{L_0} + 2\rho \frac{L}{L_0}. \quad (6)$$

Для упрощения преобразований введем обозначение $K_0 = K_{\text{ам}}^{(0)} - 2\rho L/L_0$. Тогда рабочая формула приобретает вид

$$K_0 = \frac{\ln[(L/L_0) T^2 (R_2 + 1) R_1]}{L_0}. \quad (7)$$

Для нахождения неизвестного параметра L_0 рассмотрим случай $L = L_0$. Приравнявая пороговые условия генерации двух моделей для генератора с длиной активной среды L_0 , получаем

$$\frac{\ln(R_1 R_2 T^2)}{2L_0} = \frac{\ln[(R_2 + 1) R_1 T^2]}{L_0}. \quad (8)$$

Решая (8), получаем соотношение

$$T_0 = (R_1 R_2)^{1/2} / (R_2 + 1) R_1, \quad (9)$$

при котором в точке $L = L_0$ справедливы обе модели. Длина L_0 может быть определена экспериментально: в плоскопараллельный резонатор, образованный зеркалами с коэффициентами отражения R_1 и R_2 , вносятся потери T_0 (9). Затем путем уменьшения длины активной зоны добиваются срыва генерации. В момент срыва длина активной зоны равна L_0 .

Для определения K_0 в плоскопараллельный резонатор с длиной активной зоны $L > L_0$, образованный зеркалами с коэффициентами отражения R_1 и R_2 , вносятся пороговые потери T_{th} (нейтральные светофильтры) вплоть до срыва генерации. Экспериментально полученные для данной интенсивности накачки T_{th} и L_0 подставляются в рабочую формулу (7).

Этот метод оценки K_0 имеет ограничение. Поскольку на самом деле по (7) оценивается $K_0 = K_{am}^{(0)} - 2\rho L/L_0$, а $L > L_0$, то необходимо, чтобы $\rho \ll K_{am}^{(0)}$. Тогда измеряемая величина K_0 может характеризовать усилительные свойства среды. В случае $\rho \sim K_{am}^{(0)}$ необходимо знать ρ .

2. Обсуждение полученных результатов

2.1. Интенсивность излучения

Для всех изученных соединений, имеющих разный квантовый выход флуоресценции, зависимость $\lg I(\lg W)$ отклоняется от линейной при некоторых W , однако интенсивность возбуждающего излучения, при которой происходит отклонение, для разных молекул различна. При изменении концентрации молекул в пределах 0.001 – 0.1 ммоль/л ход зависимости принципиально не меняется. При переходе от варианта 2 к варианту 1, когда возникает преимущественное направление развития генерации, ход зависимостей также сохраняется, однако при увеличении концентрации LOS-1 от 0.01 до 0.1 ммоль/л наблюдается увеличение скорости нарастания интенсивности I . Зависимость $I(W)$ в варианте 1 близка к квадратичной, в то время как в варианте 2, где преимущественное направление развития генерации отсутствует, функция $I(W)$ является линейной, т. е. при возбуждении протяженного объема возникает усиление излучения при увеличении концентрации.

Это говорит о том, что вынужденные процессы оказывают существенное влияние на вероятность излучения органических молекул в рассматриваемом интервале интенсивностей возбуждения даже при допороговых концентрациях. Увеличение скорости нарастания I в варианте 1 может быть связано с усилением спонтанного излучения – суперлюминесценцией [13]. Это предположение находит подтверждение при исследовании пропускания возбуждающего излучения, а также временных и спектральных характеристик излучения.

2.2. Пропускание возбуждающего излучения растворами

Исследование зависимости пропускания растворами возбуждающего излучения ХеСl-лазера от его интенсивности (вариант 2) показало, что при исследуемых интенсивностях накачки W поглощение на $\lambda = 308$ нм отличается от линейного поглощения, полученного с помощью спектрофотометра при $W < 1$ МВт/см².

Для 4РyPON(CH₃)₂ пропускание при увеличении W уменьшается по сравнению с линейным (рис. 1), что обусловлено наведенным поглощением из возбужденных со-

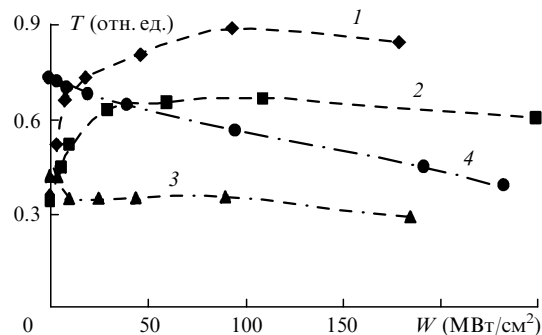


Рис. 1. Зависимости пропускания излучения ХеСl-лазера T от интенсивности накачки W для LOS-1 в этаноле (1), 4РyPO в этаноле (2), 4РyPON(CH₃)₂ в этаноле (3) и в гексане (4) при концентрации $C = 0.1$ ммоль/л.

стояний на $\lambda = 308$ нм в течение импульса возбуждения длительностью 10 нс. Для LOS-1 и 4РyPO наблюдается рост пропускания в области $W \leq 50$ МВт/см² с дальнейшим его насыщением и последующим уменьшением при увеличении W до 150–200 МВт/см² (рис. 1).

Уменьшение поглощения на $\lambda = 308$ нм по сравнению с линейным поглощением для LOS-1 и 4РyPO (рис. 1) свидетельствует о том, что $\sigma_{1n}^{308}/\sigma_{01}^{308} \leq 0.01$ (σ_{1n}^{308} и σ_{01}^{308} – эффективные сечения поглощения на $\lambda = 308$ нм из состояний S_1 и S_0 соответственно). Для соединения LOS-1 в варианте 2 проведены качественные оценки средней за импульс населенности n_1/n состояния S_1 по методике, предложенной в [1], при $\sigma_{1n}/\sigma_{01} = 0.01$, а также числа фотонов, поглощенных каждой молекулой за импульс, в зависимости от W (рис. 2; n и n_1 – концентрации молекул в растворе и в возбужденном состоянии соответственно).

Анализ кривых на рис. 2 показывает, что модуль n_1/n зависит от того, учитываются или нет вынужденные процессы в расселении состояния S_1 (кривые 1 и 2), но качественно ход кривых не меняется. Рост населенности состояния S_1 при поглощении фотонов с $\lambda = 308$ нм происходит в основном при $W < 50$ МВт/см². В области $W > 50$ МВт/см² увеличение числа поглощенных фотонов накачки приводит к расселению состояния S_1 . Зависимость $\lg I(\lg W)$ для LOS-1 коррелирует с ходом зависимости n_1/n : уменьшение I и n_1/n начинается при $W > 70$ МВт/см². Причиной расселения состояния S_1 при $W > 70$ МВт/см² могут быть переходы вниз, т. е. формирование суперлюминесценции, что подтверждается спектральными и временными характеристиками излучения.

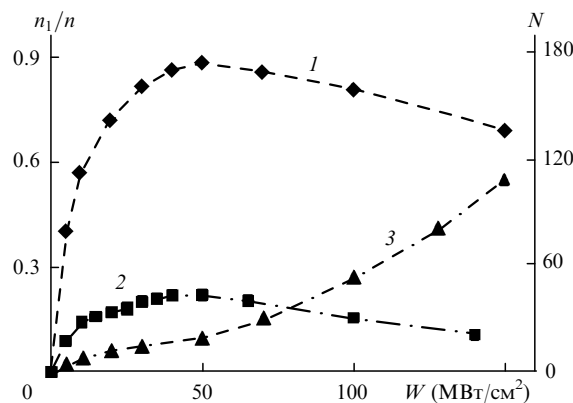


Рис. 2. Зависимости населенности n_1/n состояния S_1 при $\sigma_{10}/\sigma_{01} = 0$ (1) и 3.4 (2) и числа фотонов N , поглощенных каждой молекулой в течение возбуждающего импульса (3), от интенсивности возбуждающего излучения.

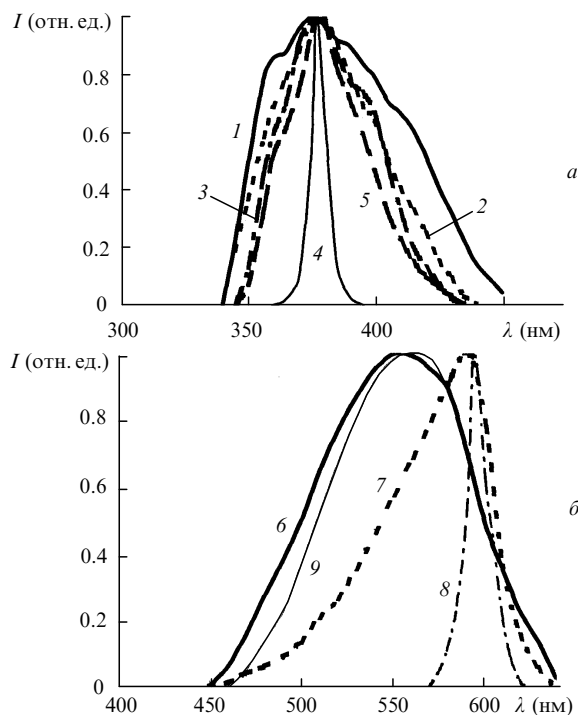


Рис.3. Спектры излучения LOS-1 (а) и 4RuPON(CH₃)₂ в этаноле (б) при возбуждении XeCl-лазером, концентрации $C = 0.01$ (1, 2), 0.1 (3–5) и 1 ммоль/л (6–9), интенсивности накачки $W = 1$ (1, 6), 50 (2–4, 7–9) и 150 МВт/см² (5) для вариантов 1 (1, 2, 4, 6–8 (8 – в резонаторе)) и 2 (3, 5, 9).

2.3. Спектральные характеристики излучения

Изменения интенсивности возбуждения W и пространственной формы возбужденного объема (варианты 1 и 2) вызывают изменения в спектрах излучения растворов красителей (рис.3), которые заключаются в сдвиге максимума и изменении полуширины полосы при изменении W . Концентрация, при которой возникают эти изменения, разная для разных соединений и зависит от коэффициента усиления среды и условий возбуждения. Например, в условиях нашего эксперимента эта концентрация составляет 0.1 ммоль/л для LOS-1 и 1 ммоль/л для 4RuPON(CH₃)₂.

Для последнего соединения, которое имеет большой стоксов сдвиг (~ 9000 см⁻¹), увеличение W приводит к сужению полосы и смещению максимума интенсивности в длинноволновую область – область генерации (рис.3,б). Для LOS-1 стоксов сдвиг равен 5300 см⁻¹, перекрытие спектров поглощения и флуоресценции при рассматриваемой концентрации несущественно, поэтому при увеличении W происходит сужение спектров без смещения максимума, т.е. генерация наблюдается в максимуме спектра флуоресценции (рис.3,а).

Таким образом, изменения в спектрах, наблюдаемые в наших экспериментах при увеличении W , объясняются формированием суперлюминесценции.

2.4. Временные характеристики излучения

Изменение спектральных характеристик излучения при увеличении W согласуется с изменением формы импульса излучения в этих же условиях. В варианте 2 при $W < 10$ МВт/см² импульс излучения по форме близок к импульсу возбуждения с небольшим запаздыванием максимума импульса излучения и удлинением импульса излучения на время жизни флуоресцентного состояния

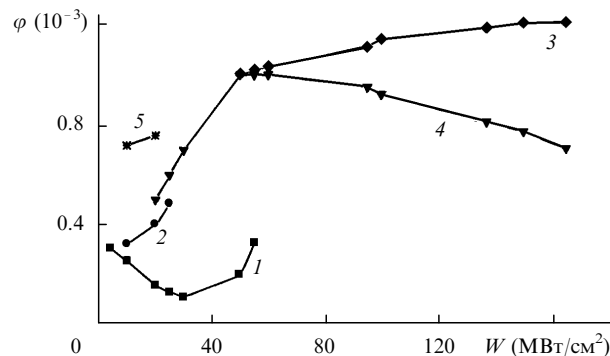


Рис.4. Зависимости от интенсивности возбуждающего излучения квантового выхода фотопревращений ϕ для вариантов 1 (1, 2) и 2 (3–5) при генерации (1–3) и в ее отсутствие (4, 5) для $C = 1$ (1, 3, 5) и 0.1 ммоль/л (2, 4).

(1–1.5 нс), т.е. излучение в этом случае представляет собой флуоресценцию, что подтверждается и спектральными характеристиками (рис.3,а). В варианте 1 подобная картина наблюдается при $W < 1$ МВт/см². Далее при увеличении интенсивности возбуждения до 10–50 МВт/см² импульс излучения укорачивается, что представляется понятным и связанным с суперлюминесценцией в случае возбуждения в протяженном объеме.

Удлинение импульса и появление «плеча» в варианте 2 при $W > 60$ –100 МВт/см² наблюдается для всех исследованных соединений, что, по-видимому, может служить подтверждением того, что природа такого изменения импульса излучения обусловлена началом формирования суперлюминесценции. Создание условий, благоприятных для развития суперфлуоресценции (протяженный объем возбуждаемой зоны (вариант 1), увеличение W) приводит к доминированию суперфлуоресценции, что вызывает классические изменения формы и длительности импульса.

2.5. Фотостабильность LOS-1

Спектральное проявление фотопревращений LOS-1 заключается в уменьшении эффективности поглощения в его длинноволновой полосе и образовании диффузного поглощения в длинноволновой области (360–450 нм). Кроме того, после облучения возникает дополнительное поглощение в области 250–260 нм. Спектры излучения облученных растворов LOS-1 при возбуждении их в области диффузной полосы показывают, что в этой области поглощают, как минимум, два фотопродукта: первый поглощает на $\lambda = 370$ –390 нм, а излучает в области $\lambda = 430$ –440 нм, второй поглощает в области $\lambda > 400$ нм, а излучает с максимумом на $\lambda = 470$ –480 нм. Исследования показали, что природа образующихся в растворах LOS-1 фотопродуктов не зависит от условий возбуждения и вида излучения (генерация, спонтанное излучение), однако выходы фотопревращений и их соотношение при этом существенно изменяются.

В варианте 1 квантовый выход фотопревращений ϕ генерирующего раствора LOS-1 ($C = 1$ ммоль/л) при изменении W от 5 до 50 МВт/см² меняется несущественно: $\phi = (1.5 - 3) \cdot 10^{-4}$ (рис.4, кривая 1), причем минимальный квантовый выход соответствует максимальному КПД генерации (рис.5, кривая 1). Этот же раствор генерирует лазерное излучение и в варианте 2, однако при $W = 170$ МВт/см² КПД генерации равен 4.5%, снижаясь при уменьшении интенсивности накачки (рис.5, кривая

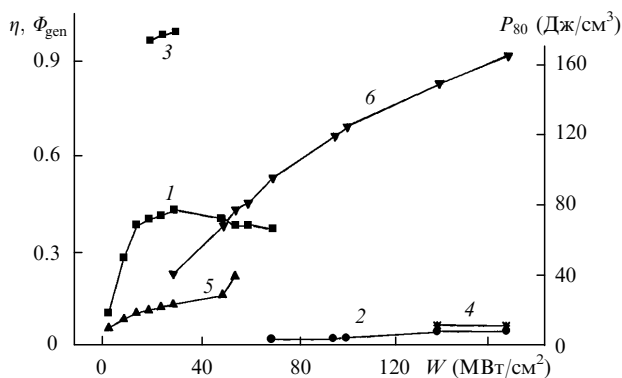


Рис.5. Зависимости от интенсивности возбуждающего излучения КПД η (1, 2), ресурса работы P_{80} (3, 4) и выхода первого фотопродукта Φ_{gen} (5, 6) при $C = 1$ ммоль/л для вариантов 1 (1, 3, 5) и 2 (2, 4, 6).

2); пороговая интенсивность составляет 35–40 МВт/см^2 . Квантовый выход фотопревращений $\varphi = (1 - 1.2) \cdot 10^{-3}$ в области $W = 40 - 170 \text{ МВт/см}^2$.

Что касается первого фотопродукта, то его относительный выход Φ_{gen} также зависит от W : $\Phi_{\text{gen}} \approx 0.05 - 0.2$ в варианте 1 (рис.5, кривая 5), а в варианте 2 с ростом интенсивности накачки выход Φ_{gen} увеличивается от 0.1 до 0.9 (рис.5, кривая 6). Изменение ресурса лазерноактивной среды на основе LOS-1 соответствует изменению Φ_{gen} : $P_{80} = 175 - 180 \text{ Дж/см}^3$ при $W = 20 - 30 \text{ МВт/см}^2$ для варианта 1 и 11 Дж/см^3 при $W = 160 \text{ МВт/см}^2$ для варианта 2.

Анализ кривых на рис.4 показывает, что с ростом W эффективность фотопревращений усиливается (за исключением кривой 4 на рис.4), однако при одинаковых W квантовые выходы фотопревращений одного и того же раствора существенно различаются в зависимости от условий излучения. Рост, а затем уменьшение эффективности фотопревращений при отсутствии генерации ($C = 0.1$ ммоль/л) с увеличением W в варианте 2 (кривая 4 на рис.4) обусловлены изменением населенности возбужденного состояния S_1 : ее ростом при $W \leq 50 \text{ МВт/см}^2$ при спонтанном излучении и ее уменьшением при $W = 50 - 180 \text{ МВт/см}^2$ на начальной стадии формирования суперлюминесценции в этих условиях возбуждения.

2.6. Коэффициент усиления при мощном возбуждении

Зависимости коэффициента усиления молекул от длины активной зоны приведены на рис.6. Для всех исследованных соединений с увеличением L до некоторого L_1

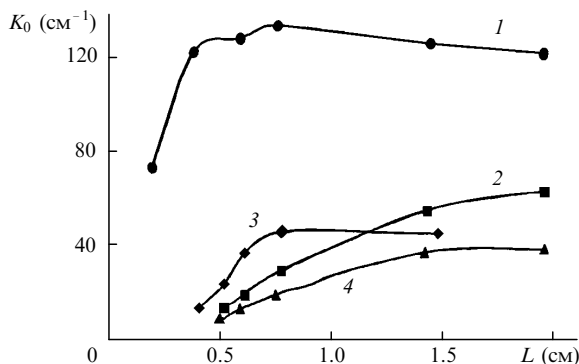


Рис.6. Зависимости коэффициента усиления K_0 от длины активной зоны L для этанольных растворов LOS-1 (концентрация $C = 0.5$ ммоль/л, 1), 4RuPO ($C = 0.5$ ммоль/л, 2), 4RuPOOCH₃ ($C = 2$ ммоль/л, 3) и 4RuPON(CH₃)₂ ($C = 0.5$ ммоль/л, 4).

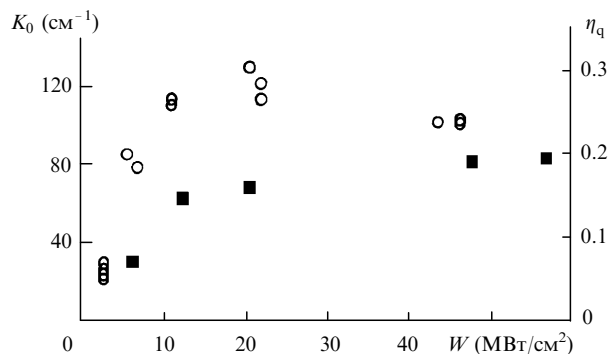


Рис.7. Зависимость K_0 (■) и квантового КПД η_q (○) для LOS-1 от интенсивности накачки при $C = 0.37$ ммоль/л.

сначала наблюдается рост измеряемого K_0 , затем этот рост прекращается и K_0 остается постоянным. Такое поведение K_0 может быть связано с увеличением потерь при уменьшении L . Уменьшение длины активной зоны при неизменной базе резонатора приводит к увеличению одной из составляющих собственных потерь – потерь на выход излучения через боковые поверхности резонатора. Поскольку эти потери пропорциональны $1/L$, то при достаточно больших L они малы и слабо меняются с увеличением L , поэтому в области длин активной зоны, где K_0 не меняется, можно говорить о малости собственных потерь по сравнению с $K_{\text{ам}}^{(0)}$ и использовать K_0 как внутримолекулярную характеристику усиливающих свойств активной среды. Эти значения K_0 при $W = 20 \text{ МВт/см}^2$ приведены в таблице, из которой видно, что изменения экспериментально измеренных коэффициентов усиления соответствуют изменению КПД. Так, для раствора LOS-1, имеющего максимальный КПД, измеренное K_0 также максимально и равно 125 см^{-1} .

Следует отметить, что для LOS-1 предельный коэффициент усиления, равный $n\sigma_{10}$, максимально близок к измеренному K_0 , что говорит о достаточно высокой населенности лазерного уровня ($n_1/n \approx 0.71$) и о несущественных внутримолекулярных потерях. Предельный коэффициент усиления и экспериментально измеренное K_0 для 4RuPO различаются практически в два раза и еще больше – в случае 4RuPOOCH₃ и 4RuPON(CH₃)₂. Такое их различие согласуется с уменьшением КПД генерации и связано с наличием существенных внутримолекулярных потерь. Потери могут быть обусловлены либо уходом молекул в триплетные состояния, либо изменением геометрии молекул в возбужденном состоянии, как это показано для 4RuPON(CH₃)₂ [7].

На рис.7 представлены зависимости K_0 и квантового КПД от интенсивности накачки W для LOS-1. Видно, что с ростом W до $\sim 20 \text{ МВт/см}^2$ наблюдается рост K_0 и КПД, обусловленный увеличением инверсии. При дальнейшем росте W коэффициент K_0 практически не меняется, а КПД при высоких $W > 30 \text{ МВт/см}^2$ немного уменьшается. Существует несколько причин последнего явления: образование тепловых линз, дефокусировка излучения накачки, образование пространственных решеток и т. п. Влияние этих и других причин предстоит выяснить в последующих исследованиях.

Таким образом, особенности спектральных и временных характеристик излучения органических соединений (смещение и изменение полуширины спектра, изменение формы импульса), возникающие при возбуждении органических молекул мощным излучением ХеСl-лазера, свя-

заны с формированием суперлюминесценции. Наилучшая фотостабильность LOS-1 соответствует оптимальной генерации лазерного излучения и ухудшается в условиях спонтанного излучения и генерации с низкой эффективностью. Это позволяет сделать вывод о применимости предложенной методики для оценки коэффициента усиления с учетом ограничений, накладываемых на длину активной зоны, о которых говорилось выше. Роль собственных потерь при определении коэффициента усиления требует дополнительных исследований.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 98-02-03026, 98-03-32082).

1. Клочков В.П. *Оптика и спектроскопия*, **74**, 676 (1993).
2. Клочков В.П., Верховский Е.Б. *Оптика и спектроскопия*, **85**, 427 (1998).
3. Ермолаева Г.А., Грегг Е.Г., Шилов В.Б., Смирнов В.А. *Оптика и спектроскопия*, **84**, 393 (1998).
4. Белоногов А.Ю., Старцев А.В., Стойлов Ю.Ю., Чо Сан-Дзю. *Квантовая электроника*, **23**, 571 (1996).
5. Аристов А.В., Козловский Д.Н., Николаев А.Б. *Оптика и спектроскопия*, **67**, 327 (1989).
6. Симонов А.П. В кн.: *Физическая химия. Современные проблемы* (М., Химия, 1980).

7. Бреусова Е.Г. *Автореферат канд. дис.* (Томск, Томский госуд. ун-т, 1999).
8. Копылова Т.Н., Светличный В.А., Кузнецова Р.Т. и др. *Оптика и спектроскопия*, **85**, 778 (1998).
9. Бреусова Е.Г., Кузнецова Р.Т., Копылова Т.Н. и др. *Химия высоких энергий*, **32**, 291 (1998).
10. Shank C.V., Dienes A., Silfvast W.T. *Appl.Phys.Letts*, **17**, 307 (1970).
11. Хирд Г. *Измерение лазерных параметров* (М., Мир, 1970).
12. Степанов Б.И. *Методы расчета оптических квантовых генераторов* (Минск, Высшая школа, 1968).
13. *Квантовая электроника. Маленькая энциклопедия*. Под ред. М.Е. Жаботинского (М., Сов. энциклопедия, 1969).

T.N.Kopylova, R.T.Kuznetsova, V.A.Svetlichnyi, A.K.Sergeev, E.N.Tel'minov, D.N.Filinov. Radiative and photochemical properties of organic compounds excited by high-power XeCl laser radiation.

Radiative and photochemical properties of a number of laser dyes excited by focused radiation of a XeCl laser with intensity up to 200 MW/cm² were studied. A method for measuring the gain of organic molecules under high-power excitation is proposed. The dependence of the dye transmittance for the pump radiation on its intensity was studied. It is shown that changes in energy, spectral, and time characteristics of radiation and the photostability of compounds under high-power excitation are associated with superluminescence formation.