

Кинетика процессов и распределение энергии в электрическом разряде при накачке ХеСl-лазера

Ю.И.Бычков, С.А.Ямпольская, А.Г.Ястремский

Рассчитаны энергии излучения и эффективности ХеСl-лазера для разных режимов накачки в широком диапазоне изменения начальных параметров (энергия накачки 50–350 Дж/л, длительность импульса 30–150 нс, начальная концентрация молекул НСl $(0.7–2.5) \times 10^{17}$ см⁻³). Определена последовательность кинетических процессов, в результате которых происходит преобразование энергии накачки в индуцированное излучение и тепло. Показано, что при условии использования за импульс возбуждения 80%–90% начальной концентрации НСl реализуется оптимальное соотношение между энергией излучения и эффективностью лазера. В таких режимах во всем исследуемом диапазоне начальных параметров на создание эксимерных молекул идет ~50% энергии накачки, а цена использования одной молекулы НСl составляет 10 ± 1.5 эВ.

Ключевые слова: ХеСl-лазер, моделирование, кинетические процессы, оптимизация.

1. Введение

Интерес к ХеСl-лазеру как мощному источнику УФ излучения возник в 80-х годах прошлого века. За последние 15 лет по результатам исследований были опубликованы сотни работ. Предложены разные электрические схемы возбуждения активной среды, геометрические размеры газового объема и соотношения начальных параметров накачки. К настоящему времени в электроразрядном ХеСl-лазере получена генерация в диапазоне длительностей импульса от десятков до нескольких сотен наносекунд с удельной энергией излучения в импульсе до ~8 Дж/л и мощностью излучения до ~10 МВт.

В табл.1 собраны данные экспериментальных работ, в которых получены высокие характеристики лазерного излучения и приведено достаточно полное описание режимов накачки. Сравнительный анализ представленных данных показал, что, несмотря на неоднородность используемого для накачки разряда, которая неизбежна в эксперименте и всегда затрудняет интерпретацию его результатов, имеет место зависимость эффективности лазера и энергии излучения в импульсе от мощности накачки и длительности импульса. Наиболее высокая (4%–5%) эффективность лазера с удельной энергией излучения 2–3 Дж/л была получена при длительностях импульса 200–100 нс и удельных мощностях накачки ~0.5 МВт/см³. При длительности импульса ~50 нс и удельной мощности накачки 2–10 МВт/см³ реализованы режимы с высокой удельной энергией излучения (до 7 Дж/л) при меньшей эффективности (1%–3%). Для режимов с малой длительностью импульса возбуждения (30–20 нс) необходимо увеличение мощности накачки. При этом становится возможным получение большой

мощности излучения (до 10 МВт) при эффективности лазера 2%–3%.

Цель настоящей работы состояла в том, чтобы путем компьютерного моделирования определить кинетические процессы, связанные с потерями энергии в плазме; выяснить возможность снижения таких потерь; установить зависимости характеристик излучения от начальных параметров накачки, а именно от энергии накачки, длительности импульса возбуждения и содержания донора галогена в начальной газовой смеси; найти начальные условия возбуждения, при которых можно реализовать оптимальное соотношение между энергией излучения и эффективностью лазера.

2. Нульмерная модель ХеСl-лазера

Модель ХеСl-лазера с однородным разрядом накачки (нульмерная) включает в себя систему уравнений, описывающих временные изменения концентрации частиц плазмы, уравнение Больцмана для функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ), уравнения электрической цепи накачки и уравнение переноса излучения в резонаторе.

В модели учитывались концентрации электронов, отрицательных ионов Сl⁻, положительных атомарных ионов Ne⁺, Хе⁺, Н⁺, Сl⁺ и молекулярных ионов Ne₂⁺, NeХе⁺, Хе₂⁺. Кроме того, были введены обобщенные уровни возбужденных состояний частиц, каждый из которых объединяет группу реальных уровней. Для атомов неона учитывались два уровня: Ne(1), объединяющий 3s-уровни, и Ne(2), объединяющий остальные уровни. Энергии возбуждения уровней Ne(1) и Ne(2) составляют 16.6 и 18.3 эВ соответственно. Для атомов ксенона учитывались три электронно-возбужденных уровня: Хе(1), Хе(2), Хе(3). Уровень Хе(1) имеет энергию возбуждения 8.3 эВ и объединяет два 6s-уровня. Уровень Хе(2) имеет энергию возбуждения 9.4 эВ и объединяет 6s[']-, 6p- и 6d-уровни. Уровень Хе(3) имеет энергию возбуждения 9.9 эВ и объединяет все остальные вышележащие уровни. Для моле-

Ю.И.Бычков, С.А.Ямпольская, А.Г.Ястремский. Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 2/3; e-mail: bychkov@lgl.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 9 июня 2009 г.

Табл.1. Данные некоторых опубликованных экспериментальных работ.

Удельная мощность накачки P_p (МВт/см ³)	Длительность лазерного импульса Δt (нс)	Удельная энергия накачки E_p (Дж/л)	Удельная энергия излучения E_{las} (Дж/л)	$\eta = E_{las}/E_p$ (%)	Начальная концентрация N_0 молекул HCl (10^{16} см ⁻³)	Литература
0.05	210	46	1.0	2.2	5.4	[1]
0.1	450	45	0.58	1.3	10.5	[2]
0.2	190	79	2.37	3.0	5.8	[3]
0.2	200	57	1.43	2.5	3.8	[4]
0.46	170	92	1.57	1.7	4.3	[5]
0.46	120	84	3.54	4.2	10.7	[6]
0.56	150	82	3.38	4.1	4.0	[7]
0.81	80	84	2.11	2.5	13.5	[8]
0.94	95	83	4.14	5.0	10.8	[9]
1.45	90	333	4.0	1.2	12.7	[10]
2.9	20	195	3.9	2.0	10.6	[11]
3.28	7	45	0.58	1.3	8.9	[12]
6.2	50	300	7.8	2.6	2.5	[13]
10.36	15	714	5.0	0.7	20.8	[14]

кулы HCl учитывалось электронное возбуждение в состоянии А с энергией 5.5 эВ и уровень, объединяющий состояния В и С, с энергией 9.3 эВ.

Для корректного расчета влияния диссоциативного прилипания электронов к молекулам HCl были учтены процессы с участием молекул HCl на основном ($v = 0$) и трех первых колебательных уровнях: HCl($v = 1$), HCl($v = 2$) и HCl($v = 3$) с энергией 0.36, 0.7 и 1 эВ. Также в модель были включены основное состояние X эксимерной молекулы ХеСl и пять уровней с электронным и колебательным возбуждением: состояние ХеСl(B_0) с нулевым колебательным возбуждением и энергией 4.025 эВ; состояние ХеСl(B) с энергией 4.064 эВ, объединяющее все колебательные уровни состояния В; состояние ХеСl(C_0) с нулевым колебательным возбуждением и энергией 4.015 эВ; состояние ХеСl(C) с энергией 4.045 эВ, объединяющее все колебательные уровни состояния С, и состояние ХеСl** с энергией 8 эВ, которое объединяет верхние возбужденные уровни. Моделирование выполнено в широком диапазоне изменения начальных параметров ХеСl-лазера без использования подгоночных коэффициентов.

Уравнение Больцмана для ФРЭЭ решалось в рамках приближения локального поля с учетом упругих и неупругих столкновений электронов с атомами и молекулами среды, ударов второго рода, электрон-электронных и электрон-ионных столкновений.

Для моделирования процессов в резонаторе использовалось одномерное уравнение переноса, в котором излучение в резонаторе представляется в виде суммы потоков, распространяющихся в противоположных направлениях между плоскими зеркалами.

Результатами расчета являлись зависимости от времени концентрации частиц, скорости процессов, мощности, расходуемой в процессах, а также временные зависимости токов в цепи, напряжения на плазме и мощности лазерного излучения. Более подробно модель обсуждалась в работе [15].

3. Результаты численных расчетов и сравнение их с результатами эксперимента

Выводы, изложенные в данной работе, основаны на результатах моделирования трех лазерных систем [13, 16, 17]. Они различаются длительностью импульса возбуждения, мощностью накачки, соотношением компонент газовой

среды. Режимы работы этих систем практически перекрывают диапазон рабочих условий, в котором возможна генерация ХеСl-лазера, возбуждаемого электрическим разрядом. Начальные условия и характеристики излучения для этих трех режимов, полученные экспериментально, приведены в табл.2.

На рис.1 для режимов накачки, указанных в табл.2, представлены расчетные зависимости от времени мощ-

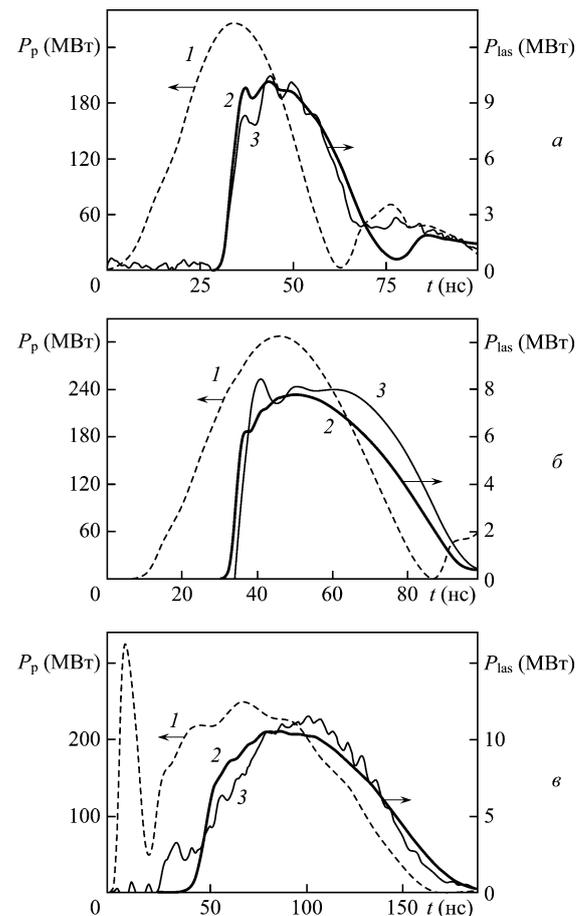


Рис.1. Расчетные зависимости от времени мощности накачки (1), мощности лазерного излучения (2), а также мощности лазерного излучения, измеренной в эксперименте (3), для режимов с максимальной энергией генерации, полученной экспериментально в работах [16] (а), [13] (б) и [17] (в) (начальные параметры приведены в табл.2).

Табл.2. Начальные условия и характеристики излучения, полученные экспериментально для режимов работы ХеСl-лазера, которые анализируются в настоящей работе.

Режим	Δt (нс)	Состав смеси Ne : Хе : HCl	p (атм)	V (см ³)	P_p (МВт/см ³)	W_p (Дж)	W_{las} (Дж)	η (%)	Литература
1	30	770 : 8 : 1.1	3.6	100	2.7	11	0.35	3.2	[13]
2	50	1000 : 5 : 1.7	6	50	6.2	17.5	0.38	2.2	[16]
3	150	2660 : 24 : 3	3.5	420	0.6	25	1	4	[17]

Примечания: p – давление смеси; V – объем активной среды; W_p и W_{las} – энергии накачки и лазерного излучения.

ности накачки и мощности излучения ХеСl-лазера, а также измеренная экспериментально временная зависимость мощности излучения. Для всех трех режимов накачки наблюдается хорошее согласие результатов расчета и эксперимента как по форме импульса излучения, так и по абсолютным значениям энергии и мощности излучения в максимуме.

4. Кинетические процессы в плазме ХеСl-лазера

Проведем детальное рассмотрение кинетических процессов в плазме для режима 2 (табл.2). Этот режим отличается от типичных режимов работы ХеСl-лазеров высоким давлением газа, большим парциальным давлением молекул HCl и высокой мощностью накачки, что позволило экспериментально получить удельную энергию излучения ~ 7.6 Дж/л с длительностью импульса ~ 50 нс на полувысоте.

4.1. Процессы ионизации и прилипания электронов

На рис.2 показаны зависимости от времени концентраций электронов, суммарной концентрации ксенона на трех возбужденных уровнях, концентрации молекул HCl($v = 0$) и суммарной концентрации колебательно-возбужденных молекул HCl($v = 1, 2, 3$). На рис.3 представлены рассчитанные частоты основных процессов рождения и гибели электронов: прямой ионизации атомов ксенона, суммарной ступенчатой ионизации возбужденных атомов Хе($i = 1, 2, 3$), прилипания электронов к молекулам HCl($v = 0$) и суммарного прилипания электронов к молекулам HCl($v = 1, 2, 3$), а также рекомбинации электронов с ионами NeXe⁺. Частота процесса – это число актов, происходящих в единицу времени, отнесенное к одному электрону.

Отметим характерные особенности изменения во времени концентраций и частот для данного режима. Развитие разряда в течение первых 8 нс обусловлено прямой

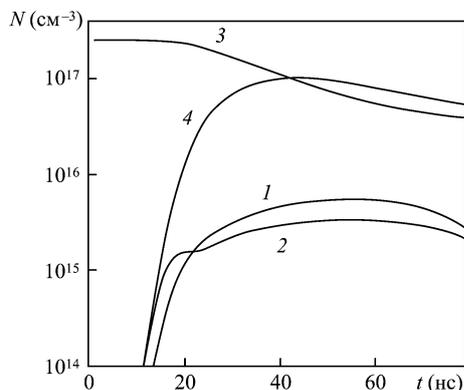


Рис.2. Временные зависимости концентрации электронов (1), возбужденных атомов ксенона (2), молекул HCl($v = 0$) (3) и HCl($v = 1, 2, 3$) (4) в плазме разряда.

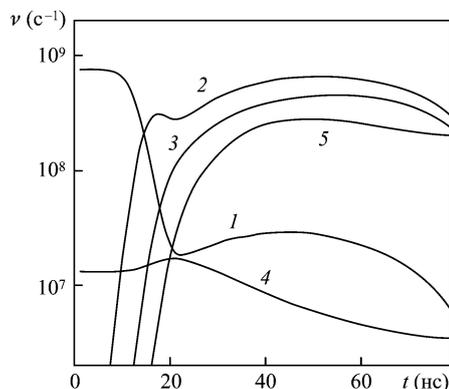


Рис.3. Частоты основных процессов рождения и гибели электронов: прямой ионизации (1), ступенчатой ионизации (2), рекомбинации электронов с ионами NeXe⁺ (3), прилипания электронов к молекулам HCl($v = 0$) (4) и суммарного прилипания электронов к молекулам HCl($v = 1, 2, 3$) (5).

ионизацией ксенона и прилипанием электронов к молекулам HCl($v = 0$), частоты которых равны 0.75×10^9 и 1.3×10^7 с⁻¹ соответственно. В этом интервале времени напряженность поля в плазме максимальна, и частота ионизации много больше частоты прилипания. Концентрации электронов и возбужденных атомов ксенона увеличиваются с большой скоростью, при этом суммарная концентрация возбужденного ксенона растет значительно быстрее концентрации электронов. На этой стадии происходит накопление энергии на метастабильных уровнях ксенона, напряжение на конденсаторе и остается неизменным.

К моменту времени $t = 10$ нс концентрация электронов достигает $\sim 10^{13}$ см⁻³, а суммарные концентрации возбужденного ксенона и молекул HCl($v = 1, 2, 3$) увеличиваются до $\sim 10^{14}$ см⁻³. Рост концентраций возбужденного ксенона и молекул HCl($v = 1, 2, 3$) ведет к сильному увеличению частот ступенчатой ионизации и прилипания электронов к молекулам HCl($v = 1, 2, 3$). Суммарная частота прилипания электронов к молекулам HCl($v = 1, 2, 3$) примерно в 60 раз больше частоты прилипания к молекулам в основном состоянии HCl($v = 0$).

В интервале времени 10–20 нс происходит сильное (более чем в 30 раз) снижение частоты прямой ионизации, обусловленное уменьшением напряжения на плазме. Одновременно с этим увеличиваются частоты ступенчатой ионизации и прилипания электронов к возбужденным молекулам HCl($v = 1, 2, 3$). В результате таких изменений основными процессами рождения и гибели электронов становятся ступенчатая ионизация и прилипание электронов к молекулам HCl($v = 1, 2, 3$). Эти процессы слабо зависят от напряженности поля в плазме, в большей степени они зависят от концентраций электронов, возбужденных атомов Хе($i = 1, 2, 3$), молекулярных ионов NeXe⁺ и колебательно-возбужденных молекул HCl($v = 1, 2, 3$). Рост частоты ступенчатой ионизации замедляет рост

концентрации возбужденного ксенона, и концентрация электронов становится больше концентрации возбужденного ксенона. В реакциях ступенчатой ионизации энергия возбуждения ксенона эффективно и с большой скоростью передается ионам ксенона.

4.2. Рекомбинация заряженных частиц

Гибель электронов происходит в реакциях как диссоциативного прилипания электронов, так и диссоциативной рекомбинации электронов с молекулярными ионами. Для типичных режимов накачки XeCl-лазера частота рекомбинации больше частоты прилипания, и разность этих частот увеличивается при уменьшении начальной концентрации молекул HCl в газовой смеси.

Отметим, что в одном акте рекомбинации тепловые потери энергии составляют малую часть от потенциала ионизации ксенона. При рекомбинации создается возбужденный атом ксенона Xe(3) с энергией 9.9 эВ, т. е. энергия ~ 1 эВ в реакции рекомбинации переходит в тепло. Кроме того, потеря энергии в 1.2 эВ происходит при «преобразовании» атомарного иона Xe⁺ в молекулярный ион NeXe⁺. Реакция рекомбинации оказывается обратной реакции ступенчатой ионизации. Энергия возбуждения ксенона многократно передается от ионных к возбужденным состояниям и обратно. В результате актов ионизации и рекомбинации концентрации ионов и возбужденного ксенона остаются неизменными, а энергия электронного газа (~ 2.2 эВ) переходит в тепло. При больших частотах такие тепловые потери заметно изменяют баланс энергии в плазме.

4.3. Создание эксимерных молекул XeCl^{**} и XeCl(B₀)

Коэффициент усиления активной среды пропорционален концентрации молекул XeCl в состоянии B₀. Сечение индуцированного излучения этих молекул равно $\sim 6 \times 10^{-16}$ см². Для получения достаточного коэффициента усиления концентрация молекул XeCl(B₀) должна быть больше 10^{14} см⁻³. Радиационное время жизни молекул XeCl(B₀) составляет ~ 11 нс, а столкновительное тушение возбужденных молекул приводит к снижению времени жизни до 1–2 нс. При столь малом времени жизни населенности верхнего лазерного уровня требуется большая скорость (более 10^{23} см⁻³·с⁻¹) создания молекул XeCl(B₀), что является необходимым условием как для развития, так и для поддержания генерации.

Создание молекул XeCl(B₀) происходит следующим образом. В результате диссоциативного прилипания электронов к молекулам HCl($v = 0, 1, 2, 3$) с образованием отрицательного иона Cl⁻ и рекомбинации ионов Cl⁻ и NeXe⁺ образуются молекулы XeCl^{**} на верхних колебательных уровнях. Далее осуществляется релаксация возбуждения молекул XeCl^{**} через два промежуточных уровня XeCl(B, C) на уровни XeCl(B₀, C₀) с нулевым колебательным возбуждением.

Скорость рекомбинации ионов NeXe⁺ и Cl⁻ превышает скорость прилипания электронов, поэтому создание молекул XeCl^{**} происходит со скоростью прилипания электронов. В свою очередь, скорость прилипания электронов зависит от суммарной концентрации молекул HCl($v = 1, 2, 3$). Временная зависимость концентрации HCl(v) имеет максимум (рис.2), после которого начинается уменьшение концентрации HCl($v = 1, 2, 3$), обусловленное снижением концентрации молекул HCl($v = 0$).

В результате скорость создания эксимерных молекул XeCl(B₀) определяется временной зависимостью концентрации молекул HCl($v = 1, 2, 3$). За время импульса накачки скорость прилипания электронов увеличивается, достигает максимального значения и затем уменьшается. Стадия нарастания скорости прилипания обусловлена увеличением концентрации молекул HCl($v = 1, 2, 3$), на ней происходит развитие генерации. На стадии, когда скорость прилипания максимальна, реализуется максимальная мощность лазерного излучения. Стадия снижения скорости прилипания обусловлена уменьшением концентрации молекул HCl($v = 0$) и HCl($v = 1, 2, 3$). Значительное «выгорание» молекул HCl($v = 0$) и уменьшение концентрации HCl($v = 1, 2, 3$) означает, что ресурс газовой смеси исчерпан.

Анализ кинетических процессов в плазме позволяет в общем виде определить оптимальные соотношения начальных параметров накачки, таких как начальная концентрация N_0 молекул HCl, энергия и мощность накачки. Начальная концентрация N_0 предопределяет ресурс газовой смеси, и увеличить удельную энергию излучения можно только путем ее увеличения. Энергия накачки должна соответствовать концентрации N_0 . При недостаточной энергии накачки снижается энергия излучения, а при избыточной – эффективность лазера. Мощность накачки должна быть достаточной для того, чтобы обеспечить необходимую скорость прилипания электронов (т. е. скорость создания возбужденных эксимерных молекул) для заданной газовой смеси.

5. Распределение энергии накачки в плазме XeCl-лазера

На рис.4 приведена общая схема распределения и преобразования энергии накачки в плазме, построенная на основе расчетных данных. Из большого числа кинетических процессов выделим две группы. К первой группе отнесем процессы, в которых осуществляется потребление энергии, поступающей в плазму, и создаются эксимер-

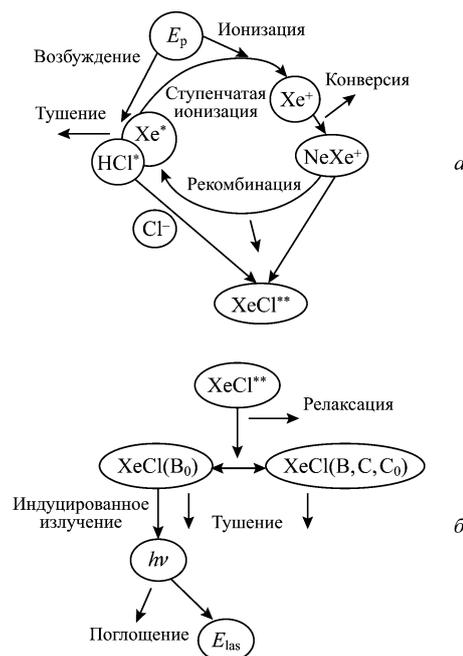


Рис.4. Схемы преобразования энергии накачки в плазме разряда (а) и энергии эксимерных молекул XeCl^{**} в лазерное излучение (б).

Табл.3. Распределение тепловых потерь энергии за импульс возбуждения по основным каналам (в процентах от E_p).

Режим	Канал				
	Тушение $\text{Xe}(i = 1, 2, 3)$ $\text{HCl}(A, B, C, v = 1, 2, 3)$	Конверсия и рекомбинация ($\text{Xe}^+ \rightarrow \text{NeXe}^+ + e$)	Релаксация ($\text{XeCl}^{**} \rightarrow \text{XeCl}(B_0)$)	Тушение $\text{XeCl}(B, B_0, C, C_0)$	Поглощение индуцированных фотонов в резонаторе
1	29	20.7	35	9.2	5.4
2	30	23.9	31	8.3	3.0
3	38	11.6	29	6.4	4.8

Табл.4. Преобразование энергии за импульс возбуждения (в процентах от E_p).

Режим	Канал			
	Создание XeCl^{**}	Создание $\text{XeCl}(B_0)$	Индукционное излучение в резонаторе	Лазерное излучение на выходе (эффективность)
1	50	12	8.6	3.2
2	46	12.5	5.6	2.2
3	45	14	9	4

ные молекулы XeCl^{**} . Эти процессы схематически представлены на рис.4,а. Тепловые потери энергии в процессах этой группы происходят при столкновительном тушении возбужденных частиц, рекомбинации электронов с ионами NeXe^+ и при конверсии атомарного иона Xe^+ в молекулярный ион NeXe^+ . Ко второй группе отнесены кинетические процессы преобразования энергии возбужденных XeCl^{**} в лазерное излучение (рис.4,б).

Распределение рассчитанных тепловых потерь (в процентах от энергии накачки E_p) для трех режимов (рис.1) приведено в табл.3. Суммарная потеря энергии в других реакциях, не указанных в таблице, не превышает 5%. В табл.4 представлено последовательное преобразование энергии накачки (в процентах от E_p) в энергию эксимерных молекул XeCl^{**} , молекул $\text{XeCl}(B_0)$, индуцированных фотонов, создаваемых в резонаторе, и фотонов выходного излучения (эффективность лазера).

Из анализа данных, приведенных в табл.3 и 4, следует, что для всех режимов энергия, расходуемая на создание молекул XeCl^{**} , равна ~ 50% от энергии накачки, суммарная энергия тепловых потерь также составляет ~ 50%. Два первых режима отличаются более высокой мощностью накачки и большей концентрацией электронов. Это привело к большим потерям энергии в процессах с участием заряженных частиц (конверсия ионов и рекомбинация) по сравнению с третьим режимом. В третьем режиме при меньшей мощности накачки и большей длительности импульса произошло заметное увеличение потерь энергии в реакциях тушения возбужденного ксенона и молекул галогенида.

Потери энергии во второй группе процессов определяются релаксацией молекул XeCl^{**} , тушением возбужденных молекул $\text{XeCl}(B, B_0, C, C_0)$, а также поглощением фотонов при фотодиссоциации молекулярных ионов Xe_2^+ и NeXe^+ , фотоотлипанию электронов от иона Cl^- и фотоионизации возбужденных атомов $\text{Xe}(i = 1, 2, 3)$.

Эксимерные молекулы XeCl^{**} создаются в основном в реакциях ион-ионной рекомбинации (до 90%), и только ~ 10% образуется в реакциях тушения возбужденного ксенона Xe^* при столкновениях с молекулами HCl . На создание одной возбужденной молекулы XeCl^{**} расходуется энергия иона NeXe^+ , равная ~ 11.2 эВ, а энергия возбуждения верхнего лазерного уровня $\text{XeCl}(B_0)$ составляет 4 эВ. В связи с этим в процессах релаксации эксимерных молекул с возбужденных уровней XeCl^{**} на верхний лазерный уровень $\text{XeCl}(B_0)$ переходит в тепло ~ 33% от энергии накачки.

В процессах релаксации учитываются четыре возбужденных уровня эксимерных молекул – $\text{XeCl}(B)$, $\text{XeCl}(B_0)$, $\text{XeCl}(C)$ и $\text{XeCl}(C_0)$. При взаимодействии с электронами и другими частицами происходит тушение всех этих молекул. Кроме того, на верхний лазерный уровень $\text{XeCl}(B_0)$ поступает только четвертая часть молекул XeCl^{**} . В результате этого развитие генерации идет медленно и возникает запаздывание импульса генерации относительно импульса накачки.

В режиме насыщения ситуация улучшается: уменьшаются концентрации $\text{XeCl}(B, B_0, C, C_0)$ и значительно снижаются потери в процессах тушения. Однако увеличение мощности накачки ведет к увеличению потерь энергии в процессах тушения. Так, в режиме 3 мощность накачки наименьшая, поэтому и потери энергии в процессах тушения в 1.5 раза меньше, чем в двух других режимах.

Из результатов расчетов следует, что в разных режимах накачки сохраняется высокая (до 50% от энергии накачки) эффективность создания молекул XeCl^{**} , а потери энергии при релаксации XeCl^{**} , составляющие ~ 33%, не зависят от условий накачки. Остальные виды потерь зависят от состава газовой смеси и мощности накачки. При увеличении начальной концентрации HCl необходимо увеличивать энергию и мощность накачки. В этом случае увеличивается удельная энергия излучения, растут потери энергии и снижается эффективность лазера.

6. Оптимальный режим накачки

На рис.5 представлены расчетные значения удельной энергии излучения E_{las} и эффективности лазера η в зависимости от энергии накачки. Остальные начальные условия соответствовали режиму 2. Электрическая схема возбуждения представляла собой LC -контур, в котором индуктивность L и емкость C были равны 3.3 нГн и 144 нФ соответственно. Были проведены расчеты для оптимизации лазера по вложенной энергии. В этих расчетах увеличение энергии накачки осуществлялось путем повышения зарядного напряжения на конденсаторе. На рис.5 показана также зависимость от энергии накачки концентрации неиспользованного донора галогена, оставшегося в газовой среде после окончания импульса возбуждения (в процентах от начальной концентрации HCl).

С увеличением энергии накачки энергия излучения увеличивается, достигая максимального значения, а затем наблюдается ее небольшое снижение. При этом с ростом энергии накачки уменьшается концентрация использо-

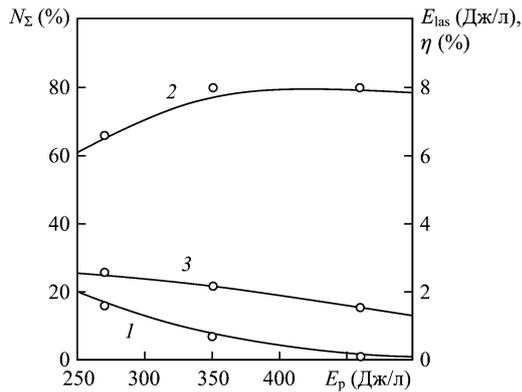


Рис.5. Расчетные зависимости от удельной энергии накачки E_p концентрации донора галогена N_Σ , оставшегося в среде после импульса накачки, с учетом всех возбужденных уровней, включая электронные (1), энергии излучения (2), эффективности лазера (3). Начальные параметры взяты из работы [13] (табл.2, режим 2).

ванного донора в газовой смеси. Рост энергии излучения связан с увеличением выгорания галогенида, а молекулы HCl не восстанавливаются за время действия импульса накачки. Отсюда следует, что начальная концентрация HCl определяет максимально возможную энергию излучения для заданной газовой смеси.

Одновременно с увеличением энергии излучения уменьшается эффективность лазера. Максимальная удельная энергия излучения 8 Дж/л получена с эффективностью 2 % при удельной энергии накачки ~ 400 Дж/л. При этом выгорание молекул HCl составило 95 % от их начальной концентрации. Полученные зависимости (рис.5) дают возможность выбора оптимального соотношения энергии накачки, начальной концентрации HCl и эффективности лазера. Оптимальной можно считать такую удельную энергию накачки, которая соответствует выгоранию молекул HCl в диапазоне концентраций 80 %–90 % от начальной. Оптимальная удельная энергия накачки для данных рис.5 находится в диапазоне 250–300 Дж/л.

На рис.6 показаны зависимости от энергии накачки E_p доли ее расходования в кинетических процессах создания молекул ХеСl^{**} и в основных процессах, в которых происходят тепловые потери. Потери энергии в реакциях электрон-ионной рекомбинации и конверсии атомарного иона Хе⁺ в молекулярный ион NeXe⁺ были объединены, поскольку они зависят от концентрации заряженных частиц, тогда как потери энергии в процессах тушения

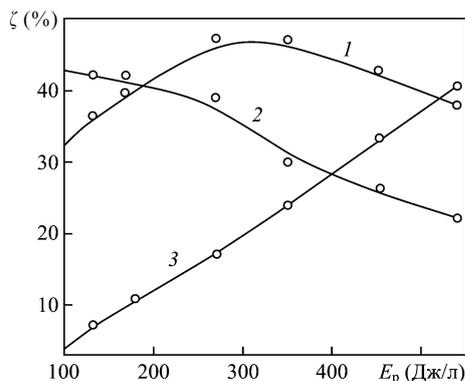


Рис.6. Расчетные зависимости от удельной энергии накачки E_p доли ее расходования ζ в процессах образования ХеСl^{**} (1), тушения возбужденных состояний атомов Хе и HCl (2), конверсии и рекомбинации (3). Начальные параметры те же, что и для рис.5.

зависят от концентрации возбужденных частиц. Потери энергии, зависящие от концентрации заряженных частиц, возрастают с увеличением энергии накачки. Потери энергии, связанные с тушением возбужденных частиц, имеют обратную зависимость — они снижаются с ростом энергии накачки. Такие обратные зависимости потерь энергии определяют максимальную энергию, расходуемую на создание молекул ХеСl^{**}.

При удельной энергии накачки ~ 300 Дж/л на создание эксимерных молекул идет максимальная часть (47 %) вложенной энергии (рис.6). При такой энергии накачки выгорание молекул HCl составило 86 % от начальной концентрации. Таким образом, оптимальная энергия накачки характеризуется тем, что в этом случае на создание молекул ХеСl^{**} расходуется максимальная энергия.

Распределение энергии в плазме разряда по основным каналам зависит от концентрации электронов, которая линейно возрастает с увеличением энергии накачки, поскольку для заданной газовой смеси напряжение на плазме изменяется мало и энергия накачки увеличивается за счет увеличения тока. При низкой концентрации электронов основная потеря энергии происходит в процессах тушения возбужденных частиц. С увеличением концентрации электронов растут скорости передачи энергии из системы возбужденных состояний в ионные состояния в результате ступенчатых процессов. Поэтому тепловые потери энергии, обусловленные тушением возбужденных состояний, снижаются, а потери энергии, связанные с процессами конверсии ионов и рекомбинации зарядов, возрастают.

Избыточная энергия накачки, которая превышает оптимальную, переходит в тепло в процессах с участием заряженных частиц, что снижает эффективность лазера. При энергии накачки, меньшей оптимальной, остаются неиспользованными потенциальные возможности газовой смеси.

7. Режимы накачки с оптимальным соотношением начальной концентрации HCl и энергии накачки

Результаты расчетов режимов с оптимальным соотношением энергии накачки и начальной концентрации HCl приведены в табл.5. Длительности импульсов выбраны в диапазоне 30–150 нс, удельная энергия накачки составляет 78–350 Дж/л. В таблице представлены следующие данные: удельные энергии накачки и излучения, эффективность лазера, начальная концентрация N_0 молекул HCl, выгорание молекул галогенида Δ_{HCl} (в процентах от концентрации N_0), энергетическая цена ϵ_{HCl} выго-

Табл.5. Результаты расчетов для режимов с оптимальным соотношением концентрации N_0 и энергии накачки.

Δt (нс)	E_p (Дж/л)	E_{las} (Дж/л)	η (%)	N_0 (10^{17} см ⁻³)	Δ_{HCl} (%)	ϵ_{HCl} (эВ)
35	175	5.8	3.3	1.6	83	8.2
35	138	4.43	3.2	1.18	86	8.6
30	132	4.4	3.3	0.8	81	12
	350	7.6	2.2	2.5	86	10
50	172	4.3	2.5	1.26	74	11.5
	142	2.2	1.6	0.85	70	10.8
	156	5.1	3.3	0.9	93	10.5
150	100	3.1	3.1	0.7	89	10
	78	2.9	3.7	0.7	71	9.5

рания одной молекулы HCl, которая равна отношению удельной энергии накачки к концентрации использованных молекул HCl.

Из расчетных данных следует, что с уменьшением энергии накачки снижается удельная энергия излучения и увеличивается эффективность лазера. Энергетическая цена выгорания одной молекулы HCl слабо зависит от энергии накачки и остается равной 10 ± 1.5 эВ во всем исследуемом диапазоне начальных параметров. С хорошим приближением для оценочных расчетов можно выбрать цену выгорания одной молекулы HCl равной 10 эВ. Это позволяет определить оптимальное соотношение между удельной энергией накачки и начальной концентрацией N_0 молекул HCl в газовой смеси. Оптимальная удельная энергия накачки равна $(0.9 - 0.8)\epsilon_{\text{HCl}}N_0$.

Слабая зависимость цены выгорания одной молекулы HCl от энергии накачки обусловлена тем, что в двух основных каналах, таких как создание эксимерных молекул и тушение возбужденных состояний, большой расход энергии (до 80 % от энергии накачки) определяется концентрацией молекул HCl. Расход энергии в канале конверсии ионов и рекомбинации, составляющий ~ 20 %, не зависит от концентрации HCl, а зависит от концентрации электронов. При увеличении концентрации электронов сохраняется расход энергии (до ~ 50 %) на создание эксимерных молекул. Оставшаяся половина энергии накачки перераспределяется по остальным двум каналам. Снижается энергия, затраченная на тушение возбужденных состояний, и увеличивается энергия, расходуемая в процессах конверсии ионов и рекомбинации. Такая закономерность сохраняется для всех режимов. Поэтому энергия накачки, отнесенная к одной молекуле HCl, остается примерно постоянной.

8. Заключение

В настоящей работе исследованы кинетические процессы в плазме разряда ХеСl-лазера. Рассчитаны энергии излучения и эффективности лазера для разных режимов накачки в широком диапазоне изменения начальных параметров, таких как удельная энергия накачки (50–350 Дж/л), длительность импульса (30–150 нс), удельная мощность накачки (0.6–6 МВт/см³) и начальная концентрация молекул HCl ($(0.7 - 2.5) \times 10^{17}$ см⁻³).

Определены кинетические процессы, от действия которых зависят преобразование и потери энергии в плазме. Выявлены зависимости характеристик излучения от начальных условий. Найдены условия возбуждения, при которых реализуется оптимальное соотношение между энергией излучения и эффективностью лазера.

Анализ результатов позволил выявить следующие закономерности преобразования энергии накачки в энергию возбужденных и ионизованных состояний, энергию возбужденных эксимерных молекул, энергию фотонов индуцированного излучения и в энергию тепловых потерь:

1. Необходимая для генерации ХеСl-лазера скорость создания эксимерных молекул (свыше 10^{23} см⁻³·с⁻¹) обеспечивается ступенчатой ионизацией и прилипанием электронов к возбужденным молекулам HCl ($v = 1, 2, 3$). Создание молекул ХеСl** происходит со скоростью прилипания электронов, и ~ 50 % энергии накачки преобразуется в энергию возбуждения ХеСl** в широком диапазоне начальных параметров.

2. Начальная концентрация N_0 молекул HCl определяет потенциальный ресурс газовой смеси. Для оптимальных режимов цена выгорания одной молекулы HCl равна 10 эВ в широком диапазоне параметров. Оптимальное выгорание молекул HCl составляет $(0.8 - 0.9)N_0$. Тогда оптимальное соотношение между удельной энергией накачки и начальной концентрацией N_0 имеет вид $E_p = (0.9 - 0.8)\epsilon_{\text{HCl}}N_0$ и сохраняется при разных условиях накачки.

3. При увеличении начальной концентрации N_0 увеличивается удельная энергия излучения и снижается эффективность лазера, что обусловлено увеличением потерь энергии при создании молекулярных ионов и их рекомбинации с электронами, а также при столкновительном девозбуждении эксимерных молекул.

4. Максимальная эффективность лазера (до 4 %) реализуется при малых энергиях накачки. В этом случае увеличиваются потери энергии при столкновительном девозбуждении HCl ($v = 1, 2, 3$) и Хе ($i = 1, 2, 3$), но значительно больше снижаются потери энергии в процессах создания молекулярных ионов и их рекомбинации.

1. Бакшт Е.Х., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. *Квантовая электроника*, **30**, 506 (2000).
2. Taylor R.S., Leopold K.E. *Rev. Sci. Instr.*, **65**, 3621 (1994).
3. Bernard N., Hofmann T., Fontaine B.B., Delaporte Ph., Sentis M., Forestier B. *Appl. Phys. B*, **62**, 431 (1996).
4. Van Goor F.A., Trentelman M., Timmermans J.C.M., Witteman W.J. *J. Appl. Phys.*, **75**, 621 (1994).
5. Bollanti S., Di Lazzaro P., Flora F., Giordano G., Letardi T., Schina G., Zheng C.E. *Appl. Phys. B*, **66**, 401 (1998).
6. Long W., Plummer M., Stappaerts E. *Appl. Phys. Lett.*, **43**, 8 (1983).
7. Fisher C., Kushner M., DeHart T., McDaniel J., Pert R., Ewing J. *Appl. Phys. Lett.*, **48**, 23 (1986).
8. Bychkov Yu., Vinnik M., Losev V. *Sov. J. Quantum Electron.*, **17**, 8 (1987).
9. Makarov M., Bonnet J., Pigach D. *Appl. Phys. B*, **66**, 417 (1998).
10. Hasama T., Miyazaki K., Yamada K., Sato T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 1 (1989).
11. Панченко Ю.Н., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф. *Квантовая электроника*, **35**, 816 (2005).
12. Komi T., Sugii M. *Rev. Sci. Instr.*, **65**, 7 (1994).
13. Riva R., Legentil M., Pasquies S., Puech V. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28**, 856 (1995).
14. Steyer M., Voges H. *Appl. Phys. B*, **42**, 155 (1987).
15. Бычков Ю.Н., Макаров М.К., Ямпольская С.А., Ястремский А.Г. *Оптика атмосферы и океана*, **11**, 149 (1998).
16. Bychkov Yu.I., Losev V.F., Panchenko Yu.N., Yampolskaya S.A., Yastremsky A.G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5483**, 60 (2003).
17. Bychkov Yu., Baksh E., Panchenko A., Tarasenko V., Yampolskaya S., Yastremsky A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4047**, 99 (2002).