05

Нестационарное поглощение в XeCl* эксимерном лазере с ядерной накачкой при возбуждении излучением ядерного реактора

© А.И. Миськевич

Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
Москва, Россия

e-mail: aimiskevich@mephi.ru

Поступила в редакцию 16.09.2025 г.
В окончательной редакции 03.01.2026 г.
Принята к публикации 10.02.2026 г.

Рассматриваются источники нестационарных потерь, возникающие в XeCl* эксимерном лазере с ядерной накачкой в момент действия нейтронного импульса накачки, создаваемого импульсным ядерным реактором. Экспериментальные исследования спектрально-временных характеристик люминесценции газовых смесей Ar-Xe-CCl_4 различного состава проводились в диапазоне длин волн 200 – 1100 nm при возбуждении продуктами нейтронной ядерной реакции ^{235}U(n,f). Основные потери излучения B-X-полосы молекулы XeCl* ($\lambda_{max} = 308$ nm) возникали из-за воздействия мгновенного гамма-излучения ядерного реактора на активную среду лазера и оптические элементы его конструкции. Максимальная величина измеренного коэффициента нестационарного поглощения активной среды XeCl* эксимерного лазера на длине волны 308 nm в момент действия импульса гамма-излучения составляла $2.5 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1}. Самопоглощение на B-уровне B-X-излучения молекулы XeCl* ($\lambda_{max} = 308$ nm) приводило к возникновению в спектре люминесценции новой D-X-полосы молекулы XeCl* ($\lambda_{max} = 236$ nm). Определён связанный с этим процессом нестационарный внутрирезонаторный коэффициент преломления Ar-Xe-CCl_4-газовой смеси для B-X-полосы XeCl* (308 nm), равный $n_{res} = 1.1176$. Предложен новый метод определения усилительных характеристик активной среды эксимерного лазера с ядерной накачкой во всём временном диапазоне импульса накачки.

Ключевые слова: ядерная накачка, эксимерный лазер, гамма-излучение, нестационарное поглощение, импульсный ядерный реактор.

DOI: 10.61011/OS.2026.02.62689.8571-25

Введение

Лазеры с ядерной накачкой осуществляют прямое преобразование энергии ядерных реакций в световое излучение и работают в диапазоне длин волн от ИК до ближнего УФ [1–4]. Первый лазер такого типа был запущен в 1972 г. во ВНИИЭФ (г. Саров, СССР) [5]. В США генерация при ядерной накачке была получена в 1973 г. спустя 1 год [6,7]. В настоящее время коэффициент преобразования ядерной энергии в лазерное излучение составляет несколько процентов от вложенной в газ энергии накачки, а достигнутый уровень энергии луча в импульсном режиме превышает 500 J при длительности импульса генерации 400 μs [8]. Особенностью работы лазеров с ядерной накачкой, использующих нейтронное излучение ядерного реактора для инициирования ядерных реакций, является значительное снижение коэффициента усиления активной среды лазера в ходе импульса накачки [2] (см. стр. 35, 42, 164). Особенно сильно этот эффект проявляется в эксимерных средах [9,10]. Например, при накачке Ar-Xe-CCl_4-газовой смеси продуктами нейтронной ядерной реакции ^{235}U(n,f) начавшаяся с высоким коэффициентом усиления низкопороговая генерация на B-X- и C-A-переходах эксимерной молекулы XeCl* ($\lambda = 308$, 352 nm) через 50 μs сильно замедлялась, что в дальнейшем ограничивало развитие генерации даже при достижении уровня максимального энерговклада. На рис. 1 приведена временная осциллограмма типичного генерационного режима для B-X-перехода молекулы XeCl* ($\lambda_{max} = 308$ nm). Её вид объясняется образованием в активной среде лазера в момент действия импульса

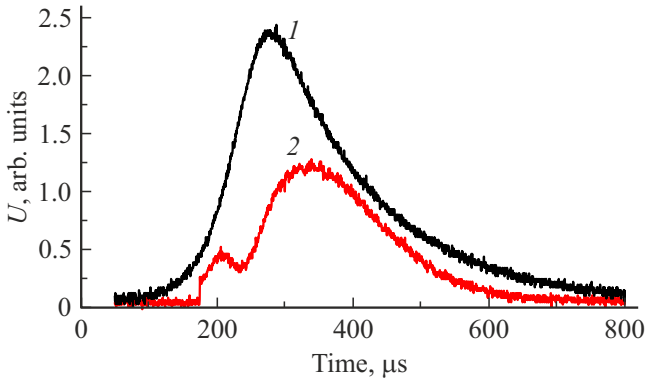

Рис. 1. Типичные осциллограммы импульса тепловых нейтронов накачки (*1*) и генерации эксимерного XeCl*-лазера на длине волны 308 nm (*2*). Состав смеси: Ar — 780 Torr, Xe — 20 Torr, CCl_4 — 50 mTorr, выходное зеркало резонатора имеет пропускание $T = 0.4$ % на длине волны 308 nm, генерация начинается при удельной мощности энерговклада осколков деления в газ ~ 200 W/cm^3.

накачки нестационарных источников поглощения, связанных с особенностями гамма-нейтронного излучения ядерного реактора.

Продукты нейтронных экзотермических ядерных реакций ^{3}He(n,p)^{3}T, ^{10}B(n,α)^{7}Li, ^{235}U(n,f), используемые для возбуждения активной среды лазера с ядерной накачкой, создают особый вид плазмы — так называемую трековую плазму [11]. Эта плазма характеризуется постоянством состава, пространственно неоднородна (состоит из отдельных треков частиц), и все основные плазмохимические реакции протекают непосредственно в объёме трека. Инициирование ядерных реакций в активной среде лазера производится излучением импульсного ядерного реактора. Это излучение состоит из импульса гамма-квантов со средней энергией $E_\gamma = 0.9$ MeV и импульса быстрых нейтронов со средней энергией $E_n = 2$ MeV. Обе компоненты излучения совпадают во времени между собой. Для повышения эффективности ядерной реакции накачки активной среды лазера быстрые нейтроны замедляют до тепловой энергии ($E_{\text{thermal.neutron}} = 0.025$ eV), вследствие чего возникает временной сдвиг между импульсом тепловых нейтронов накачки и импульсом мгновенного гамма-излучения реактора (рис. 2). Взаимодействие гамма-излучения с материалами конструкции и активной средой лазера приводит к образованию вторичных электронов и дополнительной однородной ионизации газовой среды лазера. В трековой плазме, создаваемой продуктами ядерных реакций, это вызывает нежелательные эффекты тушения эксимерных молекул, а воздействие электронов на оптические материалы приводит к образованию центров окраски и дополнительному поглощению эксимерного излучения.

В настоящей работе рассматриваются источники нестационарных потерь, возникающие в момент действия гамма-нейтронного импульса накачки, связанные с изменениями свойств активной среды эксимерного лазера с ядерной накачкой и с радиационной стойкостью оптических элементов его конструкции.

Цель настоящей работы состояла в экспериментальном изучении процессов образования эксимерных молекул XeCl* при ядерной накачке плотных газовых смесей Ar-Xe-CCl_4 смешанным гамма-нейтронным импульсным излучением и исследовании механизмов усиления и поглощения излучения B-X-полосы эксимерной молекулы XeCl* ($\lambda_{\max} = 308$ nm) при этих условиях.

Причины возникновения нестационарных потерь в Ar-Xe-CCl_4-газовой смеси при накачке излучением ядерного реактора

Состав трековой плазмы зависит в основном только от компонент газовой среды и начальной энергии ядерной частицы и слабо зависит от уровня накачки до момента перекрытия треков, который наступает при удельном

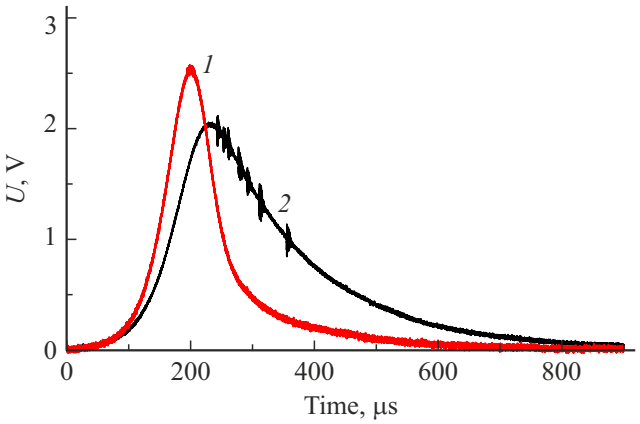

Рис. 2. Импульс мгновенного гамма-излучения ядерного реактора (*1*) и импульс тепловых нейтронов накачки (*2*) на оси кюветы в центре замедлителя нейтронов из полиэтилена.

энерговкладе в газ, превышающем 10 kW/cm^3. Количество образовавшихся в треке ионов, возбужденных атомов и дельта-электронов определяется полуэмпирической формулой Плацмана [12]:

$$W = E_0/N_i = E_i + (N_{\text{ex}}/N_i)E_{\text{ex}} + E_e = 1.7I. \qquad (1)$$

Здесь W — энергия, расходуемая заряженной частицей с энергией E_0 на образование одной пары ионов буферного газа; N_i, N_{ex} — число образованных в треке ионов и возбужденных атомов; E_i, E_{ex}, E_e — средняя энергия иона, возбужденного атома и вторичного подпорогового электрона; I — потенциал ионизации буферного газа. Для осколков деления для всех инертных газов $N_{\text{ex}}/N_i = 0.53$, $E_i = 1.06I$, $E_{\text{ex}} = 0.85I$, $E_e = 0.31I$ [2]. При атмосферном давлении газовой смеси концентрации положительных ионов и электронов в начальный момент образования трека составляют $\sim 10^{14} - 10^{15}$ particle/cm^3 [11].

Все основные плазмохимические процессы происходят внутри объёма трека. Эксимерные молекулы XeCl* и Xe_2Cl^* преимущественно образуются за счет реакции ион-ионной рекомбинации ионов Xe^+, Xe_2^+ и Cl^-:

$$Xe^+(Xe_2^+) + Cl^- + (Xe, Ar) \rightarrow XeCl^*(Xe_2Cl^*) + (Xe, Ar). \qquad (2)$$

В качестве донора атомов Cl в работе вместо чистого Cl_2 использовалось химически инертное соединение CCl_4, что исключало изменение состава активной среды эксимерного лазера за счет химического взаимодействия молекул Cl_2 с покрытием из ^{235}U и элементами конструкции лазерной кюветы.

Трековые электроны быстро, за время ~ 1 ns, захватываются молекулами CCl_4, образуя при диссоциативном прилипании отрицательные ионы Cl^- [13] и почти безэлектронную плазму:

$$CCl_4 + e \rightarrow CCl_4^- \rightarrow CCl_3 + Cl^-. \qquad (3)$$

Оптимальная концентрация CCl_4 в Ar-Xe-CCl_4-смеси атмосферного давления составляет $10^{15} - 10^{16}$ mol/cm^3. Низкое значение концентрации определяется трековой структурой плазмы: из-за отсутствия свободных электронов в треке повышение парциального давления CCl_4 в смеси (более 300 mTorr) не приводит к увеличению числа отрицательных ионов Cl^- в треке, но вызывает сильное столкновительное тушение эксимерных молекул [14]:

$$XeCl^* + CCl_4 \rightarrow \text{продукты}. \qquad (4)$$

Гамма-излучение ядерного реактора за счёт фотоэффекта и комптоновского рассеяния является дополнительным источником электронов, несбалансированным в соответствии с уравнением (1). При взаимодействии с активной средой лазера и стенками лазерной кюветы гамма-излучение создаёт практически однородную ионизацию всего газового объёма. Таким образом, сбалансированная (почти безэлектронная) трековая плазма, содержащая образованные осколками деления урана эксимерные молекулы $XeCl^*$ и Xe_2Cl^*, оказывается подверженной извне бомбардировке вторичными фотоэлектронами и комптоновскими электронами, созданными гамма-излучением реактора. Эти электроны в треках частиц разрушают эксимерные молекулы при сверхупругих столкновениях:

$$XeCl^*(B, C) + e \rightarrow Xe + Cl + e' \qquad (5)$$

и при диссоциативном прилипании электронов низких энергией (~ 1 eV и выше) [10,15]:

$$XeCl^*(B, C) + e \rightarrow Xe(Xe^*) + Cl^-. \qquad (6)$$

Это приводит к снижению населённости B- и C-состояний эксимерной молекулы $XeCl^*$ в момент действия импульса гамма-излучения. Константы скоростей реакций (5) и (6) лежат в диапазоне от $2 \cdot 10^{-7}$ до $4 \cdot 10^{-7}$ cm^3/s.

Воздействие мощного гамма-излучения на кварцевые окна и подложки зеркал также приводит к ослаблению излучения B-X-полосы молекулы $XeCl^*$ за счёт изменения оптического пропускания этих деталей. При импульсном облучении наведённое поглощение содержит быструю и медленную компоненты, причём коэффициент поглощения у быстрой компоненты значительно выше, чем у медленной, и увеличивается с уменьшением длины волны зондирующего излучения. В кварце KV в процессе импульсного облучения возникает полоса наведённого поглощения с максимумом на длине волны 300 nm, а в кварце KI — полосы с максимумом 215 nm и широкие полосы при 300 и 500 nm. Характерные значения наведённых коэффициентов поглощения кварцевых стекол на длине волны 400 nm при мощности поглощённой дозы 10^6 Gr/s составляют для кварца KI — 0.6 cm^{-1}, KV — 0.36 cm^{-1} и KU-1 — 0.07 cm^{-1} [2]. Для более коротких длин волн коэффициенты наведённого поглощения будут существенно выше.

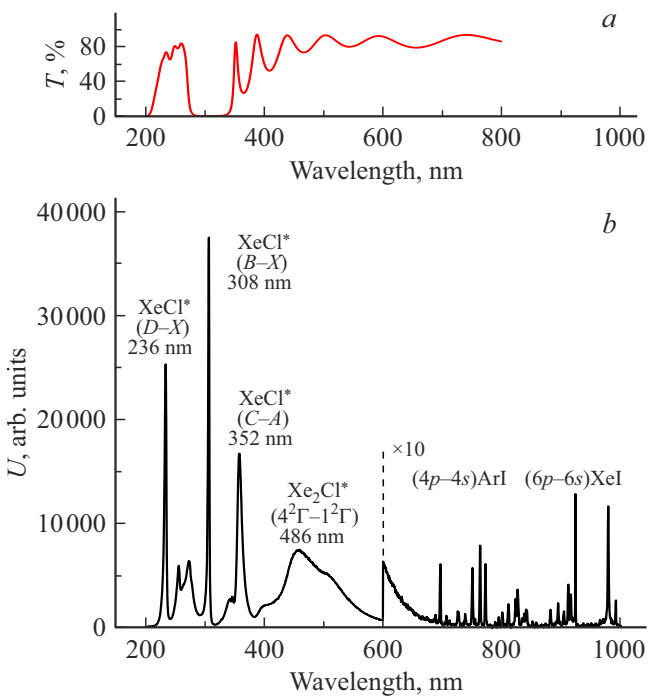

Рис. 3. Спектр люминесценции Ar-Xe-CCl_4-газовой смеси в режиме генерации при накачке осколками деления урана 235 (b) и коэффициент пропускания T выходного зеркала лазерной кюветы (a). Масштаб по оси Y изменён в 10 раз в интервале длин волн 600 – 1000 nm. Внутрирезонаторные интенсивности B-X- и D-X-полос молекулы $XeCl^*$ ($\lambda_{max} = 308$, 236 nm) с учётом пропускания выходного зеркала ($T_{236\,nm} = 73.11\,\%$, $T_{308\,nm} = 0.14\,\%$) равны $25320/0.7311 = 37633$ a. u. (236 nm) и $37542/0.0014 = 26816400$ a. u. (308 nm).

К категории нестационарных потерь активной среды $XeCl^*$-лазера, не связанных с воздействием гамма-импульса, относится самопоглощение излучения B-X-полосы ($\lambda_{max} = 308$ nm) в „континуум“ высоковозбужденных состояний молекулы $XeCl^*$ [16]:

$$XeCl^*(B, C) + 308\,\text{nm} \rightarrow XeCl^{**}. \qquad (7)$$

В ходе столкновительной релаксации заселяется D-уровень:

$$XeCl^{**} + e \rightarrow XeCl^*(D) + e', \qquad (8)$$

который спонтанно распадается с испусканием излучения D-X-полосы молекулы $XeCl^*$:

$$XeCl^*(D) \rightarrow Xe + Cl + 236\,\text{nm}. \qquad (9)$$

Процессы (7)–(9) присутствуют всегда и особенно хорошо наблюдаются при высоких населённостях B-, C-состояний молекулы $XeCl^*$ (рис. 3). В результате в спектре излучения возникает D-X-полоса ($\lambda_{max} = 236$ nm) высокой яркости, ранее там не наблюдавшаяся.

Процесс сопровождается эффектом аномальной дисперсии для B-X-перехода излучающей молекулы $XeCl^*$,

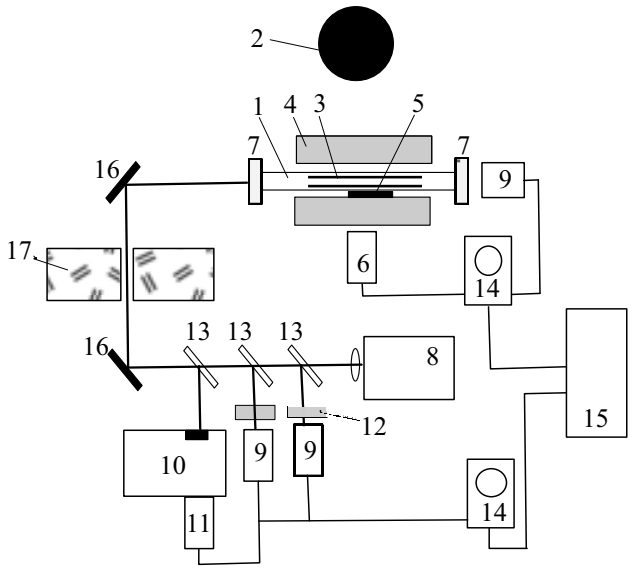

Рис. 4. Блок-схема экспериментальной установки: 1 — лазерная кювета, 2 — активная зона ядерного реактора, 3 — слой $^{235}U_3O_8$ толщиной 3 mg/cm^2, 4 — полиэтиленовый замедлитель, 5 — нейтронная камера KNT-5, 6 — фотоэлемент F-22, 7 — зеркало резонатора, 8 — спектрометр MAYA-2000Pro, 9 — фотоумножитель, 10 — спектрометр MDR-9, 11 — фотоумножитель, 12 — оптический фильтр, 13 — светоделительная пластина, 14 — цифровой осциллограф, 15 — компьютер, 16 — алюминиевое зеркало, 17 — биологическая защита.

приводящий к сильному изменению коэффициента преломления среды на длине волны 308 nm и соответственно к изменению фокусировки или дефокусировки генерируемого выходного луча.

Все три фактора являются источниками нестационарного поглощения излучения B-X-полосы эксимерной молекулы XeCl* ($\lambda_{\max} = 308$ nm) при накачке смешанным гамма-нейтронным излучением ядерного реактора.

Экспериментальная установка

Исследования люминесценции плотных газовых смесей Ar-Xe-CCl_4 проводились на импульсном ядерном реакторе с накачкой среды осколками деления урана-235 с энергией $E_f = 70$ MeV и длительностью импульса тепловых нейтронов накачки $T_p = 240\,\mu$s на полувысоте. Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 4. Лазерная кювета безоконной конструкции $\varnothing 27 \times 1000$ mm с исследуемой газовой смесью размещалась вблизи активной зоны ядерного реактора и облучалась потоком тепловых нейтронов $\sim 10^{15}$ n/cm^{2}s. Внутри кюветы была установлена алюминиевая трубка-вкладыш $\varnothing 25 \times 700$ mm с нанесенным на внутреннюю поверхность слоем окиси-закиси урана толщиной ~ 3 mg/cm^2. Удельная мощность энерговклада осколков деления в газ составляла около $2 \cdot 10^3$ W/cm^3. Поскольку энергетический спектр нейтронов ядерного реактора не является тепловым, то для повышения эффективности накачки лазерная кювета размещалась внутри полиэтиленового замедлителя нейтронов, с помощью которого в кювете формировался спектр нейтронов накачки, близкий к тепловому с энергией ~ 0.025 eV. Запись формы нейтронного импульса накачки производилась вакуумной малогабаритной камерой деления KNT-5, установленной внутри полиэтиленового замедлителя. При проведении генерационных опытов кювета герметизировалась двумя узкополосными зеркалами с многослойными диэлектрическими покрытиями или лазерным зеркалом и кварцевым окном — при проведении люминесцентных исследований. Газовые смеси Ar-Xe-CCl_4 различного состава напускались в кювету без проведения дополнительной очистки. Регистрация светового излучения производилась спектрометром MAYA-2000Pro и двумя фотоумножителями (FEU-106 и FEU-100), установленными на расстоянии 18 m от выходного окна кюветы в зоне, защищённой от воздействия гамма-нейтронного излучения ядерного реактора. Перед фотоумножителями размещались узкополосные оптические фильтры (стекла марки UFS-2 для выделения УФ излучения и марок BS-8 и KS-19 для выделения длинноволнового участка спектра), в качестве светоделительных пластин использовались кварцевые диски толщиной 8 mm. Запись временных сигналов производилась быстрым цифровым осциллографом RIGOL DS-5022 ME. Спектральные измерения проводились в диапазоне длин волн 200 – 1100 nm с разрешением 1 nm. Следует отметить, что записываемые спектрометром MAYA-2000Pro спектры характеризуют интегральную люминесценцию газовой смеси за время действия импульса накачки.

Результаты экспериментов

Для оценки нестационарного поглощения активной среды эксимерного лазера экспериментальные исследования проводились с Ar-Xe-CCl_4-газовыми смесями различного состава — 50 – 1520 Torr Ar, 4 – 580 Torr Xe, 0.05 – 0.3 Torr CCl_4. Во всех случаях, независимо от состава смеси, наблюдалось уменьшение светового сигнала в момент действия импульса гамма-излучения даже при пониженных энерговкладах в газовую среду.

Самопоглощение излучения B-X-полосы молекулы XeCl* ($\lambda_{\max} = 308$ nm)

На рис. 5 приведен аппаратурный спектр спонтанного излучения Ar-Xe-CCl_4-газовой смеси при возбуждении продуктами ^{235}U(n,f) ядерной реакции для кюветы с выходным кварцевым окном вместо зеркала. Состав смеси: Ar — 760 Torr, Xe — 20 Torr, CCl_4 — 20 mTorr. Спектр излучения состоит из яркой B-X-полосы ($\lambda_{\max} = 308$ nm), C-A-полосы ($\lambda_{\max} = 352$ nm) и слабой D-X-полосы ($\lambda_{\max} = 236$ nm) молекулы XeCl*, широкой $4^2\Gamma$-$1^2\Gamma$-полосы молекулы Xe_2Cl^* ($\Delta\lambda = 400 - 600$ nm)

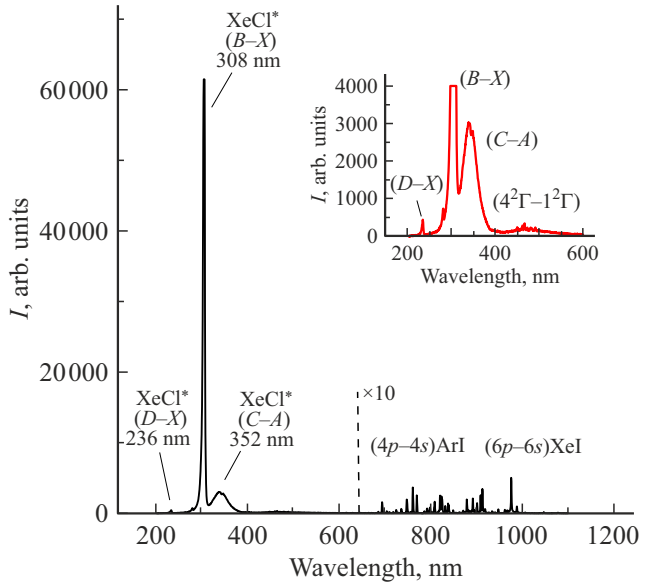

Рис. 5. Спектр люминесценции Ar-Xe-CCl_4-газовой смеси для кюветы с выходным кварцевым окном вместо зеркала. На вставке показан участок спектра 200 – 600 nm в увеличенном в 10 раз по оси Y виде. В интервале длин волн 650 – 1000 nm интенсивности линий буферного газа также увеличены в 10 раз.

и группы атомарных линий буферных газов, принадлежащих переходам $4p - 4s$ ArI и $6p - 6s$ XeI. При наличии резонатора интенсивности B-X- и D-X-полос увеличиваются многократно (рис. 3). Образование D-X-полосы не связано с непосредственным воздействием гамма-излучения на активную среду, но приводит к изменению фокусировки или дефокусировки генерируемого выходного луча вследствие изменения коэффициента преломления активной среды.

В спектрах люминесценции Ar-Xe-CCl_4-газовых смесей (рис. 3, 5) возникновение D-полосы молекулы $XeCl^*$ ($\lambda_{max} = 236$ nm) происходит за счёт самопоглощения излучения полосы $XeCl^*$ ($\lambda_{max} = 308$ nm) на B- и C-уровнях. Оценим коэффициент этого самопоглощения в геометрии удалённого источника света (точечный источник). Интенсивность излучения в активной среде лазера в этом случае определяется как $I(\lambda)/\tau(\lambda)$, где $I(\lambda)$ — зарегистрированная извне интенсивность B-X-полосы ($\lambda_{max} = 308$ nm), а $\tau(\lambda)$ — пропускание выходного зеркала (или окна) кюветы на длине волны $\lambda = 308$ nm. Для спектра (рис. 3) кюветы с резонатором интенсивности полос B-X (308 nm) и D-X (236 nm) соответственно будут равны: $I_{308\,nm} = 26816400$ ($T_{308\,nm} = 0.14\,\%$) и $I_{236\,nm} = 37633$ ($T_{236\,nm} = 73.1\,\%$), а для спектра (рис. 5) кюветы с выходным кварцевым окном — соответственно $I_{308\,nm} = 62778$ ($T_{308\,nm} \sim 99\,\%$) и $I_{236\,nm} = 436$ ($T_{236\,nm} \sim 98\,\%$). Таким образом, снижение населённости B-уровня из-за самопоглощения излучения B-X-полосы составляет $0.1 - 0.7\,\%$ $(37633/26816400) - (436/64778)$, что невелико, однако этот эффект вызывает сильные изменения коэффициента преломления среды на длине волны 308 nm.

Самопоглощение излучения эксимерной молекулы на B-уровне аналогично эффекту аномальной дисперсии, описанному в работах [17–20]. В явном виде зависимость коэффициента преломления $n(\lambda_i)$ при аномальной дисперсии для линии поглощения λ_i описывается формулой Зеллмейера [21]:

$$n(\lambda_i) - 1 = e^2/4\pi m_e c^2 \lambda_i^3/(\lambda - \lambda_i)^2 N_i f_{ik}. \qquad (10)$$

Здесь e и m_e — заряд и масса электрона; c — скорость света; N_i, f_{ik}, λ_i — населённость, сила осциллятора и длина волны линии поглощения. Используем известное соотношение между силой осциллятора f_{ik} и коэффициентом спонтанного испускания A_{ik} [22]:

$$A_{ik} = 8\pi^2 g_i/g_k e^2 f_{ik}/(m_e c \lambda_i^2). \qquad (11)$$

Подставляя в (10) значение f_{ik}, получаем

$$n(\lambda_i) - 1 = 1/32\pi^3 g_k/g_i \lambda_i^5/(\lambda - \lambda_i) A_i N_i. \qquad (12)$$

В Ar-Xe-CCl_4-среде произведение $I_i = A_i.N_i$ описывает внутрирезонаторную интенсивность спонтанного излучения B-X- и C-A-переходов эксимерной молекулы $XeCl^*$. Обозначим n_{res}, I_{res} и n_0, I_0 — коэффициенты преломления и интенсивности эксимерной полосы с длиной волны $\lambda_i = 308$ nm в кювете с резонатором (n_{res}, I_{res}) и в кювете без резонатора (n_0, I_0). Тогда из (12) находим

$$(n_{res} - 1)/(n_0 - 1) = I_{res}/I_0. \qquad (13)$$

Числовые значения I_{res} и I_0 для $\lambda = 308$ nm можно получить из оптических спектров генерационных экспериментов, выполненных с кюветами с лазерными зеркалами (I_{res}) (рис. 3) и кварцевыми окнами (I_0) (рис. 5), а n_0 берем из таблиц [23] для Ar как основного буферного газа. Подставляя в (13) цифровые значения для Ar-Xe-CCl_4 -газовой смеси из рис. 3 и 5 ($\lambda_i = 308$ nm, $I_{res} = 37542/0.0014 = 26816400$; $I_0 = 62778$), получаем величину внутрирезонаторного коэффициента преломления Ar-Xe-CCl_4-газовой смеси, усредненного за время действия импульса накачки:

$$\begin{aligned} n_{res} &= 1 + (n_0 - 1) I_{res}/I_0 \\ &= 1 + 0.000284 \cdot 26816400/62778 = 1.1176, \end{aligned} \qquad (14)$$

что значительно выше табличных значений для Ar при нормальных условиях. Значение коэффициента преломления в максимуме нейтронного потока может превышать эту величину.

Тушение эксимерных молекул $XeCl^*$ фотоэлектронами и комптоновскими электронами

Воздействие мгновенного гамма-излучения на активную среду и элементы конструкции лазера приводит к

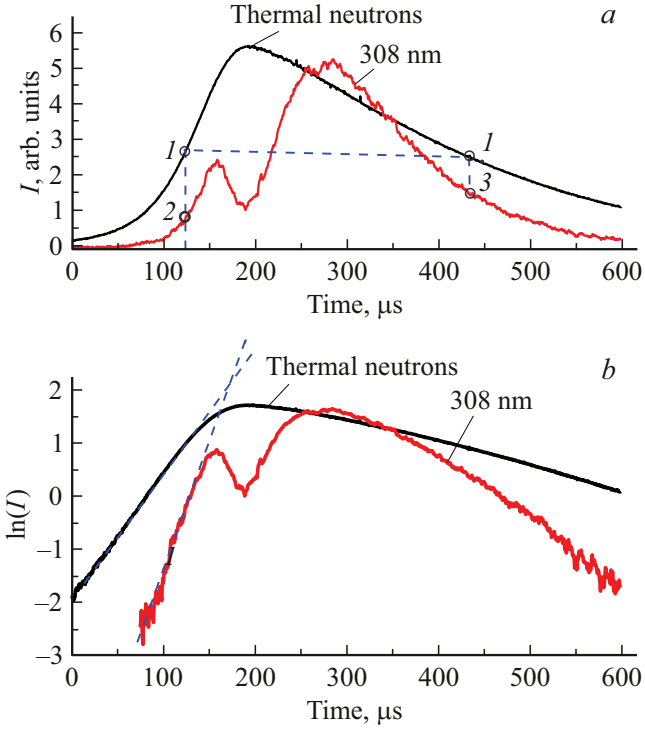

Рис. 6. Временные осциллограммы импульсов тепловых нейтронов накачки $I_{\text{thermal.neutron}}$ и люминесценции B-X-полосы эксимерной молекулы XeCl* ($\lambda_{\max} = 308\,\text{nm}$) $I_{308\,\text{nm}}$ в линейных (a) и логарифмических координатах по оси Y (b). Состав газовой смеси: Ar — 292 Torr, Xe — 20 Torr, CCl_4 — 50 mTorr; резонатор имеет переднее зеркало с пропусканием $T(308\,\text{nm}) = 1.55\,\%$ и заднее зеркало с отражением $R(308\,\text{nm}) = 98.97\,\%$. Точки *2* и *3* отмечают сигналы люминесценции для произвольного момента времени, записанные при одинаковых уровнях накачки (две точки *1*).

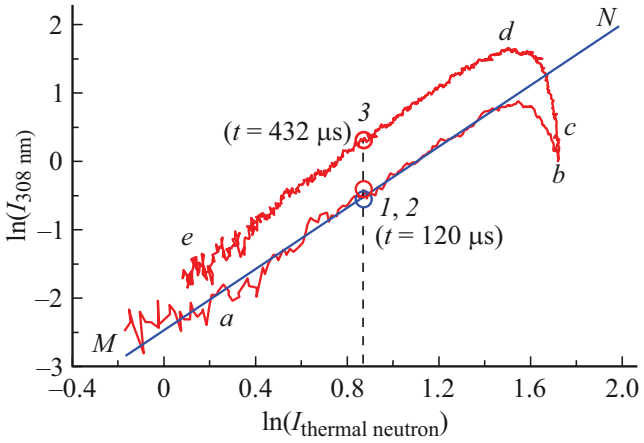

Рис. 7. Экстраполяционный график сигнала люминесцнции B-X-полосы молекулы XeCl* ($\lambda_{\max} = 308\,\text{nm}$) при накачке Ar-Xe-$CCl_4$-газовой смеси осколками деления урана. Прямая MN описывается уравнением $\ln I_{308\,\text{nm}} = 2.223 \ln I_{\text{thermal.neutron}} - 0.89$. Точки *1* и *2*, указанные в соответствии с рис. 6, a, на прямой MN и на кривой линии abc практически совпадают.

образованию быстрых электронов, которые разрушают эксимерные молекулы XeCl* и Xe_2Cl^* при столкновениях. В работе [10] были сделаны оценки этого эффекта на основе сравнения сигналов люминесценции, записанных при одинаковых уровнях накачки в разные моменты времени — при наличии и при отсутствии импульса гамма-излучения (рис. 6, a). Применение этой методики ограничивается начальной областью нарастания импульса накачки и не позволяет рассматривать весь временной диапазон изменения уровня накачки. Это ограничение вызвано небольшой величиной ($35\,\mu$s) временного сдвига между импульсами мгновенного гамма-излучения и импульсом тепловых нейтронов накачки при использовании водородосодержащего замедлителя нейтронов из полиэтилена (рис. 2).

Анализ формы временных сигналов люминесценции (B-X)-полосы XeCl* и импульса тепловых нейтронов накачки показывает, что существует линейная зависимость между логарифмическими значениями этих сигналов. На рис. 6, a, b приведены временные осциллограммы импульсов накачки $I_{\text{thermal.neutron}}$ и интенсивности $I_{308\,\text{nm}}$ люминесценции B-X-полосы эксимерной молекулы XeCl* ($\lambda_{\max} = 308\,\text{nm}$) в линейных (рис. 6, a) и логарифмических по оси Y координатах (рис. 6, b). Рисунок 6, b показывает, что на начальном временном участке накачки логарифмические сигналы этих величин линейно зависят от времени t:

$$\ln I_{308\,\text{nm}} = at + b, \tag{15}$$

$$\ln I_{\text{thermal.neutron}} = ct + d, \tag{16}$$

где a, b, c, d — константы, определяемые из графика. Соотношения (15) и (16) позволяют установить линейную зависимость между $\ln I_{\text{thermal.neutron}}$ и $\ln I_{308\,\text{nm}}$:

$$lnI_{308\,\text{nm}} = K \ln I_{\text{thermal.neutron}} + M, \tag{17}$$

где $K = a/c$, $M = b - d/c$.

Линейная зависимость между $\ln I_{\text{thermal.neutron}}$ и $\ln I_{308\,\text{nm}}$ сохраняется только при отсутствии усиления или нестационарного поглощения в активной среде, а отклонения от линейности свидетельствуют о возникновении в среде процесса усиления или поглощения. Используя свойство линейности, можно определить нестационарное поглощение или усиление активной среды лазера путём совместной обработки сигналов во всём временном диапазоне накачки, в том числе определить поглощение, вызванное воздействием гамма-излучения ядерного реактора.

На рис. 7 представлен график зависимости амплитуды сигнала люминесценции, возбуждаемой осколками деления урана в Ar-Xe-CCl_4-газовой смеси на B-X-переходе молекулы XeCl* (308 nm) в зависимости от амплитуды импульса тепловых нейтронов накачки. График построен по данным рис. 6, b в логарифмическом масштабе по

осям X и Y. Прямая линия MN отражает линейный характер зависимости между логарифмическими значениями величин рис. 6. График представляет собой замкнутую кривую (точки *авсdea*). Нижняя ветвь *abc* относится к начальному временному диапазону накачки ($0-190\,\mu$s), а верхняя ветвь *cdea* — к конечному $190-600\,\mu$s (рис. 6, *a* и рис. 7). Прямая линия MN, проходящая через точки нижней ветви *abc*, является экстраполяцией уравнения (17) на всю область накачки — от 0 до максимальной амплитуды накачки (при $190\,\mu$s, рис. 6, *a*) и от максимального значения амплитуды до нуля (*cdea*, рис. 7) и характеризует сигнал люминесценции, соответствующий безусилительному режиму при отсутствии в среде нестационарного поглощения. Применительно к данному рисунку эта прямая линия описывается уравнением

$$\ln I_{308\,\mathrm{nm}} = 2.223 \ln I_{\mathrm{thermal.neutron}} - 0.89. \qquad (18)$$

Следует отметить, что построение кривой *авсdea* возможно только при выполнении единой временной привязки между импульсами тепловых нейтронов накачки и люминесценции, при которой экспериментальные значения этих величин регистрируются в одинаковые моменты времени. Такую привязку, например, обеспечивает одновременная запись обоих сигналов двухканальным (или многоканальным) осциллографом.

Разность между реальным сигналом люминесценции (кривая *авсdea*) и линейным экстраполированным сигналом (прямая MN) позволяет определить коэффициент нестационарного поглощения (или усиления) во всём временном диапазоне накачки.

Рассмотрим произвольный момент времени t, относящийся к временному диапазону нарастания накачки или спада. На рис. 7 этому моменту времени соответствует точка *1* на прямой MN (экстраполированный безусилительный сигнал люминесценции при нарастании или спаде накачки) и точки *2* и *3* на кривых *ab* и *de* для реально измеренных сигналов при нарастании накачки (*ab*) или спаде (*de*). Обозначим интенсивности этих сигналов как $I_0(t)$, $I_1(t)$, $I_2(t)$. Если $\alpha(t)$ — коэффициент усиления (или поглощения) в момент времени t для данного уровня накачки, то

$$I_1(t) = I_0(t) \exp(\alpha(t)L). \qquad (19)$$

Здесь L — длина кюветы. Тогда

$$\alpha(t) = (\ln I_1(t) - \ln I_0(t))/L. \qquad (20)$$

Значения $\ln I_0(t)$ и $\ln I_1(t)$ берутся из графика рис. 7.

Выполняя расчёты по формуле (20) для диапазона изменения амплитуды накачки рис. 7 для нижней кривой *abc* и верхней кривой *cdea* и перестроив полученные результаты в координатах $x =$ время, $y = \alpha(t)$, получаем временную зависимость изменения коэффициента усиления или поглощения, так как каждому значению амплитуды накачки на нижней (и верхней) кривой рис. 7

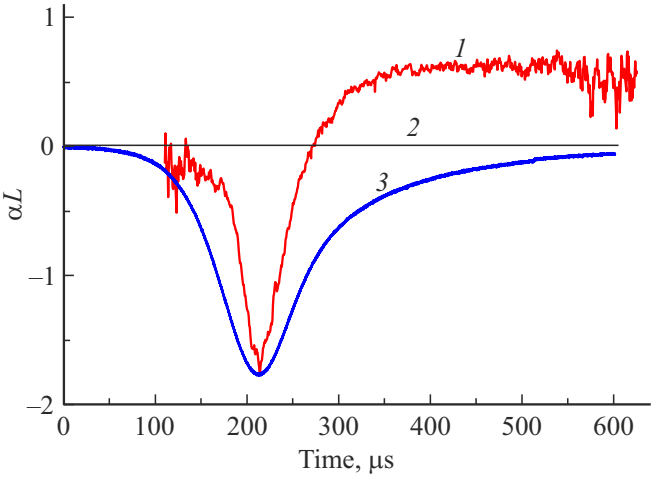

Рис. 8. Временная зависимость коэффициента нестационарного поглощения B-X-полосы эксимерной молекулы $XeCl^*$ ($\lambda_{max} = 308$ nm) (*1*) и импульса мгновенного гамма-излучения ядерного реактора (*3*). Амплитуды кривых (*1*) и (*3*) отнормированы без изменения положения кривых на оси t. Линия (*2*) определяет нулевой уровень усиления люминесценции Ar-Xe-CCl_4-газовой смеси при накачке. Состав смеси: Ar — 292 Torr, Xe — 20 Torr, CCl_4 — 50 mTorr.

соответствует строго определённый момент времени (рис. 6, *a*).

Значения нестационарного поглощения и усиления в Ar-Xe-CCl_4-активной среде $XeCl^*$ эксимерного лазера, полученные таким способом, показаны на рис. 8 вместе с импульсом гамма-излучения ядерного реактора. Длительность импульса нестационарного поглощения составляет $\sim 90\,\mu$s. Наблюдается корреляция между осциллограммами, свидетельствующая о влиянии гамма-излучения ядерного реактора на создание нестационарного поглощения в активной среде эксимерного $XeCl^*$-лазера вследствие бомбардировки трековой плазмы комптоновскими электронами и фотоэлектронами. В максимуме импульса гамма-излучения величина коэффициента нестационарного поглощения $\alpha_{max} \sim 2.5 \cdot 10^{-2}\,\mathrm{cm}^{-1}$. Расчёты по данной методике, выполненные для исследованных в данной работе Ar-Xe-CCl_4-газовых смесей различного состава, показали, что коэффициент a изменяется в диапазоне от 0.02 до $0.04\,\mathrm{cm}^{-1}$. По-видимому, нестационарное поглощение B-X-полосы молекулы $XeCl^*$ может быть сильно уменьшено или исключено вовсе в случае использования вместо водородосодержащего замедлителя нейтронов замедлитель специальной конструкции, выполненной на основе графита и тяжелых элементов. Это позволит ослабить величину воздействия импульса мгновенного гамма-излучения на активную среду лазера за счёт поглощения гамма-квантов тяжелыми элементами замедлителя и отодвинет момент образования лазерного импульса от импульса мгновенного гамма-излучения реактора за счёт увеличения времени замедления быстрых

нейтронов в графите по сравнению с водородосодержащей средой.

Пропускание оптики

Используемое нами оборудование не позволяло разделить процессы, вызывающие радиационное повреждение оптических деталей гамма-излучением и разрушение молекул XeCl* электронами. Поэтому полученные в эксперименте значения $\alpha(t)$ характеризуют суммарные коэффициенты потерь, связанные с этими двумя процессами. Максимальная величина измеренного коэффициента поглощения в этом случае составляла $\alpha L = 1.75$, что свидетельствовало о значительном ослаблении излучения B-X-полосы XeCl*. Суммарная доза гамма-излучения на поверхности лазерной кюветы за время действия импульса накачки ($240\,\mu$s) составляла 37 Gr, что соответствовало поглощённой мощности дозы $\sim 1.5 \cdot 10^5$ Gr/s. В таких сильных гамма-полях начинали проявляться нестационарные эффекты образования короткоживущих центров окраски в окнах и подложках лазерных зеркал, вызванные радиационным воздействием. Для кварца марки KV, из которого были изготовлены окна и подложки кюветы, это соответствовало появлению полос поглощения в УФ диапазоне длин волн 215 и 300 nm [2].

Заключение

Проведены экспериментальные исследования коэффициента усиления активной среды XeCl* эксимерного лазера с ядерной накачкой, возбуждаемого смешанным гамма-нейтронным излучением импульсного ядерного реактора. Исследования проводились с Ar-Xe-CCl_4 - газовыми смесями различного состава, и во всех случаях независимо от состава смеси наблюдалось уменьшение светового сигнала в момент действия импульса гамма-излучения (даже при пониженных энерговкладах в газовую среду). Обнаружено, что нестационарное поглощение излучения B-X-полосы молекулы XeCl* ($\lambda_{\max} = 308$ nm) в момент действия импульса гамма-излучения возникает из-за разрушения эксимерных молекул XeCl* электронами, образовавшимися при взаимодействии гамма-квантов с активной средой и материалами конструкции лазера, а также вследствие радиационного воздействия гамма-излучения на окна и подложки лазерных зеркал из кварцевого стекла марки KV. Для наших экспериментальных условий (поглощённая мощность дозы $\sim 1.5 \cdot 10^5$ Gr/s) максимальное значение коэффициента потерь достигается в момент действия максимального потока гамма-квантов и равно $\alpha L = 1.75$. Длительность импульса нестационарного поглощения по основанию составляет — $90\,\mu$s. Коэффициент α не является постоянной величиной, а зависит от населенности рабочего уровня, когда начинается процесс прямого разрушения эксимерных молекул электронами. На длине волны 308 nm измерена величина усредненного за время действия нейтронного импульса накачки внутрирезонаторного коэффициента преломления Ar-Xe-CCl_4-газовой смеси:

$$n_{\text{res}} = 1 + (n_0 - 1)I_{\text{res}}/I_0$$
$$= 1 + 0.000284 \cdot 565967/54778 = 1.1176.$$

В максимуме нейтронного потока n_{res} будет значительно больше.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A.I. Mis'kevich. Laser Physics, **1** (5),445 (1991).

[2] С.П. Мельников, А.Н. Сизов, А.А. Синянский. *Лазеры с ядерной накачкой* (ФГУП „РФЯЦ-ВНИИЭФ“, Саров, 2008). С. 439. [S.P. Melnikov, A.N. Sizov, A.A. Sinyanskii, G.H. Miley. *Lasers with Nuclear Pumping* (Springer 2008). 455 p. DOI: 10.1007/978-3-319-08882-2].

[3] А.А. Мавлютов, А.И. Миськевич. Письма в ЖТФ, **22** (8), 48 (1996).

[4] Н.М. Барышева, А.В. Бочков, Н.В. Бочкова, К.Ф. Гребенкин, Э.В. Зайцев, А.В. Луценко, В.А. Крыжановский, Э.П. Магда, В.М. Мурзин, А.Э. Незнахина. Письма в ЖТФ, **22** (15), 83 (1996).

[5] А.М. Воинов, Л.Е. Довбыш, А.Т. Казакевич, В.Н. Кривоносов, С.П. Мельников, И.В. Подмошенский, А.А. Синянский. Доклады АН СССР, **245** (1), 80 (1979).

[6] D.A. McArthur, P.B. Tolleffsrud. Appl. Phys. Lett., **26**, 187 (1975).

[7] H.H. Helmick, J. Fuller, R.T. Schneider. Appl. Phys. Lett., **26**, 327 (1975).

[8] А.В. Загидулин, А.В.Бочков, В.В. Мироненко, Г.С. Софиенко. Письма в ЖТФ, **38** (23), 31 (2012).

[9] A.I. Miskevich, Guo Jin Bo, Y.A. Duyzov, A.V. Podkopaev. Am. J. Mod. Phys., **8** (2), 14 (2019). DOI: 10.11648/J.Amp.20190802.11

[10] А.И. Миськевич. Опт. и спектр., **131** (7), 941 (2023). DOI: 1021883/OS2023.07.56129.4549-23

[11] А.П. Будник, И.В. Добровольская. Квант. электрон., **24** (6), 506 (1997).

[12] R.L. Platzman. Intern. J. Appl. Radiation and Isotopes, **10** (2/3), 116 (1961).

[13] Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда* (Наука, М., 1987). 591 с.

[14] А.И. Миськевич, Го Цзинь Бо, Ю.А. Дюжов. Квант. электрон., **43** (11), 1003 (2013). DOI: 10.1070/QE 2013v043n11ABEH015134

[15] T.H. Johnson, H.E. Cartland, T.C. Geroni, A.M. Hunter. J. Appl. Phys., **66** (12), 5707 (1989).

[16] А.И. Миськевич, Ю.А. Дюжов, А.А. Суворов. Опт. и спектр., **121** (2), 165 (2016). DOI: 10.7868/S003040341608016X

[17] М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики* (Наука, М., 1970). 855 с.

[18] А. Зоммерфельд. *Оптика* (ИИЛ, М., 1953). 486 с.
[19] Н.И. Калитеевский. *Волновая оптика* (Наука, М., 1971). 375 с.
[20] В.М. Акулин, Н.В. Карлов. *Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике* (Наука, М., 1987). 311 с.
[21] Н.П. Пенкин. В сб.: *Спектроскопия газоразрядной плазмы*. Под ред. С.Э. Фриша (Наука, Л., 1970). С. 63.
[22] С.Э. Фриш. В сб.: *Спектроскопия газоразрядной плазмы*. Под ред. С.Э. Фриша (Наука, Л., 1970). С. 7.
[23] *Таблицы физических величин. Справочник*. Под ред. академика И.К. Кикоина (Атомиздат, М., 1976). 634 с.