

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АРГОН-КСЕНОНОВОЙ АКТИВНОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ НАНОЧАСТИЦЫ УРАНА

А.П. Будник, А.В. Сипачёв

ГНЦ РФ Физико-энергетический институт,
г. Обнинск, 249033, Калужская область, пл. Бондаренко, 1

Аннотация

Разработана модель кинетических процессов при генерации лазерного излучения в аргон-ксеноновой активной газовой среде, содержащей наночастицы урана. Модель включает эволюционные уравнения для функции распределения электронов по энергиям, концентраций, как различных газовых компонент плазмы, так и пылевых частиц, имеющих различные заряды. В рассмотрение включен также процесс развития генерации лазерного излучения в резонаторе. Методами математического моделирования получены данные о временной эволюции компонентного состава, возбуждаемой осколками деления пылевой аргон-ксеноновой ядерно-возбуждаемой плазмы при развитии в ней генерации лазерного излучения. Изучено влияние параметров резонатора на эффективность преобразования кинетической энергии осколков деления в энергию лазерного излучения.

MATHEMATICAL SIMULATION OF KINETIC PROCESSES IN GENERATION OF LASER RADIATION IN ARGON-XENON ACTIVE GAS MEDIA, CONTAINING NANOPARTICLES OF URANIUM

A.P. Budnik, A.V. Sipachev

State Scientific Center of Russian Federation, A.I. Leypunski Institute of Physics and Power Engineering
Russia, Obninsk, 249033

A model of kinetic processes in generation of laser radiation in argon-xenon active gas media, containing nanoparticles of uranium is developed. The model includes evolutionary equations for function of electrons energy distribution, concentration various a component of plasma and dust particles with different charge and the process of development of laser radiation in resonator.

The data of time evolution of components of plasma in development of laser radiation were obtained. The influence of resonator parameters on efficiency of converting of kinetic energy of fission fragments into energy of laser radiation.

1. ВВЕДЕНИЕ

Прошло около 30 лет с тех пор, когда было предложено применять распыленные в активной газовой среде мелкодисперсные урансодержащие частицы для преобразования ядерной энергии в энергию оптического излучения [1–3].

Применение мелкодисперсных урансодержащих частиц по сравнению с традиционно применяющимися методами гетерогенной ядерной накачки активных газовых сред, может повысить долю энергии, выносимой осколками деления из конденсированной фазы в газовую среду, в десять и более раз. Это создает предпосылки для повышения эффективности преобразования ядерной энергии в энергию оптического излучения.

Рассеяние и поглощение лазерного излучения активной средой, содержащей мелкодисперсные урансодержащие частицы, является существенным фактором препятствующим развитию генерации лазерного излучения в такой среде.

В последнее время было предложено использовать лазерно-активные газовые среды, облучаемые нейтронами и содержащие наночастицы соединений урана [4–5]. Нейтроны индуцируют деление ядер урана в

наночастице. Оба осколка деления вылетают из наночастицы в газ, практически не потеряв кинетическую энергию.

Расчетно-теоретические исследования показали, что возможно получить усиление лазерного излучения в ядерно-возбуждаемой аргон-ксеноновой пылевой газовой плазме [4–5].

Это позволяет рассчитывать на создание способа и устройств с высокой эффективностью прямого преобразования кинетической энергией осколков деления в энергию когерентного оптического излучения. Эффективность прямого преобразования ядерной энергии в этом случае может возрасти более чем на порядок по сравнению с гетерогенным методом накачки. При гетерогенной накачке лазерно-активный элемент обычно представляет трубу, покрытую изнутри урансодержащим слоем. Толщина этого слоя оставляет несколько мкм. В этом случае около 90% кинетической энергии осколков деления теряется бесполезно.

Настоящая работа посвящена исследованию кинетических процессов при генерации лазерного излучения в аргон-ксеноновой активной газовой среде, содержащей наночастицы урана. Модель включает эволюционные уравнения для функции распределения электронов по энергиям, концентраций как различных

газовых компонент плазм, так же и пылевых частиц, имеющих различные заряды. В рассмотрение включен также процесс развития генерации лазерного излучения в резонаторе.

Методами математического моделирования получены данные о временной эволюции компонентного состава, возбуждаемой осколками деления пылевой аргон-ксеноновой ядерно-возбуждаемой плазмы при развитии генерации лазерного излучения. Изучено влияние параметров резонатора на эффективность преобразования кинетической энергии осколков деления в энергию лазерного излучения.

2. МОДЕЛЬ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ВОЗБУЖДАЕМОЙ ОСКОЛКАМИ ДЕЛЕНИЯ ПЫЛЕВОЙ АРГОН-КСЕНОНОВОЙ ЛАЗЕРНО-АКТИВНОЙ СРЕДЕ

Модель кинетических процессов в возбуждаемой осколками деления аргон-ксеноновой лазерно-активной среде с монодисперсной пылевой компонентой была разработана в работах [4,5]. Примем эту модель за основу.

В кинетической модели аргон-ксеноновой среды с монодисперсной пылевой компонентой в газовой компоненте учитывались атомарные (Ar^+ , Xe^+) и гомоядерные молекулярные ионы аргона и ксенона (Ar_2^+ , Xe_2^+), гетероядерный ион $ArXe^+$ и молекула $ArXe$, атомы аргона и ксенона в возбужденных состояниях, а также эксимеры аргона и ксенона (см. рис. 1).

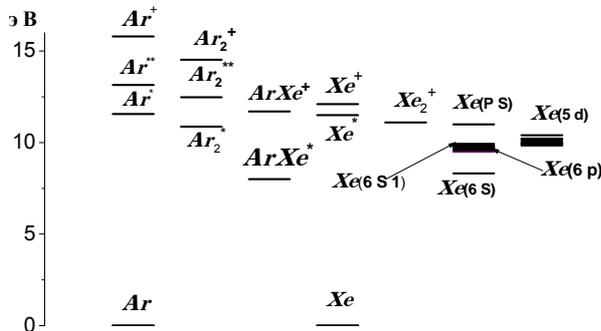


Рис. 1. Энергетическая диаграмма рассматриваемых в кинетической модели состояний

Для возбужденного атома ксенона рассматриваются отдельно уровни 6s, восемь 5d подуровней и шесть 6p подуровней, а подуровни 7p и 7s состояний объединялись в единый уровень (рис. 2). Все остальные состояния ксенона объединены в одно состояние, обозначенное Xe^* .

Последовательность основных кинетических процессов, ведущих к созданию в аргон-ксеноновой среде инверсной заселенности следующая. Осколки деления, взаимодействуя с аргон-ксеноновой средой, теряют энергию главным образом на образование атомарных ионов и возбужденных атомов аргона. Далее в столкновениях атомарных ионов Ar^+ и возбужденных атомов аргона с атомами аргона и ксенона образуются как возбужденные атомы ксенона, так и атомарные ионы ксенона Xe^+ , а также молекулярные гомоядерные Ar_2^+ , Xe_2^+ и гетероядерные ионы $ArXe^+$.

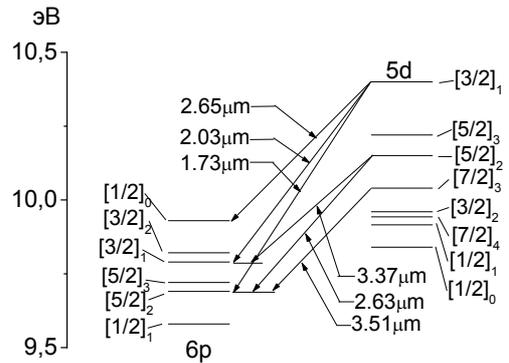


Рис. 2. Энергетическая диаграмма рассматриваемых в кинетической модели состояний атома ксенона, на переходах между которыми возможно получить генерацию лазерного излучения

Заселение верхних возбужденных состояний атома ксенона (обозначенных как PS) происходит в результате диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов $ArXe^+$, Xe_2^+ . В дальнейшем в результате столкновений с атомами аргона происходит заселение верхних лазерных уровней для переходов с длиной волны 1.73 мкм, 2.03 мкм и 2.65 мкм. Расселение лазерных уровней идет по нескольким каналам – за счет гашения возбуждения в столкновениях с электронами плазмы и радиационным путем в результате вынужденного и спонтанного излучения. Эти процессы приводят к заселению нижних лазерных уровней, которые тушатся в столкновениях с атомами аргона и электронами, заселяя при этом более низколежащие возбужденные состояния атомов ксенона.

В модели с монодисперсной пылевой компонентой процессы взаимодействия электронов и ионов с заряженными наночастицами описывались следующими “плазмохимическими” реакциями:

$$e + D \rightarrow D(-); \tag{1}$$

$$e + D(n-) \rightarrow D((n+1)-); \tag{2}$$

$$I(+) + D(n-) \rightarrow D((n-1)-); \tag{3}$$

$$I(+) + D \rightarrow D(+). \tag{4}$$

Здесь введены обозначения: e – электрон; D , $D(+)$, $D(n-)$ – соответственно электрически нейтральный, положительно и отрицательно заряженные наночастицы радиусом 5 нм; n – заряд наночастиц в единицах заряда электрона; $I(+)$ – любой положительно заряженный атомарный или молекулярный ион газовой смеси.

Всего в модели рассматривалось 57 компонент и учитывалось 434 реакции в аргон-ксеноновой среде.

3. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ КИНЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Кинетическая модель локальной кинетики газовой плазмы представляет собой в общем случае систему уравнений, описывающую процессы атомной, молекулярной, ионной, электронной и радиационной кинетики.

Для данного круга реакций с участием веществ X_1, \dots, X_n для произвольного набора реакций полная система уравнений, описывающая эволюцию во времени концентрации частиц n компонент, имеет вид

$$\frac{d[X_i]}{dt} = \sum_k [v_{ik} - \mu_{ik}] R_k + R_{X_i}^{FF} + R_{X_i}^D \quad (5)$$

$i = 1, \dots, n.$

Здесь $[X_i]$ – концентрация частиц вещества i -го сорта, индекс k указывает реакцию; μ_{ik} и v_{ik} – стехиометрические коэффициенты для реакции k ; R_k – суммарная скорость локальной k реакции, которая в данной точке определяется только концентрацией частиц и сферически симметричной частью функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ); $R_{X_i}^{FF}, R_{X_i}^D$ – скорости изменения концентрации i – компоненты под действием осколков деления и при столкновениях пылевыми и газовыми частицами.

Для нахождения констант электронной кинетики в определенные моменты времени необходимо решать уравнение Больцмана для $f_0(\varepsilon, t)$ (сферически симметричной части ФРЭЭ). Считая, что распределение электронов по энергиям устанавливается намного быстрее чем изменяется концентрация электронов, уравнение Больцмана можно представить в виде

$$\begin{aligned} \varepsilon^{1/2} f_0(\varepsilon, t) \frac{dn_e(t)}{dt} = & \\ = \frac{d}{d\varepsilon} \left[n_e \sqrt{\frac{2e}{m}} \varepsilon^2 \frac{2m}{M} N Q_m(\varepsilon) \left(f_0(\varepsilon, t) + \frac{kT}{e} \frac{df_0}{d\varepsilon} \right) \right] + & \\ + \frac{d}{d\varepsilon} \left[\frac{2\pi}{3} n_e^2 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{q^2}{e^2} \ln \Lambda \times \left(P(\varepsilon) \frac{df_0}{d\varepsilon} + Q(\varepsilon) f_0 \right) \right] + & \\ + St(f_0(\varepsilon, t)) + St_{ed}(f_0(\varepsilon, t)), & \quad (6) \end{aligned}$$

где ε , m , e – соответственно энергия, масса и заряд электрона; n_e – концентрация электронов;

$$P(\varepsilon, t) = 2 \int_0^\varepsilon f_0(x, t) x^{3/2} dx + 2\varepsilon^{3/2} \int_\varepsilon^\infty f_0(x, t) dx, \quad (7)$$

$$Q(\varepsilon, t) = 3 \int_0^\varepsilon x^{1/2} f_0(x, t) dx; \quad (8)$$

Λ – кулоновский логарифм, равный отношению дебаевского и кулоновского радиусов:

$$\Lambda = \frac{l_D}{r_C}, l_D = \left(\frac{k_B T_e}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2}, r_C = \frac{2q^2}{3k_B T_e}. \quad (9)$$

Уравнение (6) записано в системе единиц СГСЭ.

Первый член уравнений описывает влияние изменения во времени концентрации электронов на распределение электронов по энергиям; второй – упругие потери; третий – электрон-электронные соударения; $St(f_0(u, t))$ – интеграл неупругих столкновений электрона с компонентами газовой среды (атомы, ионы, молекулы).

В качестве условия нормировки для $f_0(\varepsilon, t)$ используется

$$\int_0^\infty f_0(\varepsilon, t) \varepsilon^{1/2} d\varepsilon = 1. \quad (10)$$

Интегрируя по энергии уравнение (6) в пределах от 0 до ∞ , можно получить уравнение для эволюции электронной концентрации

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e (v_i - v_\alpha) - \beta n_e^2, \quad (11)$$

где v_i, v_α – частоты ионизации и прилипания; β – коэффициент рекомбинации.

Уравнение (6) решалось численно. При помощи интегроинтерполяционного метода строилась трехточечная консервативная конечно-разностная схема первого порядка аппроксимации. Полученная система уравнений решается методом прогонки с последующими итерациями из-за нелинейности уравнения до выполнения условия

$$\max \left| \left(f_i^{s+1} - f_i^s \right) / f_i^s \right| < \varepsilon, \quad i = 1, \dots, N,$$

где f_i^{s+1}, f_i^s – значения на $s+1$ и s – итерациях; N – число разбиений интервала интегрирования по энергии, которое варьируется от 500 до 12000.

Константы процессов с участием электронов плазмы находятся усреднением соответствующих сечений $Q_j(\varepsilon)$ по ФРЭЭ, определяемой из уравнения Больцмана:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{\tilde{k}}}{\partial t} = F_{\tilde{k}} + Q_{ion, \tilde{k}} - \sum_{\tilde{k}} f_{dust, \tilde{k}, i}^{ion} N_{dust, i} N_{\tilde{k}} + & \\ + \sum_{\tilde{k}} f_{dust, \tilde{k}, i+1}^{ion} N_{dust, i+1} N_{\tilde{k}}, & \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{dust, i}}{\partial t} = \sum_{\tilde{k}} f_{dust, \tilde{k}, i+1}^{ion} N_{dust, i+1} N_{\tilde{k}} - & \\ - \gamma_e \int_0^\infty 4\pi v r_0^2 n_e \left(1 - \frac{ie^2}{r_0 \varepsilon} \right) \theta \left(1 - \frac{ie^2}{r_0 \varepsilon} \right) N_{dust, i} f_0 d\varepsilon + & \\ + \gamma_e \int_0^\infty 4\pi v r_0^2 n_e \left(1 - \frac{(i-1)e^2}{r_0 \varepsilon} \right) \theta \left(1 - \frac{(i-1)e^2}{r_0 \varepsilon} \right) \times & \\ \times N_{dust, i-1} f_0 d\varepsilon, & \quad (13) \end{aligned}$$

где $N_{\tilde{k}}(z, r, t)$ – концентрация ионов \tilde{k} -сорта; m_e – масса электрона; v – частота столкновений электронов с атомами; $N_{dust, i}$ – концентрация наночастиц, с зарядом $q = -i \cdot e$, где i – целое число; $Q_{ion, e}, Q_{ion, \tilde{k}}$ – члены, описывающие процессы ионизации и возбуждения атомов ионом, который можно считать движущимся прямолинейно, а $F_{\tilde{k}}(\{N_{\tilde{k}}\}, t)$ – члены, описывающие локальную кинетику \tilde{k} -й компоненты (рождение и уничтожение частиц \tilde{k} -сорта, в том числе и вследствие радиационных переходов и плазмохимических реакций); γ_e – вероятность того, что электрон, сталкиваясь с пылевой частицей, прилипает к ней; $f_{dust, \tilde{k}, i}^{ion}$ – константа скорости зарядки пылевых частиц положительными ионами \tilde{k} -сорта с зарядом равным

$q = -ie$; θ – функция Хэвисайда; ε – кинетическая энергия электрона;

$$St_{ed} = -\sum_i \pi r_0^2 \gamma_e v \left(1 - \frac{ie^2}{r_0 \varepsilon}\right) \theta \left(1 - \frac{ie^2}{r_0 \varepsilon}\right) N_{dust,i} f_0$$

– интеграл столкновений, описывающий прилипание электронов к пылевым частицам.

Сечения взаимодействия наночастиц с электронами и константы скоростей реакций зарядки наночастиц ионами плазмы определялись согласно теоретическим моделям элементарных процессов в пылевой плазме [7–9].

Сечение разрушения наночастиц при столкновении с осколком деления полагалось равным πr_0^2 .

В аргон-ксеноновой лазерно-активной среде диссоциативная рекомбинация ионов ArXe^+ и Xe_2^+ является определяющим процессом, приводящим к заселению верхних лазерных уровней на переходах 1.73 и 2.03 мкм.

В связи с этим при разработке модели кинетических процессов в этой среде особое внимание уделялось корректному учету взаимодействия многозарядных отрицательно заряженных наночастиц с положительно заряженными ионами газовой плазмы.

Следует отметить, что при математическом моделировании зарядки наночастиц принципиально важно учитывать дискретность передачи электрического заряда из-за того, что заряды наночастиц относительно невелики.

4. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ МОДЕЛИ ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При моделировании процесса генерации может быть достигнуто значительное упрощение, если пренебречь осложнениями, связанными со строгим описанием оптических полей в резонаторе определенной конфигурации. Для этого считалось, что генерация развивается в пространственно-однородной среде, а оптический резонатор образован двумя плоскопараллельными зеркалами. Изменение интенсивности излучения $I(\nu)$, вызванное процессами

$$X^* + I(\nu) \xrightleftharpoons{\sigma} X + I(\nu), \quad (14)$$

$$A + I(\nu) \xrightarrow{\sigma_{abs}(A)} A^*, \quad (15)$$

вынужденного излучения (для перехода с возбужденного состояния X^* на более низкое X) и абсорбции (запись (14) и (15) соответственно) может быть записано в виде

$$dI/dt = c[\alpha(t) - \alpha_{th}]I(t), \quad (16)$$

где $\alpha(t)$ – коэффициент усиления среды (с учетом абсорбции), определяемый по формуле

$$\alpha(t) = [N(t) - N^*(t)]\sigma - \sum n_A(t)\sigma_{abs}(A), \quad (17)$$

а α_{th} – пороговый коэффициент усиления, определяемый с учетом потерь в резонаторе.

Действительно, уравнение (16) применяется только в ситуации, когда длина резонатора L_c и длина усиливающей среды L_g совпадают. В случае, когда они не равны, уравнение дополняется фактором $(L_c/L_g)^{-1}$

$$dI/dt = (L_c/L_g)^{-1} c[\alpha(t) - \alpha_{th}]I(t). \quad (18)$$

Фактор $(L_c/L_g)^{-1}$ имеет значение сжатия (сокращения) во временной шкале излучения и объясняет тот факт, что во время прохождения волны по резонатору обнаруживается уменьшение коэффициента усиления за это время только на величину, равную отношению $(L_c/L_g)^{-1}$. Это аналогично тому, как если рассматривать случай, когда коэффициент усиления среды является однородным по всей длине L_c (а не по длине L_g) – в этом случае реальный коэффициент усиления должен был бы уменьшиться на отношение $(L_c/L_g)^{-1}$ для того, чтобы получилось эквивалентное усиление для полного пробега волны по всему резонатору. Нужно заметить также, что $(L_c/L_g)^{-1}$ является отношением объема, в котором идет усиление, к объему всей среды, и потому этот фактор логично появляется при формулировке уравнения, описывающего сохранение концентрации мощности.

Удобно рассматривать процессы вынужденного излучения и абсорбции методом, который аналогичен применявшемуся при рассмотрении кинетических реакций. Поэтому, уравнение для расчета вынужденного излучения сформулировано через концентрацию числа фотонов в полости, определяемую следующим образом:

$$n_{ph} = I/ch\nu_{ph}, \quad (19)$$

где c – скорость света; h – постоянная Планка; ν_{ph} – частота кванта лазерного излучения.

Это также облегчает учет вклада от спонтанного излучения при построении оптических полей из фонового излучения. Уравнение для концентрации числа фотонов включает в качестве источников спонтанное излучение и усиление от вынужденного излучения, а также потери на выходе и потери от поглощения в среде:

$$dn_{ph}/dt = (L_c/L_g)^{-1} \times \left\{ N^*/\tau(\Omega/4\pi) + c[\alpha(t) - \alpha_{th}]n_{ph} \right\}, \quad (20)$$

где $\alpha_{th} = [\gamma + (1/2)\ln(1/R)]/L_g$ – пороговый коэффициент усиления; γ – коэффициент усиления за один проход; R – коэффициент отражения; $(\Omega/4\pi)$ – угловая часть полной спонтанной эмиссии, которая образует лазерную моду (для определения угла берется угол, получающийся между направлениями на выходное зеркало с противоположной стороны резонатора), и $\alpha(t)$ – коэффициент усиления среды, определяемый уравнением (17).

Отметим, что переходные эффекты включены в настоящее описание поля излучения. Хотя условие непрерывной генерации (т.е., когда усиление и потери равны) обычно выполняется в течение времени, для которого рассматриваются процессы в среде, однако

это условие не является начальным предположением при проведении данного анализа. Модель позволяет получить описание интенсивности излучения для ситуаций, в которых время накачки и кинетики сравнимы со временем распада

$$t_c = L_c / L_g c \alpha_{th} . \quad (21)$$

Для таких ситуаций можно наблюдать эффекты релаксации усиления, когда усиление первоначально превосходит пороговое, а затем происходит спад до стационарного состояния $\alpha(t) = \alpha_{th}$. В условиях высокой мощности накачки превышение порогового значения может быть значительным, поскольку вынужденное излучение из среды происходит при условиях высокого коэффициента усиления.

Уравнения, описывающие генерацию, можно включить в общую схему плазмохимических уравнений, если интенсивность записать через фотонную концентрацию. Например, процессы вынужденного излучения (14) могут быть описаны уравнениями

$$dN^*/dt = -k_f N^* n_{ph} + k_r N n_{ph} = k(N - N^*) n_{ph} , \quad (22)$$

$$dN/dt = -dN^*/dt , \quad (23)$$

$$dn_{ph}/dt = (L_g/L_c) k(N^* - N) n_{ph} , \quad (24)$$

где $k_f = k_r = k = c\sigma$, а σ – сечение (см^2) вынужденного излучения (и абсорбции). Аналогично выражается вклад реакции (15) в фотонное поле:

$$dn_{ph}/dt = -(L_g/L_c) k_{abc}(A) n_A(t) n_{ph} , \quad (25)$$

где $k_{abs}(A) = c\sigma_{abs}(A)$ является константой скорости для абсорбции ($\text{см}^3 \text{с}^{-1}$).

Таким образом, используемая при построении модели незначительная модификация уравнений позволяет рассматривать фотоны как частицы, участвующие наравне с другими компонентами плазмы в плазмохимических реакциях.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Далее представлены типичные результаты расчетов смеси Ar–Xe (200/1) с различными содержаниями наночастиц радиусом 5 нм. Начальное давление газовой смеси полагалось равным 1 атм, а начальная температура равной 300 °К. Полагалось, что удельная мощность энерговыклада осколков деления в среду зависела от времени по закону $P(t) = P_{\max} (t/\tau) \exp(1 - (t/\tau))$, где $\tau = 70$ мкс; P_{\max} – максимальная удельная мощность энерговыклада осколков деления в активную среду. Расчеты проводились для различных удельных мощностей энерговыклада: $P_{\max} = 255 \text{ Вт/см}^3$ и $P_{\max} = 130 \text{ Вт/см}^3$.

В виду небольшой удельной мощности и длительности импульса накачки процессами, ведущими к разрушению наночастиц урана пренебрегалось.

Типичные результаты математического моделирования временной эволюции компонентного состава представлены на рис. 3–14.

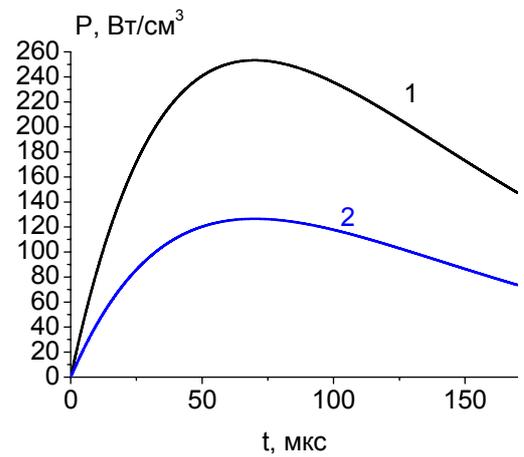


Рис. 3. Зависимость от времени удельной мощности энерговыклада, для двух удельных мощностей энерговыклада: 1) $P_{\max} = 255 \text{ Вт/см}^3$, 2) $P_{\max} = 130 \text{ Вт/см}^3$

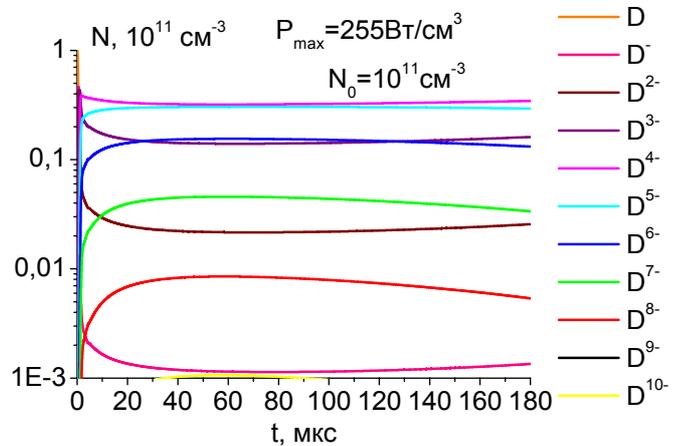


Рис. 4. Зависимость от времени концентрации наночастиц различных зарядов в аргон-ксеноновой смеси при начальной концентрации наночастиц 10^{11} см^{-3} и максимальной мощности энерговыклада 255 Вт/см^3

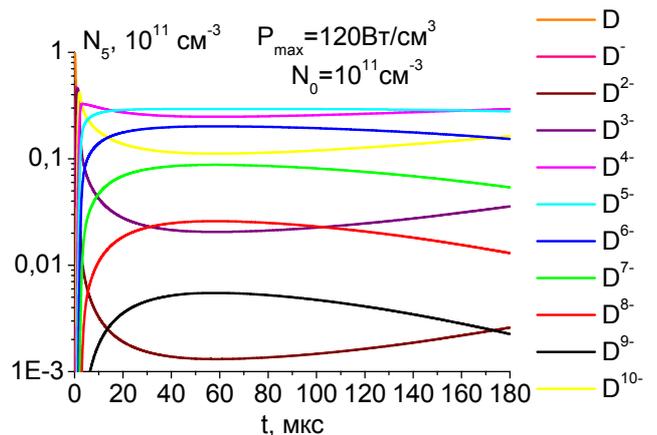


Рис. 5. Зависимость от времени концентрации наночастиц различных зарядов в аргон-ксеноновой смеси при начальной концентрации наночастиц 10^{11} см^{-3} и максимальной мощности энерговыклада 130 Вт/см^3

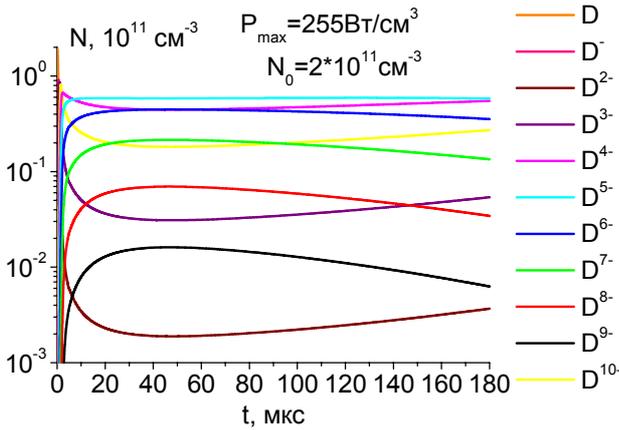


Рис. 6. Зависимость от времени концентрации наночастиц различных зарядов в аргон-ксеноновой смеси при начальной концентрации наночастиц $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и максимальной мощности энерговыклада 255 Вт/см^3

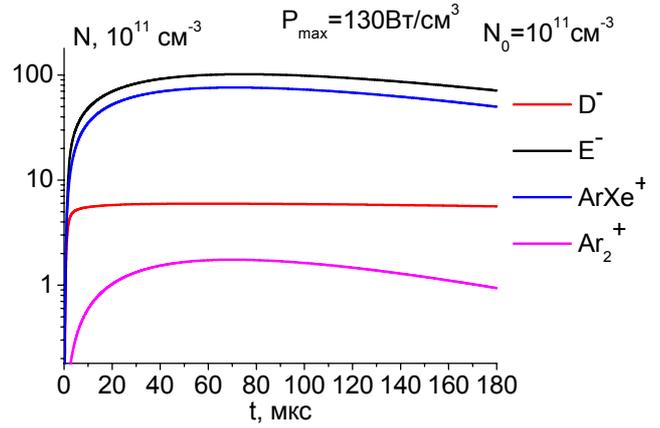


Рис. 9. Зависимость от времени концентраций электронов E^- ионов ArXe^+ и Ar_2^+ , а также удельного объемного отрицательного заряда (в единицах электронного заряда) наночастиц при начальной концентрации наночастиц 10^{11} см^{-3} и максимальной мощности энерговыклада 130 Вт/см^3

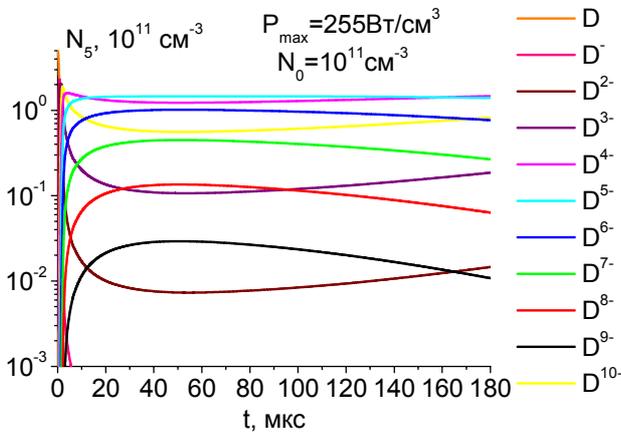


Рис. 7. Зависимость от времени концентрации наночастиц различных зарядов аргон-ксеноновой смеси при начальной концентрации наночастиц $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и максимальной мощности энерговыклада 255 Вт/см^3

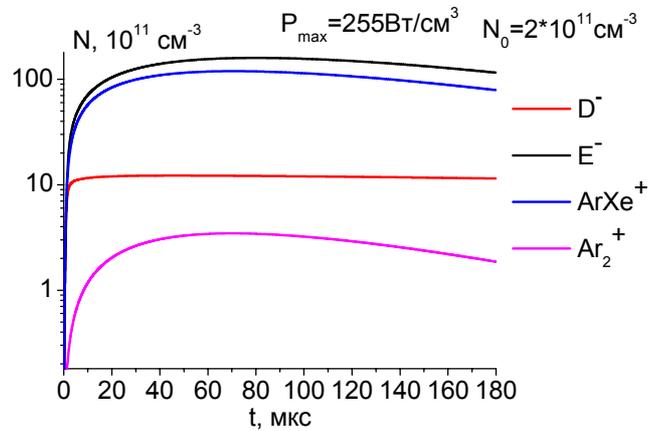


Рис. 10. Зависимость от времени концентраций электронов E^- ионов ArXe^+ и Ar_2^+ , а также удельного объемного отрицательного заряда (в единицах электронного заряда) наночастиц при начальной концентрации наночастиц $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и максимальной мощности энерговыклада 255 Вт/см^3

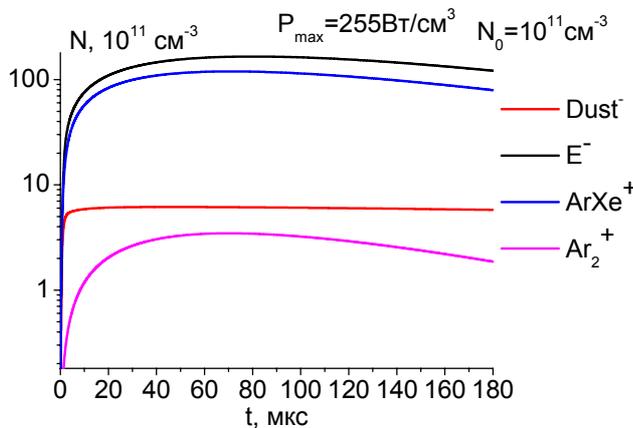


Рис. 8. Зависимость от времени концентраций электронов E^- ионов ArXe^+ и Ar_2^+ , а также удельного объемного отрицательного заряда (в единицах электронного заряда) наночастиц при начальной концентрации наночастиц 10^{11} см^{-3} и максимальной мощности энерговыклада 255 Вт/см^3

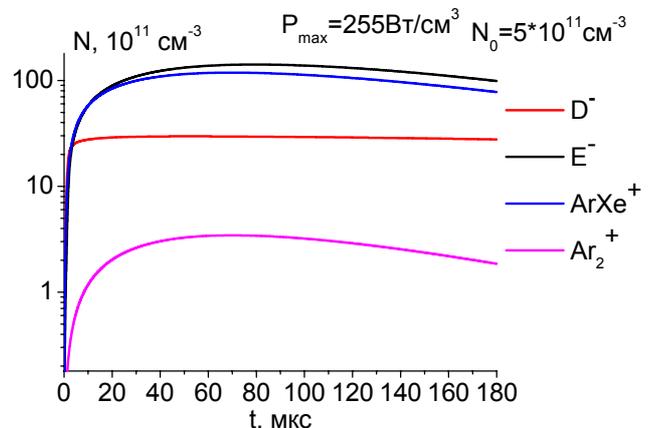


Рис. 11. Зависимость от времени концентраций электронов E^- ионов ArXe^+ и Ar_2^+ , а также удельного объемного отрицательного заряда (в единицах электронного заряда) наночастиц при начальной концентрации наночастиц $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и максимальной мощности энерговыклада 255 Вт/см^3

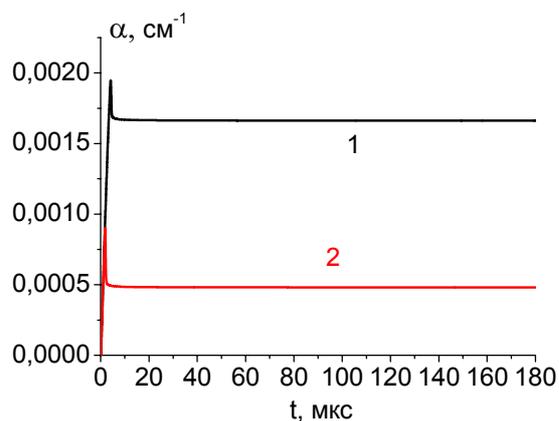


Рис. 12. Зависимость от времени линейного коэффициента усиления и ослабления лазерного излучения на длине волны 1.73 мкм при $P_{\max} = 255 \text{ Вт/см}^3$. 1 – коэффициент усиления лазерного излучения газовой средой при коэффициенте отражения 0.75; 2 – коэффициент усиления лазерного излучения газовой средой при коэффициенте отражения 0.95

На рисунках 13–14 представлен мгновенный коэффициент эффективности преобразования кинетической энергии осколков деления в энергию лазерного излучения:

$$\eta = \frac{n_{ph} c (1-R) h \nu_{ph}}{2P(t) L_g}, \quad (26)$$

а также его среднее значение по рассматриваемому интервалу времени.

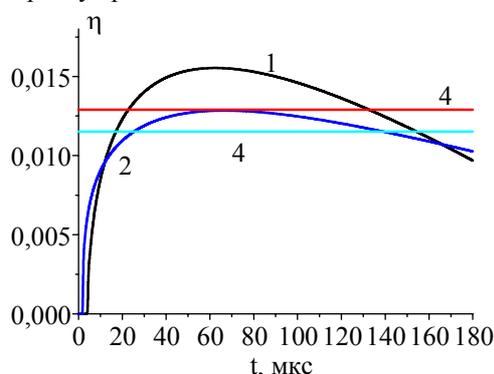


Рис. 13. Зависимость от времени мгновенного коэффициента эффективности преобразования при $P_{\max} = 255 \text{ Вт/см}^3$. 1 – при коэффициенте отражения 0.75; 2 – при коэффициенте отражения 0.95 и средний коэффициент эффективности преобразования 3 – при коэффициенте отражения 0.75; 4 – при коэффициенте отражения 0.95

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения настоящей работы разработана модель кинетических процессов при генерации лазерного излучения в аргон-ксеноновой активной газовой среде, содержащей наночастицы урана.

Методами математического моделирования получены данные о временной эволюции компонентного состава, возбуждаемой осколками деления пылевой аргон-ксеноновой ядерно-возбуждаемой плазмы при развитии генерации лазерного излучения.

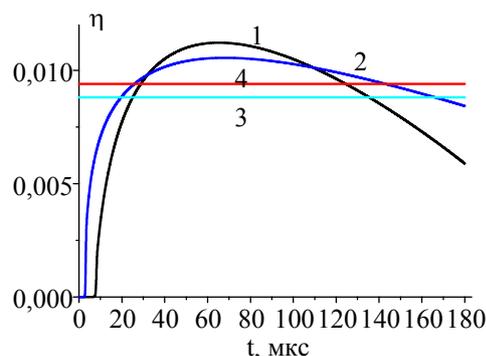


Рис. 14. Зависимость от времени мгновенного коэффициента эффективности преобразования при $P_{\max} = 130 \text{ Вт/см}^3$. 1 – при коэффициенте отражения 0.75, 2 – при коэффициенте отражения 0.95 и средний коэффициент эффективности преобразования 3 – при коэффициенте отражения 0.75; 4 – при коэффициенте отражения 0.95

Впервые изучен процесс генерации лазерного излучения на длине волны 1.73 мкм при использовании в качестве активной среды облучаемой нейтронами запыленной наночастицами урана газовой аргон-ксеноновой среды, возбуждаемой осколками деления в течение времени порядка 100 мкс.

Изучено влияние параметров резонатора на эффективность преобразования кинетической энергии осколков деления в энергию лазерного излучения.

Эффективность преобразования ядерной энергии в энергию лазерного излучения в такой среде может достигать 1.5% от вложенной в активную среду энергии осколков деления.

Общая эффективность преобразования ядерной энергии в энергию лазерного излучения превышает примерно на порядок эффективность преобразования при гетерогенном методе накачки, так как примерно одна десятая кинетической энергии осколков деления попадает в активную среду при гетерогенной накачке.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №08-08-00456).

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- e – элементарный заряд,
- m – масса электрона,
- ε – кинетическая энергия электрона,
- v – скорость осколка деления,
- ν – частота столкновений электронов с атомами,
- c – скорость света,
- h – постоянная Планка,
- ν_{ph} – частота кванта лазерного излучения,
- $n_e(t)$ – концентрация электронов,
- $f_0(\varepsilon, t)$ – сферически симметричная часть функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ),
- $N_{\tilde{k}}(t)$ – концентрация частиц (атомов, ионов и др.) \tilde{k} - сорта,
- $S_0(f_0, \{N_{\tilde{k}}\})$ – полный интеграл столкновений,
- $Q_{ion,e}, Q_{ion,\tilde{k}}$ – члены, описывающие процессы ионизации и возбуждения атомов ионом,

$F_{\tilde{k}}(\{N_{\tilde{k}}\}, t)$ – члены, описывающие локальную кинетику \tilde{k} -й компоненты (рождение и уничтожение частиц \tilde{k} -сорта, в том числе и вследствие радиационных переходов и плазмохимических реакций),
 $[X_i]$ – концентрация частиц вещества i -го сорта, индекс k указывает реакцию,
 μ_{ik} и ν_{ik} – стехиометрические коэффициенты для реакции K , R_k – суммарная скорость локальной k реакции, которая в данной точке определяется только концентрацией частиц и сферически симметричной частью функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ),
 R_{Xi}^{FF}, R_{Xi}^D – скорости изменения концентрации i -компоненты под действием осколков деления и при столкновениях пылевыми и газовыми частицами,
 T – температура инертного газа,
 M – масса атома,
 $St(f_0, \{N_{\tilde{k}}\})$ – интеграл неупругих столкновений электрона с компонентами газовой среды (атомы, ионы, молекулы),
 ν_i и ν_α – частоты ионизации и прилипания,
 β – коэффициент рекомбинации,
 $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм,
 r_d – дебаевский радиус,
 r_c – кулоновский радиус,
 T_e – эффективная электронная температура,
 α – коэффициент усиления лазерного излучения, см^{-1} ,
 r_0 – радиус наночастиц,
 $N_{dust,i}$ – концентрация наночастиц, с зарядом $q = -i \cdot e$, где i – целое число,
 γ_e – вероятность того, что электрон, сталкиваясь с пылевой частицей, прилипает к ней,
 $f_{dust,\tilde{k},i+1}^{ion}$ – константа скорости зарядки пылевых частиц положительными ионами \tilde{k} -сорта,
 θ – функция Хэвисайда,
 St_{ed} – интеграл столкновений, описывающий прилипание электронов к пылевым частицам,
 P – удельная мощность энерговыклада осколков деления в газовую среду, $\text{Вт}/\text{см}^3$,
 P_{\max} – максимальная удельная мощность энерговыклада осколков деления в газовую среду, $\text{Вт}/\text{см}^3$,
 $I(\nu)$ – интенсивность излучения,
 $\alpha(t)$ – коэффициент усиления среды (с учетом абсорбции),
 α_{th} – пороговый коэффициент усиления, определяемый с учетом потерь в резонаторе,
 L_c – длина резонатора,
 L_g – длина усиливающей среды,
 n_{ph} – концентрация числа фотонов в полости,
 γ – коэффициент усиления за один проход,

R – коэффициент отражения,
 $(\Omega/4\pi)$ – угловая часть полной спонтанной эмиссии, которая образует лазерную моду,
 σ – сечение (см^2) вынужденного излучения,
 $\sigma_{abs}(A)$ – сечение (см^2) абсорбции излучения,
 $k_{abs}(A)$ – константа скорости абсорбции ($\text{см}^3 \text{с}^{-1}$)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Miley G.H., McArthur D., DeYuong R., Prelas M. Fission reactor pumped laser: History and prospects: Proceedings Conferences 50 Years with nuclear fission. Washington 25-28 April - pp.333–342 Pub. American Nuclear Society. - 1989.
2. Prelas M.A., Boody F.P., Zediker M., Rowe M. A direct energy conversion technique based on an aerosol core reactor concept: 1984 IEEE International Conference on Plasma Science Publication Number 84CH1958-8. -1984. -P. 38.
3. Prelas M.A., Romero J., Pearson E. A critical review of fusion system for radiolytic conversion of inorganics to gaseous fuels: Nuclear Technology/Fusion. -1982. -V.2. -№ 2. -pp.143–164.
4. Будник А.П., Косарев В.А., Лунев В.П. Математическое моделирование генерационных характеристик активных газовых сред, содержащих нанокластеры соединений урана // Труды IV международной конференции «Физика лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы» (ЛЯН-ИР-2007) в 2-х томах. ГНЦ РФ - ФЭИ, Обнинск, 2009, т. 1. С. 177–184.
5. Будник А.П., Косарев В.А., Лунев В.П. Математическое моделирование кинетических процессов в газовой аргон-ксеноновой плазме, содержащей нанокластеры химических соединений урана // Препринт ФЭИ - 3141. – Обнинск. 2008. 23 с.
6. Будник А.П., Лунев В.П. Расчётно-теоретические исследования методом Монте-Карло оптических и нейтронно-физических свойств аргон-ксеноновой газовой среды, содержащей нанокластеры урана и его химических соединений // 3-я Всероссийская школа-семинар “Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем”: Сборник научных трудов. – М.: ИПМех РАН. 2010. С. 42–49.
7. Смирнов Б.М. Аэрозоли в газе и плазме. Учебное пособие. – М.: ИВТАН, 1990. 104с.
8. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. Пылевая плазма // УФН. 2004. Т. 174. №5. С. 495–544.
9. Цытович В.Н., Морфил Г.Е., Томас Х. Комплексная плазма: II элементарные процессы в комплексной плазме // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 1. С. 3–36.