

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ГЕЛИЙ-АРГОНОВОЙ ЯДЕРНО-ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПЛАЗМЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ НАНОКЛАСТЕРЫ ХИМИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ УРАНА

А.П. Будник, В.А. Косарев

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

Аннотация

Представлена кинетическая модель гелий-аргоновой газовой плазмы, содержащей наночастицы, создаваемой жестким ионизатором. А также приведены результаты математического моделирования кинетических процессов в такой плазме с учетом влияния нанокластеров.

MATHEMATICAL SIMULATION OF KINETIC PROCESSES IN HELIUM-ARGON NUCLEAR-EXCITED PLASMA CONTAINING NANOCLESTERS OF CHEMICAL COMPOUNDS OF URANIUM

In the report the kinetic model of helium-argon gas plasma containing dust-particles, is submitted by a created rigid ionizer. And also results of mathematical modeling of kinetic processes in such plasma nanoclesters are be taken into account. The kinetic model includes 50 components of plasma and 227 plasma-chemical processes.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования влияния мелкодисперсных частиц на протекание кинетических процессов в плазме инертных газов, возбуждаемой осколками деления, представляют значительный научный интерес с точки зрения перспектив использования аэрозольных сред в качестве лазерно-активных сред для лазеров с ядерной накачкой (ЛЯН).

Возможность с помощью таких сред повысить эффективность преобразования ядерной энергии в энергию оптического излучения выглядит крайне привлекательной. Более того, с помощью аэрозольных сред можно значительно уменьшить ограничения, связанные с величиной пробега осколков деления, вылетающих из конденсированной фазы в газовую, на размеры лазерно-активных элементов (ЛАЭЛ), а также увеличить диапазон применимых при накачке осколками деления давлений. Кроме того, использование распыленных в активной газовой среде мелкодисперсных частиц может существенно уменьшить оптическую неоднородность активной среды.

Однако, как было указано в [1], применения аэрозольных сред в качестве лазерно-активных сред для ЛЯН существенно ограничены из-за процессов рассеяния и поглощения лазерного излучения, генерируемого активной средой лазера, на пылевых частицах. Но использование лазерно-активных сред, генерирующих излучение инфракрасного диапазона, а также мелкодисперсных частиц с радиусом порядка 10 нм может существенно уменьшить ослабление излучения пылевыми частицами. В частности, это было показано на примере аргон-ксеноновой плазмы, возбуждаемой осколками деления [1]. Кроме того, вполне вероятно негативное влияние мелкодисперсных частиц на протекание кинетических процессов в газовой плазме, возбуждаемой осколками деления, вследствие чего можно ожидать ухудшение генерационных характеристик данной среды. Данный вопрос мало изучен. Однако исследования влияния мелкодисперсных частиц на протекание кинетических процессов в ге-

лиевои и аргон-ксеноновой ядерно-возбуждаемой плазме были проведены [1–2].

Из результатов данных исследований можно сделать вывод, что нанокластеры влияют на концентрации различных компонент по-разному. Из результатов математического моделирования кинетических процессов в гелиевой ядерно-возбуждаемой плазме, содержащей нанокластеры [2], особенно следует выделить некоторые из них. В частности, для гелиевой ядерно-возбуждаемой плазмы, нанокластеры существенно влияют на электронную компоненту, а также на концентрацию молекулярных ионов гелия и практически не влияют на концентрацию атомарных ионов гелия [2]. Также показано, что для гелиевой ядерно-возбуждаемой плазмы, содержащей нанокластеры в условиях типичных для ядерной накачки мощностей энерговклада, заряд нанокластеров относительно невелик и достигает максимум порядка 10 зарядов электрона, вследствие чего учет дискретности процесса зарядки нанокластеров представляется необходимым в данном случае. Следует также отметить, что с увеличением концентрации нанокластеров максимальный заряд нанокластеров уменьшается. Это связано, в первую очередь, с тем, что с ростом концентрации мелкодисперсных частиц существенно убывает электронная компонента, при взаимодействии с которой нанокластеры и приобретают свой отрицательный заряд. Кроме того, было показано, что с ростом размеров мелкодисперсных частиц их заряд существенно возрастает. Так, для частиц радиусом 200 нм заряд кластеров достигает порядка 40 зарядов электрона. Это приводит к тому, что данная плазма становится слабонеидеальной.

По результатам работы [1] можно утверждать, что при концентрациях нанокластеров, превышающих 10^{10} см^{-3} , мелкодисперсные частицы существенно влияют на кинетические процессы в аргон-ксеноновой среде. В зависимости от концентрации нанокластеров коэффициент усиления данной среды может, как увеличиваться, так и уменьшаться. Однако при оптимальной концентрации нанокластеров, порядка 10^{12} см^{-3} ,

ухудшения генерационных характеристик не происходит, более того наблюдается рост коэффициента усиления среды, в связи с чем можно говорить о перспективе аэрозольных сред в качестве лазерно-активных сред для ЛЯН и целесообразности дальнейших исследований в данном направлении.

Получение обнадеживающих результатов в концепции применения аэрозольных лазерно-активных сред на примере аргон-ксеноновой ядерно-возбуждаемой плазмы делает целесообразным рассмотрение других аэрозольных лазерно-активных сред, генерирующих лазерное излучение инфракрасного диапазона.

Целью настоящей работы является математическое моделирование кинетических процессов в гелий-аргоновой ядерно-возбуждаемой плазме, содержащей нанокластеры соединений урана. Выбор данной среды обусловлен следующими причинами. Во-первых, данная среда генерирует лазерное излучение в инфракрасном диапазоне, что в концепции применения аэрозольных сред в качестве лазерно-активных сред для ЛЯН существенное преимущество. Во-вторых, для гелий-аргоновой лазерно-активной среды не имеет места срыв генерации при высоких значениях удельных мощностей энерговыклада в данную среду в отличие от аргон-ксеноновой среды. В-третьих, смеси, в которых в качестве буферного газа используется гелий, имеют большую теплопроводность, это может существенно сглаживать неоднородности активной среды, характерные для ядерной накачки. Кроме того, лазеры на переходах атомов аргона изучены менее подробно в отличие от лазеров на переходах атомов ксенона, хотя исследования в данном направлении ведутся и весьма успешно [3–7].

В данной работе рассмотрен и подробно изучен процесс формирования квазистационарных состояний ядерно-возбуждаемой гелий-аргоновой плазмы, содержащей нанокластеры химических соединений урана. Впервые описана кинетика процессов в данной среде с учетом дискретности процесса зарядки нанокластеров. Изучается влияние нанокластеров на компонентный состав гелий-аргоновой плазмы, содержащей нанокластеры радиусом 10 нм. Рассчитаны ненасыщенные коэффициенты усиления гелий-аргоновой среды, содержащей нанокластеры, и приводится сравнение с коэффициентами ослабления лазерного излучения на длине волны 1.79 мкм на нанокластерах радиусом 10 нм.

2. КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГЕЛИЙ-АРГОНОВОЙ ЯДЕРНО-ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПЛАЗМЫ, СОДЕРЖАЩЕЙ НАНОКЛАСТЕРЫ

Кинетическая модель гелий-аргоновой плазмы была разработана на основе модели, представленной в [3]. Так же использовались данные, взятые из работы [6]. Однако при описании кинетики процессов в плазме инертных газов, содержащих мелкодисперсные частицы, необходимо учитывать процессы образования заряженных нанокластеров. Нанокластеры в плазме приобретают отрицательный заряд [8–9]. А, принимая во внимание то, что заряд нанокластеров сравнительно невелик, для корректного описания кинетических процессов в газовой плазме, содержащей нанокластеры, желательно учитывать дискретность процесса

зарядки нанокластеров, т.е. учитывать все значимые взаимодействия всех заряженных нанокластеров.

В результате взаимодействия с заряженным компонентом плазмы отрицательно заряженные нанокластеры притягивают к себе положительно заряженные ионы среды. Вследствие чего эти ионы могут разрушаться. В случае с гелий-аргоновой плазмой это чрезвычайно важно, поскольку одним из основных каналов заселения верхнего лазерного уровня на переходе 1.79 мкм, который рассматривается в данной работе, является диссоциативная рекомбинация молекулярного иона аргона, и это означает, что нанокластеры могут существенно влиять на кинетику заселения лазерных уровней, а это, в свою очередь, приводит к изменению генерационных характеристик.

В кинетической модели, разработанной в данной работе (рис.1), учитывались следующие компоненты: атомы гелия в основном состоянии, атомы гелий в 10 нижних возбужденных состояниях: $He(2s1)$, $He(2s3)$, $He(2p3)$, $He(2p1)$, $He(3s3)$, $He(3s1)$, $He(3p3)$, $He(3d3)$, $He(3d1)$, $He(3p1)$, атомарный и молекулярный ионы гелия He^+ , He_2^+ , атомы аргона в основном состоянии, атомы аргона в следующих возбужденных состояниях:

$Ar(4s[3/2]_2)$, $Ar(4s'[1/2]_0)$, $Ar(4s[3/2]_1)$, $Ar(4s'[1/2]_1)$, $Ar(4p[1/2]_1)$, $Ar(4p[5/2]_3)$, $Ar(4p[5/2]_2)$, $Ar(4p[3/2]_{1,2})$, $Ar(4p[1/2]_0)$, $Ar(4p'[3/2]_1)$, $Ar(4p'[3/2]_2)$, $Ar(4p'[1/2]_1)$, $Ar(4p'[1/2]_0)$, $Ar(3d[1/2]_{1,0})$, $Ar(4d6)$, $Ar(3s4)$, атомарные и молекулярные ионы аргона Ar^+ , Ar_2^+ , гетероядерные ионы $HeAr^+$, эксимеры аргона, электроны и заряженные нанокластеры с зарядами до 10 зарядов электрона.

При моделировании генерационных характеристик среды рассматривался переход с длиной волны $\lambda = 1.79$ мкм ($3d[1/2]_{1,0} - 4p[3/2]_{1,2}$). Данный переход производится двумя парами соседних близлежащих уровней, энергетический промежуток между которыми составляет ~18 мэВ, в связи с этим в данной модели рассматривается как один [3], у которого верхние и нижние уровни попарно объединены.

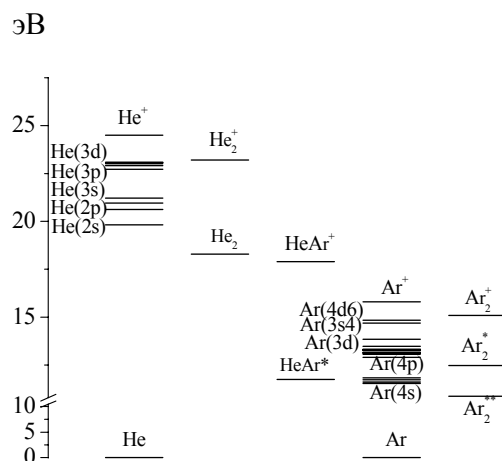


Рис. 1. Энергетическая диаграмма рассматриваемых в кинетической модели состояний

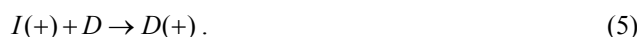
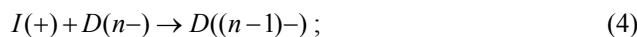
Сечение индуцированного излучения на данном переходе рассчитывалась по формуле

$$\sigma_{ij} = \frac{A_{ij} \cdot \lambda_{ij}^2}{4\gamma}, \quad (1)$$

где $A_{ij} = 1.1 \times 10^6 \text{ c}^{-1}$ [3] – вероятность распада для перехода с $\lambda = 1.79$ мкм; $\gamma = \gamma_d + \pi^2 \Delta v_{col}$ – эффективная ширина линии [3].

Рассмотрим теперь основные кинетические процессы, ведущие к созданию инверсной заселенности. Когда осколки деления попадают из конденсированной фазы в газовую, они в результате взаимодействия с гелий-аргоновой средой в основном тратят свою энергию на образование атомарных ионов и возбужденных атомов буферного газа, в данном случае гелия. В результате столкновений атомарных ионов He^+ и возбужденных атомов гелия с атомами аргона и гелия образуются как возбужденные атомы аргона, так и различные ионы среды He_2^+ , Ar^+ , Ar_2^+ , HeAr^+ . Также возбуждение атомов происходит за счет электронного удара. Заселение верхнего лазерного уровня $\text{Ar}(3d[1/2]_{1,0})$ происходит главным образом за счет тройной рекомбинации (ТР) ионов Ar^+ , диссоциативной рекомбинации (ДР) ионов Ar_2^+ и за счет ДР ионов HeAr^+ [3]. Вклад каждого из этих каналов в заселение верхнего лазерного уровня определяется главным образом долей аргона в смеси δ_{Ar} . В данной работе рассматривается доля аргона $\delta_{\text{Ar}} > 10^{-3}$. В этом случае основным каналом заселения лазерного уровня является ДР молекулярного иона аргона Ar_2^+ [3–6]. Из каналов расселения верхнего лазерного уровня $\text{Ar}(3d[1/2]_{1,0})$ особое значение имеют несколько: де-возбуждение уровня за счет электронного удара и радиационный распад уровня за счет вынужденного и спонтанного излучения. В результате данные каналы приводят к заселению нижнего лазерного уровня $\text{Ar}(4p[3/2]_{1,2})$, который, в свою очередь, тушится в результате столкновений с атомами гелия, аргона и электронами.

Как уже было отмечено выше, нанокластеры сильно взаимодействуют с заряженными компонентами плазмы. Поэтому, прежде всего, необходимо учесть взаимодействия нанокластеров с заряженными компонентами плазмы. Как и в работах [1,2] данные “плазмохимические реакции” можно представить в виде:



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

В данной работе предполагалось, что нанокластеры имеют сферическую форму и радиус 10 нм. Коэффициенты прилипания заряженных частиц к нанокластерам принимались равными 1.

При расчете сечений взаимодействия нанокластеров с электронами использовалось приближение ограниченного орбитального движения [1]. Такая модель была выбрана в связи с тем, что дебаевский радиус, радиус пылевой частицы и длина свободного пробега электронов в данном случае связаны соотношением $r \ll \lambda_d \ll l_e$.

Сечения взаимодействия пыли с электронами были рассчитаны с помощью следующей формулы:

$$\sigma(E_e) = \pi r^2 (1-x) \theta(1-x) \quad (6)$$

где E_e – энергия электронов; $x = (|z| \cdot e^2) / (r E_e)$; $\theta(x)$

– тета-функция Хевисайда.

Расчет констант скоростей реакций взаимодействия нанокластеров с ионами среды производился с применением аппроксимационной формулы [1]:

$$k = \frac{x}{1 - \exp(-x)} \cdot \left[\frac{1}{\pi r^2 \cdot \sqrt{8T_{ion} / \pi M_{ion}}} + \frac{1}{1/4\pi D r} \right]^{-1}. \quad (7)$$

Здесь $x = \frac{|z| \cdot e^2}{r T_{ion}}$, где e – элементарный заряд; T_{ion} – температура среды; M_{ion} – масса иона; z – заряд нанокластера; $D = \mu \cdot T / e$ – коэффициент диффузии;

$\mu = 36 / \sqrt{\beta M}$ [1] коэффициент подвижности ионов; β – поляризуемость частицы газа, выраженная в атомных единицах, M – приведенная масса многозарядного иона и частиц газа, выраженная в атомных единицах массы.

Всего в данной кинетической модели рассматривалось 50 компонент и учитывалось 227 реакций.

Расчеты проводились с помощью программного комплекса, созданного на основе программного комплексов, описанных в [1].

3. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ГЕЛИЙ-АРГОНОВОЙ ЯДЕРНО-ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПЛАЗМЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ НАНОКЛАСТЕРЫ СОЕДИНЕНИЙ УРАНА

Для математического моделирования кинетических процессов в гелий-аргоновой ядерно-возбуждаемой плазме, содержащей нанокластеры соединений урана, была сформулирована система интегро-дифференциальных уравнений, аналогичная сформулированной в [1–2].

Аналогично [1], в данной работе для описания эволюции во времени концентрации частиц любого сорта из n -компонент для произвольного набора реакций составлена система уравнений

$$\frac{d[X_i]}{dt} = \sum_k [v_{ik} - \mu_{ik}] R_k, \quad i = 1, \dots, n, \quad (8)$$

где $[X_i]$ – концентрация вещества i -го сорта; v_i и μ_i – стехиометрические коэффициенты, принимающие целые неотрицательные значения, R_k – скорость протекания k -й реакции.

Поскольку система уравнений (8) является нелинейной жесткой системой дифференциальных уравне-

ний, то для ее решения необходимо применять неявные методы. В данном случае использовался метод Гира, в котором применяются неявные схемы до пятого порядка и переменный шаг по времени.

Для описания электронной кинетики необходимо решать уравнение Больцмана для сферически симметричной части ФРЭЭ $f_0(\varepsilon, t)$.

Как и в [1–2] в данной работе для определения ФРЭЭ использовалось квазистационарное приближение. Считалось, что распределение электронов по энергиям устанавливается быстрее, чем изменяются концентрации различных компонент плазмы, температура тяжелых частиц и удельная мощность энерговыклада. Тогда уравнение Больцмана можно записать в виде

$$\begin{aligned} \varepsilon^{1/2} f_0(\varepsilon, t) \frac{dn_e(t)}{dt} - \frac{d}{d\varepsilon} \left\{ n_e \sqrt{\frac{2e}{m}} \varepsilon^2 \frac{2m}{M} \times \right. \\ \left. \times N Q_m(\varepsilon) \left[f_0(\varepsilon, t) + \frac{kT}{e} \frac{df_0(\varepsilon, t)}{d\varepsilon} \right] \right\} - \\ - \frac{d}{d\varepsilon} \left\{ \frac{2\pi}{3} n_e^2 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{q^2}{e^2} \ln \Lambda \left[P(\varepsilon) \frac{df_0(\varepsilon, t)}{d\varepsilon} + Q(\varepsilon) f_0(\varepsilon, t) \right] \right\} = \\ = St[f_0(\varepsilon, t)], \quad (9) \end{aligned}$$

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

$$P(\varepsilon, t) = 2 \int_0^\varepsilon f_0(x, t) x^{3/2} dx + 2\varepsilon^{3/2} \int_\varepsilon^\infty f_0(x, t) dx, \quad (10)$$

$$Q(\varepsilon, t) = 3 \int_0^\varepsilon x^{1/2} f_0(x, t) dx; \quad (11)$$

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

Влияние изменение во времени концентрации электронов на распределение электронов по энергиям описывает первый член уравнения (8), упругие потери – второй, электрон-электронные соударения – третий, $St[f_0(\varepsilon, t)]$ – интеграл неупругих столкновений.

$$\begin{aligned} St[f_0(\varepsilon, t)] = n_e \sqrt{\frac{2e}{m}} \times \\ \times \sum_\alpha \left[(\varepsilon + \varepsilon_\alpha) f_0(\varepsilon + \varepsilon_\alpha, t) N_\alpha Q_\alpha(\varepsilon + \varepsilon_\alpha) - \right. \\ \left. - \varepsilon f_0(\varepsilon, t) N_\alpha Q_\alpha(\varepsilon) + \right. \\ \left. + (\varepsilon - \varepsilon_\alpha) f_0(\varepsilon - \varepsilon_\alpha, t) N_\alpha^* Q_{-\alpha}(\varepsilon - \varepsilon_\alpha) - \right. \\ \left. - \varepsilon f_0(\varepsilon, t) N_\alpha^* Q_{-\alpha}(\varepsilon) \right], \quad (12) \end{aligned}$$

где $Q_\alpha(\varepsilon)$ – сечение процесса; N_α, N_α^* – число частиц в основном и возбужденном состояниях соответственно.

Решается уравнение (9) численно с помощью интерполяционного метода, в котором строилась трехточечная консервативная конечно-разностная схема первого порядка аппроксимации аналогично, как и в работе [1]. Совместное решение уравнения (8), а также уравнения (9) позволяет найти концентрации компонент плазмы в различные моменты времени.

Теперь рассмотрим типичные результаты расчетов кинетики процессов гелий-аргоновой ядерно-возбуж-

даемой плазмы, содержащей нанокластеры соединенный урана. Рассматривалась смесь He–Ar (400/1). Начальное давление газовой смеси полагалось равным 1 атм, начальная температура равной 300°K. Предполагалось, что удельная мощность энерговыклада осколков деления в среду линейно нарастала в течение 0.5 мкс от 0 до P_{max} , а затем оставалась постоянной (ступень).

На рис.2–3 представлены результаты расчетов концентраций заряженных нанокластеров в гелий-аргоновой ядерно-возбуждаемой плазме в зависимости от времени при начальной концентрации нанокластеров 10^{11} и 10^{12} см⁻³ соответственно.

Из результатов, представленных на рис.2–3, видно, что через период времени порядка 2 мкс плазма переходит в установившееся состояние, следовательно, при медленно изменяющихся удельных мощностях энерговыклада в среду концентрации компонент плазмы можно считать квазистационарными.

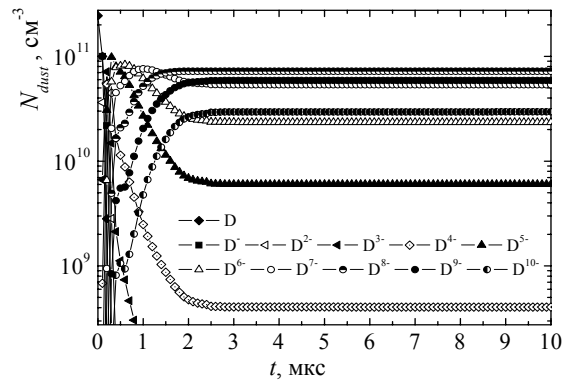


Рис. 2. Зависимость от времени концентрации заряженных нанокластеров в гелий-аргоновой смеси при начальной концентрации кластеров 10^{11} см⁻³ для $P_{max} = 500$ Вт/см³

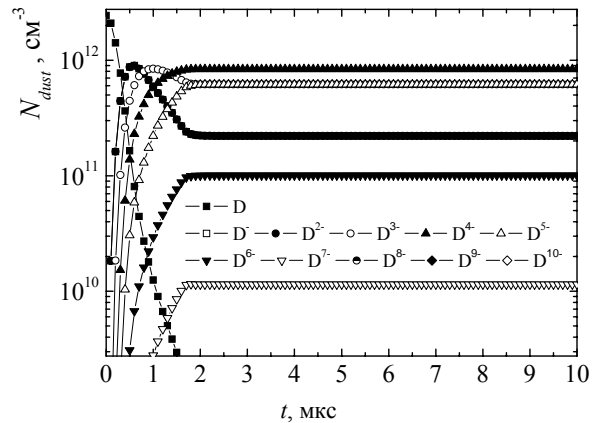


Рис. 3. Зависимость от времени концентрации заряженных нанокластеров в гелий-аргоновой смеси при начальной концентрации кластеров 10^{12} см⁻³ для $P_{max} = 500$ Вт/см³

На рис.4 представлены результаты расчетов квазистационарных концентраций заряженных нанокластеров в зависимости от их заряда. Из результатов, представленных на рис. 4, можно сделать вывод о том, насколько максимальный заряд нанокластеров убывает с ростом концентрации мелкодисперсных частиц. Данные результаты свидетельствуют об интенсивном взаимодействии нанокластеров с электронами, в результате чего электронная компонента плазмы с ростом концентрации мелкодисперсных частиц существ-

венно падает, а пыль, в свою очередь, приобретает меньший заряд.

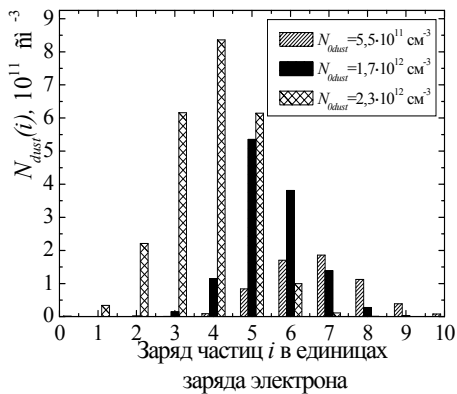


Рис. 4. Концентрации мелкодисперсных частиц радиусом $r=10$ нм в зависимости от заряда частиц i в единицах заряда электрона при начальной концентрации пылевых частиц $N_{0dust}=5.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $N_{0dust}=1.7 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $N_{0dust}=2.3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$

Рассмотрим теперь влияние нанокластеров на концентрации заряженных компонент плазмы. По результатам, представленным на рис. 5, можно сделать вывод, что на концентрации различных компонент гелий-аргоновой ядерно-возбуждаемой плазмы нанокластеры влияют по-разному. Как и для гелиевой плазмы, в гелий-аргоновой плазме, возбуждаемой осколками деления, нанокластеры практически не влияют на концентрацию атомарного иона гелия [2].

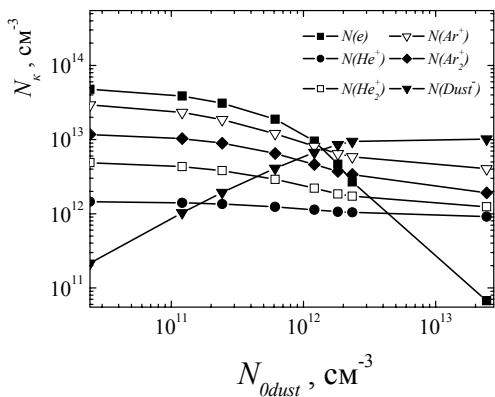


Рис. 5. Зависимость квазистационарных концентраций электронов, удельного объемного заряда отрицательно заряженных нанокластеров, атомарных и молекулярных ионов гелия, атомарных и молекулярных ионов аргона от начальной концентрации нанокластеров

На остальные же заряженные компоненты данной плазмы нанокластеры влияют существенно, изменяя их концентрации в десять и более раз, в том числе и молекулярных ионов аргона, при диссоциативной рекомбинации которых заселяется верхний лазерный уровень $\text{Ar}(3d[1/2]_{1,0})$. Соответственно это может негативно сказаться на генерационных характеристиках гелий-аргоновой среды, следовательно, данный вопрос требует рассмотрения.

Также необходимо отметить, что наличие нанокластеров существенно влияет на электронную компоненту плазмы, изменяя ее концентрацию в десятки и более раз, что тоже может отразиться на механизмах заселе-

ния лазерных уровней и, в свою очередь, отразиться на генерационных характеристиках данной среды.

Были проведены расчеты квазистационарных значений линейных коэффициентов усиления лазерного излучения газовой фазой гелий-аргоновой среды на длине волны 1.79 мкм в зависимости от начальной концентрации нанокластеров при удельных мощностях энерговыклада 500 Вт/см^3 .

На рис. 6 представлены результаты этих расчетов. Исходя из результатов, представленных на рис. 6, можно сделать вывод о том, как именно наличие нанокластеров в гелий-аргоновой ядерно-возбуждаемой плазме влияют на линейный коэффициент излучения данной среды на длине волны 1.79 мкм. Можно утверждать, что нанокластеры при концентрации до 10^{10} см^{-3} не влияют на линейный коэффициент гелий-аргоновой среды на длине волны 1.79 мкм. Также стоит отметить, что наличие мелкодисперсных частиц в данной плазме при концентрациях до 10^{12} см^{-3} влияют на коэффициент усиления незначительно.

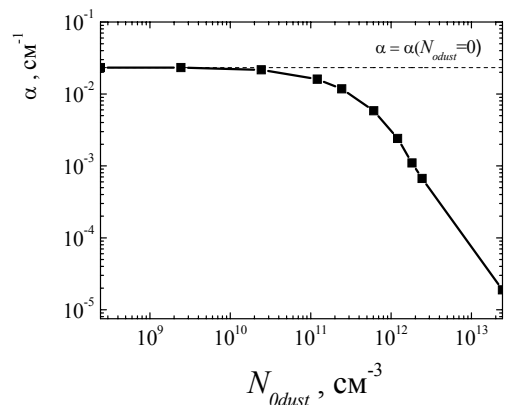


Рис. 6. Зависимость линейного коэффициента усиления α лазерного излучения газовой фазой от концентрации нанокластеров

На рис. 7–8 представлены результаты расчетов тех же линейных коэффициентов усиления, что и на рис. 6, только в сравнении с линейными коэффициентами ослабления β -лазерного излучения нанокластерами различного химического состава для длины волны 1.79 мкм [1].

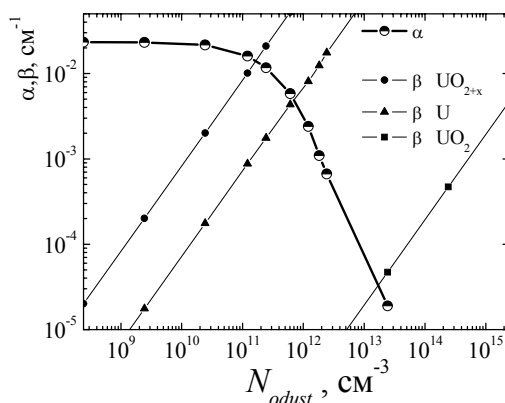


Рис. 7. Зависимость линейных коэффициентов усиления лазерного излучения газовой фазой гелий-аргоновой среды на длине волны 1.79 мкм и ослабления излучения нанокластерами U , UO_2 и UO_{2+x} от их концентрации

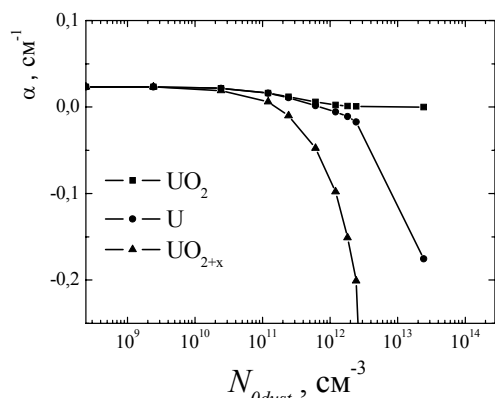


Рис. 8. Зависимость полных линейных коэффициентов усиления лазерного излучения с учетом ослабления излучения нанокластеров из U , UO_2 и UO_{2+x} от их концентрации

Таким образом, до определенной концентрации нанокластеров в гелий-аргоновой среде, а именно порядка 10^{12}cm^{-3} значительного влияния на генерационные характеристики данной среды не наблюдается.

Учитывая все преимущества, о которых говорилось выше, при использовании аэрозольных сред в качестве лазерно-активных сред для ЛЯН, по сравнению с гетерогенными способами накачки, а также на основании результатов, полученных в данной работе и в [1] можно сделать вывод о перспективности аэрозольных сред в качестве лазерно-активных сред для ЛЯН.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении еще раз коротко представим основные результаты данных исследований.

Была разработана кинетическая модель ядерно-возбуждаемой гелий-аргоновой газовой плазмы, содержащей нанокластеры.

Проведено самосогласованное математическое моделирование кинетических процессов в гелий-аргоновой ядерно-возбуждаемой плазме, возбуждаемой осколками деления урана с учетом влияния на эти процессы пылевых частиц.

Разработан специальный комплекс программ, позволяющий адекватно рассчитывать кинетику ядерно-возбуждаемой плазмы инертных газов, содержащей нанокластеры.

Расчеты показали, что наличие в ядерно-возбуждаемой плазме инертных газов пылевых частиц приводит к значительному изменению компонентного состава такой плазмы. Это, в свою очередь, может отражаться на кинетике процессов в лазерно-активных средах и может существенно влиять на генерационные характеристики активной среды гелий-аргонового лазера с ядерной накачкой.

Наличие нанокластеров в гелий-аргоновой ядерно-возбуждаемой плазме до концентрации порядка 10^{12}cm^{-3} незначительно влияет на линейный коэффициент усиления данной среды на длине волны 1.79 мкм.

Таким образом, гелий-аргоновая среда представляется перспективной для применения в ЛЯН.

Исследования проведены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №08-08-00456).

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- $\sigma_{i,j}$ — сечение индуцированного излучения на переходе с i -го уровня на j -й, cm^{-2} ;
- γ — эффективная ширина линии, c^{-1} ;
- λ_{ij} — длина волны излучения, мкм;
- $\sigma(E)$ — сечение взаимодействия нанокластеров с электронами, cm^{-2} ;
- D — коэффициент диффузии, cm^2/c ;
- M_{ion} — масса иона, г;
- m — масса электрона, г;
- ε — энергия электрона, эВ;
- $[X_i]$ — концентрация вещества i -го сорта, cm^{-3} ;
- A — коэффициент усиления среды, cm^{-1} ;
- ФРЭЭ — функция распределения электронов по энергиям;
- λ_d — дебаевский радиус, см;
- β — линейный коэффициент ослабления излучения среды, cm^{-1} ;
- Λ — кулоновский логарифм;
- r — радиус нанокластера, нм;
- $l_{i(e)}$ — длина пробега иона(электрона), см;
- k_i — константа скорости физико-химического процесса, cm^3/c ;
- P_{max} — удельная мощность энергоклада, $\text{Вт}/\text{cm}^3$;
- T_{ion} — температура газа, К;
- t — время, с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. Будник А.П., Косарев В.А. Кинетическая модель гелиевой ядерно-возбуждаемой плазмы с учетом влияния наночастиц // Труды 2 Всероссийской школы-семинара “Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем”, Москва, декабрь 2008 г., С.91–97.
3. Бабичев Д.Н., Карелин А.В., Симакова О.В., Томизава Х. Кинетическая модель активной среды He-Ar-лазера с накачкой жестким ионизатором // Квантовая электроника, 31, № 3, 2001, С. 209–217.
4. Энциклопедия низкотемпературной плазмы под редакцией Яковленко С.И., Москва, Физматлит, 2005, 822 с.
5. Мельников С.П. Механизмы генерации лазеров с ядерной накачкой на ИК переходах атомов инертных газов // Труды IV Международной конференции «Физика лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы», Том I - Обнинск, 2009, С.167–176.
6. Мельников С.П., Синянский А.А. Кинетика ИК лазеров с ядерной накачкой на переходах атомов криптона и аргона // ЖТФ, 62, № 6, 1992, с.159–170.
7. Бочков А.В., Магда Э.П., Мироненко В.В., Мурзин В.М., Софиенко Г.С. Исследования параметров лазеров на переходах атомов инертных газов в условиях высокой энергетической нагрузки // Труды III-й Международной конференции «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы», г. Снежинск, 2002, С.134–139.
8. Фортвов 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. Цыгович В.Н., Морфил Г.Е., Томас Х. Комплексная плазма: II элементарные процессы в комплексной плазме // Физика плазмы, 28, 675(2002).