МОДЕЛЬ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ ГЕЛИЙ-АЗОТ-ВОДОРОДНОЙ ЯДЕРНО-ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПЛАЗМЫ

А.П. Будник, Е.Э. Кузнецова

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

Аннотапия

Разработана многокомпонентная кинетическая модель гелий-азот-водородной активной газовой среды. Модель включает около 260 физико-химических процессов и 72 компоненты плазмы. Для описания процессов в плазме была использована пространственно-однородная и изотропная модель, в которой не учитывались гидродинамические процессы переноса, а рассматривалось только перераспределение частиц и энергии между ними в результате плазмохимических реакций. На основе этой модели He-N₂-H₂ плазмы была разработана пространственно-неоднородная модель движущейся газовой плазмы. В данной работе приведены примеры математического моделирования лазерно-активной среды.

MODEL OF PHYSICAL-CHEMICAL KINETIC OF HELIUM-NITROGEN-HYDROGEN NUCLEAR-RAISED PLASMA

The multicomponent kinetic model of helium-nitrogen-hydrogen active gas medium is developed. The model includes about 260 physical-chemical processes and 72 components of plasma. For the description of processes in plasma it was used spatial-homogeneous and isotropic model in which hydrodynamic processes of carry were not taken into account, and redistribution of particles and energy between them as result plasma-chemical reactions was considered only. On the basis of such model He-N₂-H₂ of plasma it was developed spatial-heterogeneous model of moving gas plasma. In the given work examples of mathematical modeling of laser-active medium are given.

1. ВВЕДЕНИЕ

Математическое моделирование играет важную роль в работах по созданию лазера с ядерной накачкой (ЛЯН). Так, например, математические модели кинетических процессов активной среды ЛЯН могут с успехом заменять проходящие в условиях повышенной радиации дорогостоящие и малоинформативные эксперименты по исследованию генерационных характеристик лазерно-активной среды. Подобный подход позволяет подобрать оптимальные условия для проведения экспериментальных исследований и существенно экономить временные и материальные затраты.

Несмотря на большое количество данных по разнообразным процессам, происходящим в газовой плазме, кинетические модели для различных лазерно-активных сред ЛЯН еще только разрабатываются. Это, прежде всего, связанно с тем, что, наряду со стандартными плазмохимическими процессами приходиться учитывать специфику процессов ядерно-возбуждаемой плазмы, например, процессы взаимодействия компонент газовой плазмы с осколками деления U²³⁵, которые в этом случае рассматриваются как многозарядные ионы.

В настоящее время в ГНЦ РФ ФЭИ уже разработан комплексный подход по построению кинетических моделей описывающих генерационные характеристики лазерных сред в условиях ядерной накачки [1,2].

Целью настоящей работы является создание двумерной пространственно-неоднородной математической модели $\text{He-N}_2\text{-H}_2$ плазмы, одной из перспективных сред ЛЯН, на основе хорошо зарекомендовавшего себя подхода [1,2].

Система плазмохимических уравнений в задачах подобного типа решается совместно с уравнениями

газовой динамики (уравнениями непрерывности, Навье – Стокса и баланса энергии), которые описывают аксиально-симметричное движение газа в лазерно-активном элементе (ЛАЭЛе) ЛЯН. В этом случае необходимо учитывать вязкость, теплопроводность газа, сложное пространственно-неоднородное энерговыделение осколков деления урана, возбуждающих активную среду ЛАЭЛа, а также, неравновесные излучательные процессы и процессы поглощения собственного излучения ядерно-возбуждаемой плазмой.

Двумерная пространственно-неоднородная модель движущейся плазмы должна также учитывать уравнения, описывающие распределение удельной мощности энерговклада в газовую среду различного состава в лазерно-активном элементе и его стенки при произвольном распределении скорости деления по длине ЛАЭЛа и пространственно-неоднородном распределении плотности газа в ЛАЭЛе.

Кроме того, необходимо решать параболическое уравнение, описывающее процесс усиления пучка лазерного излучения с произвольным распределением интенсивности в поперечном сечении пучка и с произвольным волновым фронтом. При решении было использовано приближение, которое позволяет для пучков с малой угловой расходимостью корректно учесть рефракцию, дифракцию, фокусировку и усиление лазерного излучения в активной среде [1,2].

В статье представлено краткое описание основных положений пространственно однородной математической модели физико-химических процессов активной среды гелий-азот-водородного лазера с ядерной накачкой с оптимизационными расчетами и результаты математического моделирования пространственно неоднородной задачи.

2. ПРОСТРАНСТВЕННО-ОДНОРОДНАЯ МОДЕЛЬ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ НЕ-N₂-H₂ СРЕДЫ

 ${
m He-N_2-H_2}$ смесь используется в качестве активной лазерной среды без малого сорок лет. В работах [3,4] были проведены одни из первых экспериментов по получению генерации в этой газовой смеси и предсказано, что наиболее эффективным методом возбуждения будет ядерная накачка.

К настоящему времени накоплено большое количество данных по плазмохимическим процессам He-N₂-H₂ смеси [3-8]. Тем не менее, до сих пор нет математической модели, которая бы в полной мере описывала кинетику такой среды, возбуждаемой осколками деления. Как правило, описание процессов, происходящих в плазме, ограничивалось учетом небольшого количества (менее двадцати реакций) плазмохимических процессов, которые считались основными.

Обширные исследования кинетических процессов в этой среде были выполнены в ГНЦ РФ ФЭИ, в ходе которых изучены временные зависимости люминесценции $\text{He-N}_2\text{-H}_2$ смеси при возбуждении ее осколками деления [9]. Там же в 1997г. была создана кинетическая модель этой среды, которая учитывала больше сотни кинетических процессов [10]. Согласно этой модели, достижимый КПД для такой среды составлял около 1% для различных мощностей накачки.

За последнее время было собрано и проанализировано большое количество новых теоретических и экспериментальных данных по константам скоростей плазмохимических процессов, сечениям реакций между различными компонентами гелий-азот-водородной плазмы. В связи с этим, модель физико-химических процессов He-N₂-H₂ смеси была существенно расширена [10].

В данной работе представлена модель физикохимических процессов, в которой рассматриваются 72 компоненты и учитывается около 260 реакций. Большинство из них было впервые включено в рассмотрение кинетики среды с накачкой осколками деления. Задача решалась с помощью модернизированного программного комплекса EEDF [11]. В ходе разработки типичной модели He-N₂-H₂ плазмы в комплекс программ были внесены необходимые изменения учитывающие особенности модели.

Основными реакциями, используемыми при оценке эффективности такой среды считались двух- и трехчастичные процессы столкновения молекулярного азота с ионами He^+ и He_2^+ , реакции конверсии молекулярного иона гелия и очистка нижнего лазерного уровня в реакциях столкновения с гелием, азотом и водородом (особенно для λ =391.4 нм). Далее приведены константы скорости реакций, используемых в представленной модели, и взяты из работ [5–7,10].

$$He^+ + He + He \stackrel{k_1}{\longleftrightarrow} He_2^+ + He$$
 (1)
 $k_1 = 2.14 \times 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{c}$

$$N_2 + He^+ \stackrel{k_2}{\longleftrightarrow} N_2^+ (B^2 \Sigma_u^+) + He$$
 (2)
 $k_2 = 1.60 \times 10^{-09} \text{ cm}^3/\text{c}$

$$N_2 + He^+ \stackrel{k_3}{\longleftrightarrow} N_2^+ (X^2 \Sigma_g^+) + He$$
 (3)
 $k_3 = 1.30 \times 10^{-09} \text{ cm}^3/\text{c}$

$$N_2 + He_2^+ \stackrel{k_4}{\longleftrightarrow} N_2^+ (B^2 \Sigma_u^+) + He + He$$
 (4)
 $k_4 = 8.25 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}$

$$N_2 + He_2^+ \stackrel{k_5}{\longleftrightarrow} N_2^+ (X^2 \Sigma_g^+) + He + He$$
 (5)
 $k_5 = 2.75 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}$

$$N_2 + He + He_2^+ \stackrel{k_6}{\longleftrightarrow} N_2^+ (B^2 \Sigma_u^+) + 3He$$
 (6)
 $k_6 = 9.70 \times 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{c}$

$$N_2 + He + He_2^+ \stackrel{k_7}{\longleftrightarrow} N_2^+ (X^2 \Sigma_g^+) + 3He$$
 (7)
 $k_7 = 3.30 \times 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{c}$

$$N_2^+(B^2\Sigma_u^+) \xrightarrow{k_8} N_2^+(X^2\Sigma_g^+) + h\nu$$
 (8)
 $k_8 = 1.60 \times 10^7 \text{ cm}^3/\text{c}$

$$N_2^+(X^2\Sigma_g^+(v=1)) + He \stackrel{k_9}{\longleftrightarrow} N_2^+(X^2\Sigma_g^+) + He$$
 (9)
 $k_9 = 1,00 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{c}$

$$N_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+}(v=1)) + N_{2} \stackrel{k_{10}}{\longleftrightarrow} N_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+}) + N_{2}$$

$$k_{10}=1,00 \times 10^{-09} \text{ cm}^{3}/\text{c}$$
(10)

$$He_{2}^{+} + H_{2} \stackrel{k_{11}}{\longleftrightarrow} H_{2}^{+} + He + He$$
 $k_{11} = 2,40 \times 10^{-09} \,\mathrm{cm}^{3}/\mathrm{c}$ (11)

$$N_2^+(B^2\Sigma_u^+) + He \stackrel{k_{12}}{\longleftrightarrow} N_2^+(X^2\Sigma_g^+) + He$$
 (12)
 $k_{12} = 8,00 \times 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{c}$

$$N_{2}^{+}(B^{2}\Sigma_{u}^{+}) + N_{2} \stackrel{k_{13}}{\longleftrightarrow} N_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+}) + N_{2}$$

$$k_{13} = 4.53 \times 10^{-10} \text{ cm}^{3}/\text{c}$$
(13)

Наряду с реакциями, кинетика которых подробно изучена и широко применяется для исследования N_2 - N_2 - N_2 - N_3 - N_3 - N_4 - N_3 - N_4 - N_3 - N_4 -N

Существенным отличием от предыдущих моделей He-N₂-H₂ активной среды является то, что представленная модель содержит реакции, описывающие поуровневую кинетику колебательно-возбужденных состояний молекулы азота. Константы скоростей таких реакций были рассчитаны с учетом последних теоретических достижений [7]. Подробной информации по уровням, выше 8-го, крайне мало. Однако существуют современные скейлинг-теории, которые позволяют рассчитывать константы скоростей VV- и VT- процессов в таких газовых системах. Кроме того, были проведены сравнительные расчеты с различными экспериментальными данными по сечениям реакций столкновения электронов с молекулами азота с последующим заселением колебательно-возбужденных состояний N₂ В ходе исследования кинетики таких процессов выяснилось, что значительная доля молекул азота переходит в колебательно-возбужденные состояния. Например, для давления 1 атм., начальных концентраций молекулярного азота $[N_2]=4,9\times10^{16}$ см⁻³, молекулярного водорода $[H_2]$ =4,9×10 16 см $^{-3}$ и максимальной удельной мощности энерговклада около 1 кВт/см³ концентрации колебательно возбужденных состояний показаны на рис.1. Учет колебательной кинетики азота важен, т.к. значительная доля энергии переданной в среду идет на возбуждение колебательных уровней азота.

В отличие от азота, кинетика возбуждения колебательных уровней водорода имеет несколько другой характер. Возбужденный водород накапливается в основном в первом и втором колебательных состояниях. Концентрация водорода в $H_2(X^1\Sigma_g^+(v=2))$ -состоянии в 6 раз меньше чем в первом, а в третьем — в 1000 раз меньше, поэтому роль колебательной кинетики водорода не так существенна в разработанной модели, как колебательно-возбужденные состояния азота, который имеет самое большое время релаксации таких состояний среди двухатомных молекул. Молекулярный водород не скапливается также и в других высоковозбужденных состояниях: $H_2(\overline{B}^1\Sigma_u^+)$, $H_2(b^3\Sigma_u^+)$, $H_2(c^3\Pi_u)$, $H_2(a^3\Sigma_u^+)$, $H_2(c^3\Pi_u)$, $H_2(g^3\Sigma_u^+)$.

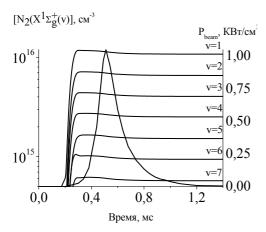


Рис.1. Накопление колебательно-возбужденных состояний азота

Еще одно важное отличие настоящей модели от предыдущих [6], это селективное заселение верхнего и нижнего лазерных уровней в реакциях Пеннинга молекул азота с атомами гелия в возбужденных состояниях:

$$N_2 + He(2^3S) \stackrel{k_{14}}{\longleftrightarrow} He + N_2^+(B^2\Sigma_u^+) + \overline{e}$$
 (14)
 $k_{14} = 7.23 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}$

$$k_{14} = 7.23 \times 10^{-10} \text{ cm}^{3}/\text{c}$$

$$N_{2} + He(2^{3}S) \stackrel{k_{15}}{\longleftrightarrow} He + N_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+}) + \overline{e}$$

$$k_{15} = 0.85 \times 10^{-10} \text{ cm}^{3}/\text{c}$$

$$(15)$$

$$N_2 + He(2^1S) \stackrel{k_{16}}{\longleftrightarrow} He + N_2^+(B^2\Sigma_u^+) + \overline{e}$$
 (16)
 $k_{16} = 0.85 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}$

$$N_2 + He(2^1S) \stackrel{k_{17}}{\longleftrightarrow} He + N_2^+(X^2\Sigma_g^+) + \overline{e}$$
 (17)

$$k_{17}=0.15\times10^{-10} \text{ cm}^{3}/\text{c}$$

$$N_{2}+He(2^{1}P) \stackrel{k_{18}}{\longleftrightarrow} He+N_{2}^{+}(B^{2}\Sigma_{u}^{+})+\overline{e}$$

$$k_{18}=5.95\times10^{-10} \text{ cm}^{3}/\text{c}$$

$$(18)$$

$$N_2 + He(2^1 P) \xrightarrow{k_{19}} He + N_2^+ (X^2 \Sigma_g^+) + \overline{e}$$
 (19)
 $k_{19} = 1.05 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}$

$$k_{19}=1.05\times10^{-10} \text{ cm}^{3}/\text{c}$$

$$N_{2}+He(2^{3}P) \stackrel{k_{20}}{\longleftrightarrow} He+N_{2}^{+}(B^{2}\Sigma_{u}^{+})+\overline{e}$$

$$k_{20}=5.95\times10^{-10} \text{ cm}^{3}/\text{c}$$

$$(20)$$

$$N_2 + He(2^3P) \stackrel{k_{21}}{\longleftrightarrow} He + N_2^+(X^2\Sigma_g^+) + \overline{e}$$
 (21)
 $k_{21} = 1.05 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}$

Согласно [12,13], в приведенных выше реакциях, заселяется преимущественно верхний лазерный уровень. Причем в 85% случаев для таких процессов засе-

ляется $N_2^+(B^2\Sigma_u^+(v=0))$, в 11% случаев — $N_2^+(B^2\Sigma_u^+(v=1))$ и лишь 4% идет на заселение высших колебательно-возбужденных В-состояний. (В данной модели учитывается единственное $N_2^+(B^2\Sigma_u^+(v=0))$ состояние, т.к. считается, что верхние колебательно возбужденные состояния быстро релаксируют до состояния с v=0.) В моделях, разработанных ранее [6], предполагалось, что верхний и нижний лазерные уровни заселяются с одинаковой вероятностью.

С помощью разработанной модели было проведено математическое моделирование процесса генерации в гелий-азот-водородной активной среде лазера с ядерной накачкой. Расчеты проводились для типичных параметров лазерно-активного элемента используемых на стенде Б ГНЦ РФ ФЭИ (г. Обнинск). Длина ЛАЭЛ – 2.5 м; его диаметр – 4.8 см. Пропускание выходного зеркала полагалось равным 0.3%÷5.0%. Исследовался диапазон давлений 0.5÷5.0 атм, при этом оптимизировались концентрации компонент среды для $\lambda=427.8$ нм, в диапазоне давлений от 0.5 до 5.0 атм и удельных мощностей накачки от 90 Bт/см³ до 3 кВт/см³. Кроме того, были проведены сравнительные расчеты с различными экспериментальными данными по сечениям реакций столкновения электронов с молекулами азота с последующим заселением колебательно-возбужденных состояний N₂. На рис 2-7 представлены типичные варианты расчетов. Так, например, на рис.2, 3 показана зависимость максимального мгновенного КПД от доли азота в смеси, при двух фиксированных долях водорода в смеси.

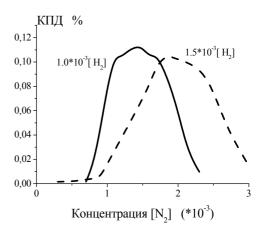


Рис.2. Зависимость максимального мгновенного КПД от доли азота в смеси

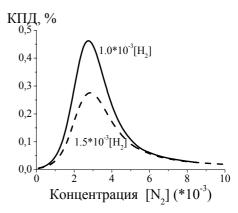


Рис.3. Зависимость максимального мгновенного КПД от доли азота в смеси

Полученные зависимости имеют сложную, немонотонную форму и различаются для разных максимальных удельных мощностей энерговклада.

На рис. 4–5 приведены зависимости максимальной мгновенной эффективности $\text{He-N}_2\text{-H}_2$ активной среды для различных давлений и максимальных мгновенных мощностей энерговклада при начальном составе смеси $\text{He-N}_2\text{-H}_2=1.000\ /\ 0.002\ /\ 0.0016$ и коэффициенте отражения выходного зеркала 97.9 %.

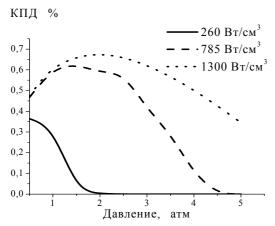


Рис.4. Зависимость максимального мгновенного КПД от давления, для различных максимальных удельных мощностей энерговклада. Состав среды $He-N_2-H_2=1.000 / 0.002 / 0.0016$, коэффициент пропускания выходного зеркала 97.9%

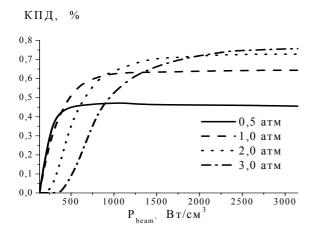


Рис.5. Зависимость максимального мгновенного КПД от максимальных удельных мощностей энерговклада для различных давлений. Состав среды ${\rm He-N_2-H_2=1.000}\ /\ 0.002\ /\ 0.0016$, коэффициент пропускания выходного зеркала 97.9%.

На рис.6 представлена зависимость максимального мгновенного КПД от давления при постоянной плотности потока осколков деления (~ 280 Вт/см³ при нормальных условиях), а рис.7 иллюстрирует типичные изменения значений максимального мгновенного КПД среды от коэффициента отражения выходного зеркала для различных давлений и составов смеси.

Все расчеты проводились для узкого импульса, длительность импульса $\tau_{umn} = 1.5$ мс, коэффициент отражения выходного зеркала 97.9% при сравнительно низких мощностях энерговклада. Следует ожидать, что для более коротких импульсов с большей удельной мощностью энерговклада и при практически глухом зеркале эффективность $He-N_2-H_2$ активной среды ЛЯН возрастет в несколько раз.

Доля водорода в смеси 1.0×10^{-3} (сплошная кривая). Доля водорода в смеси 1.5×10^{-3} (прерывистая кривая). Максимальная мощность накачки 283 $\,\mathrm{Br/cm^3}$, давление $1.7\,\mathrm{atm}$, отражение 97.9%.

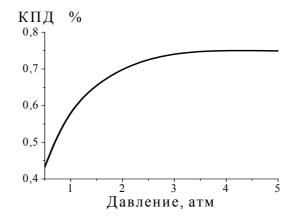


Рис.6. Зависимость максимального мгновенного КПД от давления при фиксированном $J_{beam}=0.000006$. Состав среды He-N₂-H₂ = 1.000 / 0.002 / 0.0016, коэффициент пропускания выходного зеркала 97.9%

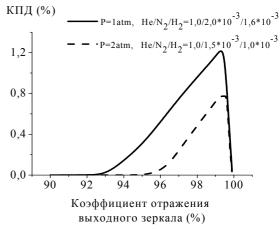


Рис.7. Зависимость максимального мгновенного КПД от коэффициента отражения выходного зеркала

3. ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНАЯ МОДЕЛЬ НЕ- N_2 - H_2 АКТИВНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СРЕДЫ

Создание пространственно неоднородной модели кинетических процессов активной среды ЛЯН является одной из самых важных и сложных задач в исследовании генерационных характеристик газовых смесей. К настоящему времени в ГНЦ РФ ФЭИ разработан комплексный подход к созданию моделей такого типа [1,2]. Из-за сильной неоднородности энерговыделения в лазерно-активном элементе (ЛАЭЛ) возникают различные сложные, пространственно-неоднородные эффекты в движущейся газовой плазме. Это обуславливает пространственно-временную зависимость важнейших характеристик для активной среды, таких, например, как пространственно-неоднородные поля коэффициентов усиления лазерного излучения и преломления лазерно-активной среды.

К настоящему времени теоретическая модель He- N_2 - H_2 газовой смеси позволяет описать процесс усиления пучка лазерного излучения в лазерно-активном элементе (ЛАЭЛ) ОКУЯН с учетом неоднородного

энерговыделения в активной газовой среде. Она включает в себя следующие основные системы уравнений:

- 1. Уравнения газовой динамики (уравнение непрерывности, Навье Стокса и баланса энергии), описывающие аксиально-симметричное движение газа в ЛАЭЛ ОКУЯН с учетом вязкости, теплопроводности газа и неоднородного энерговыделения осколков деления в нём [2].
- 2. Уравнения микроскопической кинетики, описывающие неравновесные кинетические процессы в многокомпонентной активной среде, с учетом неравновесного распределения электронов по энергии и основных плазмохимических, а также радиационных процессов [6,10].
- 3. Уравнения, описывающие распределение удельной мощности энерговклада осколков деления в газовую среду ЛАЭЛ и его стенки при произвольном распределении скорости деления по длине ЛАЭЛ для газов разного состава и при различной плотности газа в ЛАЭЛ [2].
- 4. Параболическое уравнение, описывающее процесс усиления пучка лазерного излучения с произвольным распределением интенсивности в поперечном сечении пучка и с произвольным волновым фронтом [2].

Численное моделирование пространственно временных неоднородностей $\text{He-N}_2\text{-H}_2$ среды основывалось на результатах работы по поиску оптимальных условий работы такого ЛЯН с помощью пространственно однородной модели.

На рис.8–10 представлены типичные результаты численного моделирования зависимости линейного коэффициента усиления слабого сигнала от давления смеси и удельной мощности энерговклада при различных температурах. Все результаты настоящей работы приведены для перехода $N_2^+(B^2\Sigma_u^+) \rightarrow N_2^+(X^2\Sigma_g^+(v=1))$ 1-й отрицательной системы азота (длина волны 427.8

нм)

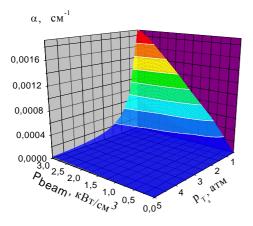


Рис. 8. Зависимость линейного коэффициента усиления лазерного излучения α от удельной мощности энерговклада P_{beam} и давления p_{T_g} He-N₂-H₂ смеси при фиксированной температуре $T_{\sigma}=300\,\mathrm{K}$

Движение газа рассматривалось в герметично закрытом лазерно-активном элементе. Газ в начальный момент времени считался покоящимся. Пространственно-временное распределение потоков нейтронов, вызывающих деления ядер урана, полагалось одинаковым.

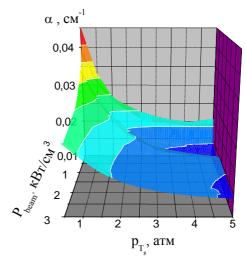


Рис. 9. То же, что и рис.8 при фиксированной температуре $T_{\varphi}=400K$

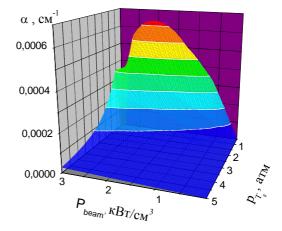


Рис. 10. То же, что и рис.8 при фиксированной температуре $T_g = 500 K$

Имитирующие накачку от двухзонного импульсного реактора БАРС-6 пространственно-временное распределение удельной скорости деления в урановом слое вдоль лазерно-активного элемента задавалось в виде:

$$S(z) = S_0 \cdot t \cdot e^{-t/\tau_b} \cdot \left[\exp \left[-\frac{\left(z - \frac{z_{\text{max}}}{4}\right)^2}{\left(\frac{z_{\text{max}}}{4}\right)^2} \right] + \exp \left[-\frac{\left(z - \frac{3z_{\text{max}}}{4}\right)^2}{\left(\frac{z_{\text{max}}}{4}\right)^2} \right] \right] (1)$$

Расчеты проводились при $\tau_b=150$ мкс. Параметр S_0 определяет среднюю удельную мощность энерговклада. (0,2-3 кВт/см³). Начальное давление газа полагалось равным 1 атм, а начальная температура 300 К. ЛАЭЛ представляет собой металлическую трубку диаметром d=4,8 см и длиной l=250 см, на внутренние стенки которого нанесено урановое покрытие толщиной 5мкм. Начальный состав смеси: He-N₂-H₂ = 1.000 / 0.002 / 0.0016.

На рис.11 представлена зависимость от времени средней удельной мощности энерговклада в активную среду, а на рис.12-18 представлены соответствующей этой зависимости типичные результаты математического моделирования пространственно - временной эволюции параметров активной среды (распределения удельной мощности энерговклада в активную среду,

давления, плотности, температуры и коэффициента усиления слабого сигнала $\text{He-N}_2\text{-H}_2$ плазмы в разные моменты времени).

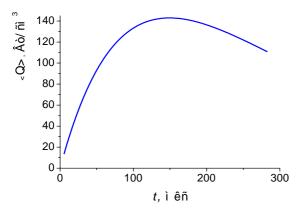


Рис.11. Зависимость от времени средней удельной мощности энерговклада в активную среду < Q >

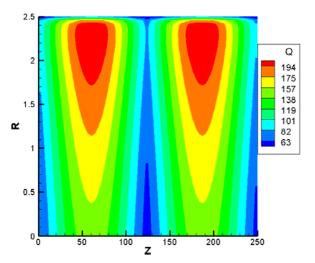


Рис.12. Пространственное распределение удельной мощности энерговклада в активную среду (в $\mathrm{Bt/cm^3}$) при $t=150~\mathrm{mkc}$

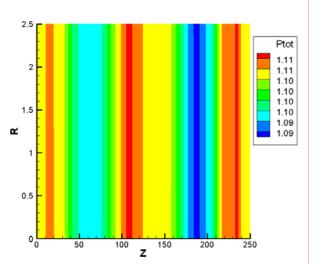


Рис.13. Пространственное распределение давления газа (атм) в ЛАЭЛ $t=150\,$ мкс

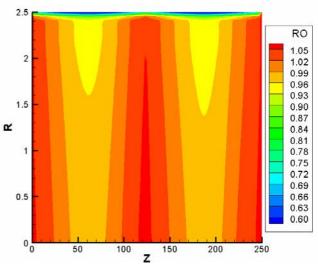


Рис.14. Пространственное распределение плотности газа в ЛАЭЛ $t=150\,$ мкс по отношению к начальному

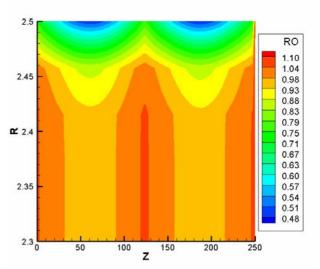


Рис.15. Пространственное распределение плотности газа в ЛАЭЛ $t=150\,$ мкс (фрагмент распределения в пристеночной области) по отношению к начальному

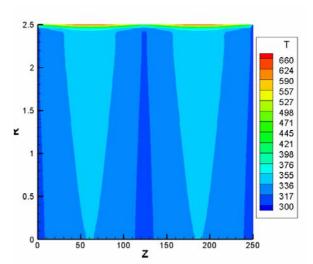


Рис.16. Пространственное распределение поля температуры газа (в К) в ЛАЭЛ $t=150\,$ мкс

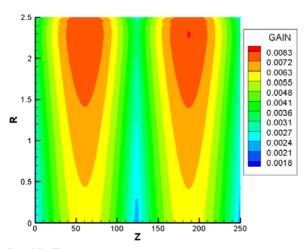


Рис.17. Пространственное распределение линейного коэффициента усиления слабого сигнала (в см $^{-1}$) в ЛАЭЛ $t=150~\rm{mkc}$

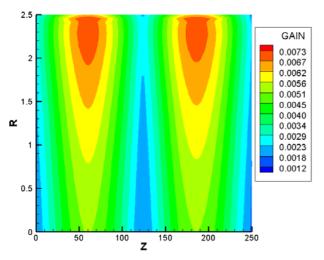


Рис.18. Пространственное распределение линейного коэффициента усиления слабого сигнала (в см $^{-1}$) в ЛАЭЛ $t=282\,$ мкс

3.1. Математическое моделирование распространения пучка лазерного излучения в лазерно-активном элементе

Найденные в результате математического моделирования распределения температуры, плотности и коэффициента усиления рассматриваемой лазерноактивной среды позволяют, применяя параболическое уравнение, с учетом рефракции и дифракции, рассмотреть процесс усиления пучка лазерного излучения в ЛАЭЛ.

Распространение пучка лазерного излучения в ЛАЭЛ может быть описано параболическим уравнением

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \frac{\partial E}{\partial z} \right) - 2ik \cdot \frac{\partial E}{\partial z} + k^2 \varepsilon_{\delta} E = 0 \tag{2}$$

где $E(\vec{r})$ — комплексная амплитуда напряженности электрического поля лазерного излучения, $\varepsilon_{\delta}=(\varepsilon-\varepsilon_{0})/\varepsilon_{0}$, $\varepsilon=\varepsilon_{R}+i\varepsilon_{\mathrm{Im}}$ - комплексная диэлектрическая проницаемость плазмы оптического разряда при давлении P, температуре T и удельной мощности энерговклада P_{beam} ; ε_{0} — действительная часть диэлектрической проницаемости холодного газа ($T=300\mathrm{K}$)

при начальном давлении газа P_0 ; $k = \omega c \sqrt{\varepsilon_0}$ - волновое число, с – скорость света в вакууме; ω – циклическая частота лазерного излучения.

На входе (при z=0) задается начальное распределение комплексной амплитуды поля лазерного излучения E, которое принималось гауссовым (n=2) или супергауссовым (n=4,6,8,12):

$$E_0(r) = A_0 \exp\left(-\left(\frac{r}{r_0}\right)^n - \frac{i\pi r^2}{\lambda F}\right)$$
 (3)

где F — радиус кривизны волнового фронта. Далее, представлены результаты расчетов для n=12, $r_0=2.2$ см и плоского волнового фронта.

Радиальное распределение интенсивности лазерного излучения в различные моменты времени на входе ЛАЭЛ, на середине ЛАЭЛ, на выходе ЛАЭЛ и на расстоянии 5м от выхода из ЛАЭЛ представлены на рис.19, 20.

Из представленных результатов следует, что рефракция может оказывать влияние на распространение излучения в ЛАЭЛ. Это обстоятельство необходимо принимать во внимание как при математическом моделировании кинетических процессов с применением нульмерных кинетических моделей, так и при постановке генерационных экспериментов.

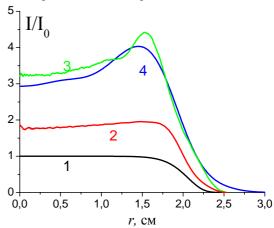


Рис. 19. Распределение интенсивности лазерного излучения при t = 150 мкс, 1 - на входе в ЛАЭЛ; 2 - на середине ЛАЭЛ; 3 - на выходе ЛАЭЛ; 4 - на расстоянии 5 м от ЛАЭЛ

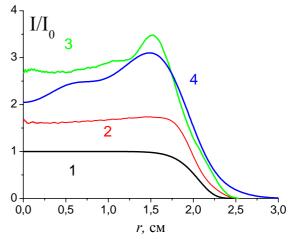


Рис. 20. Распределение интенсивности лазерного излучения при $t=282\,$ мкс, 1- на входе в ЛАЭЛ; 2- на середине ЛАЭЛ; 3- на выходе ЛАЭЛ; 4- на расстоянии $5\,$ м от ЛАЭЛ

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проделанной работы были собраны и систематизированы имеющиеся экспериментальные данные по константам скоростей плазмохимических реакций, а также по сечениям возбуждения молекулярных азота и водорода электронами и осколками деления U^{235} . Экспериментальные значения сравнивались с теоретическими. Константы скоростей, описывающие колебательную кинетику N_2 и H_2 , были рассчитаны по [7]. В ходе выполнения работы была создана и протестирована база данных по сечениям взаимодействия компонент плазмы с электронами. На основе собранных данных была разработана кинетическая модель пространственно-однородной гелий-азотводородной активной газовой среды.

С помощью разработанной пространственно однородной математической модели было проведено математическое моделирование генерационных характеристик такой среды на длине волны $\lambda = 428$ нм.

На основе пространственно однородной модели кинетических процессов в гелий-азот-водородной активной среде при ядерной накачке создана пространственно-неоднородная модель кинетических процессов ядерно-оптического преобразования энергии.

Проведено математическое моделирование усиления негауссовых лазерных пучков в оптических квантовых усилителях с ядерной накачкой с гелий-азотводородной активной лазерной средой возбуждаемой осколками деления в зависимости от состава и начального давления газовой среды лазерно-активного элемента, толщины слоя урана в лазерно-активном элементе; распределения интенсивности и кривизны волнового фронта пучка лазерного излучения задающего генератора. Полученные результаты являются важным вкладом в изучение генерационных характеристик среды. При математическом моделировании рассчитаны пространственно-временные распределения давлений, температур и коэффициентов усиления лазерного излучения. Расчеты показали, что поля температур, давлений, коэффициентов усиления слабого сигнала сильно неоднородны даже при относительно небольших мощностях энерговклада и давлениях.

Показано, что рефракция может оказывать влияние на распространение излучения в ЛАЭЛ. Это обстоятельство необходимо принимать во внимание как при математическом моделировании кинетических процессов с применением нульмерных кинетических моделей, так и при постановке генерационных экспериментов.

Авторы выражают благодарность И.В. Алексеевой и А.В. Сипачеву за содействие в выполнении работы, а также Российскому фонду фундаментальных исследований (проект №08-08-00456) за финансовую поддержку исследований.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

ЛАЭЛ — лазерно-активный элемент

ЛЯН — лазер с ядерной накачкой

ОКУЯН — оптический квантовый усилитель с ядерной накачкой

ЯОП — ядерный оптический преобразователь

 k_i — константа скорости физико-химического процесса, (см³/с если процесс двухчастичный или см6/с если процесс трехчастичный);

 P_{beam} — удельная мощность энерговклада, B_{7} см³;

 $p_{T_{\alpha}}$ — давление газа в ЛАЭЛ, атм;

 $\acute{\alpha}$ — коэффициент усиления лазерного излучения, см⁻¹;

 T_g — температура газа, К;

t — время, мкс.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Алексеева И.В., Будник А.П., Исакова В.Н., Остапенко Ю.Б., Свиньин И.Р., Сипачев А.В. Теория преобразования энергии осколков деления в энергию когерентного излучения в неоднородной ядерно-возбуждаемой движущейся газовой плазме оптических усилителей с ядерной накачкой. // Труды регионального конкурса научных проектов в области естественных наук. Вып. 7. Калуга: Полиграф-Информ, 2004. С. 180-198
- Алексеева И.В., Будник А.П., Сипачев А.В. Математическое моделирование кинетических процессов в неоднородной аргон-ксеноновой газовой плазме оптических квантовых усилителей с прямой накачкой осколками деления // Труды Международной конференции "VIII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии", 21-24 марта 2006. Саров. С. 362-368
- 3. Collins C.B., Carroll J.M., Taylor K.N. Charge transfer pumping of the helium-nitrogen laser at atmospheric pressures in an electrical avalanche discharge // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49, N 10. P 5093-5097.
- Collins C.B. The Nitrogen Ion Laser Pumped by Charge Transfer // J. Quant. El. 1984. Vol. QE-20. N 1. P. 47-62.
- Хасенов М.У. Кинетика возбуждения первой отрицательной системы азота ионизирующим излучением // Квантовая электроника 2005. Т. 35. № 12. С. 1104-1106.
- Алферов Ю. Б., Будник А. П., Соколов Ю. В. Теоретическое исследование кинетических процессов в активной среде гелий-азотного лазера с ядерной накачкой // ФЭИ-2670. Обнинск. 1997.
- 7. Capitelli M., Ferreira C.M., Gordiets B.F., Osipov A.I. Plasma Kinetics in Atmospheric Gases // Berlin: Springer,
- 8. Benedicts S.De., Dilecce G., Simek M. Vibrational excitation of $N_2^+(B,v)$ in $He-N_2$ pulsed RF discharges // J. Phys. B; At. Mol. Opt. Phys. 1994. V. 27. P. 615-632.
- 9. Дюжов Ю.А. Полетаев Е.Д. Кинетика возбуждения полос 2-ой положительной системы молекулы N_2 и полос 1-й отрицательной системы молекулярного иона азота N_2^+ в азоте и $Ar-N_2$, $He-N_2$ смесях высокого давления при возбуждении среды осколками деления // Труды 3-ей международной конференции «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы» Снежинск. 2003.
- Будник А.П., Кузнецова Е.Э. Многокомпонентная кинетическая модель гелий-азот-водородной лазерно-активной газовой среды // Препринт ФЭИ 47-05/635 . Обнинск. 2006.
- Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. Функция распределения электронов по энергии в распадающейся плазме азота // Физика плазмы. 1992. т18. вып. 7. с.888-900
- 12. Benedicts S.De., Dilecce G., Simek M. Vibrational excitation of $N_2^+(B,v)$ in $He-N_2$ pulsed RF discharges // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1994. V. 27. P. 615-632.
- 13. Schmeltekopf A.L., Ferguson E.E., Fehsenfeld F.C. Aftergrow Studies of the Reactions He^+ , $He(2^3S)$ and O^+ with Vibrationally Excited N_2 // J. Chem. Phys. 1968. V. 48. N. 7. P. 2966-2972.