# 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

#### Аннотация

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-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> 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-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> 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 U<sup>235</sup>, 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 He-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> 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 лазерноактивном 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-N<sub>2</sub>-Н<sub>2</sub> СРЕДЫ

He-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> 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  $He-N_2-H_2$  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 He-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> 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-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> 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-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> 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<sup>+</sup> и He<sup>+</sup><sub>2</sub>, реакции конверсии молекулярного иона гелия и очистка нижнего лазерного уровня в реакциях столкновения с гелием, азотом и водородом (особенно для  $\lambda$ =391.4 нм). Далее приведены константы скорости реакций, используемых в представленной модели, и взяты из работ [5–7,10].

$$He^{+} + He + He \stackrel{\kappa_1}{\leftrightarrow} He_2^{+} + He \qquad (1)$$
$$k_1 = 2.14 \times 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{c}$$

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

$$N_2 + He^+ \stackrel{k_3}{\longleftrightarrow} N_2^+ (X^2 \Sigma_g^+) + He \tag{3}$$

$$k_3 = 1.30 \times 10^{-09}$$
 cm<sup>3</sup>/c

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

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

$$N_2 + He + He_2^+ \stackrel{k_6}{\longleftrightarrow} N_2^+ (B^2 \Sigma_u^+) + 3He$$

$$k_6 = 9.70 \times 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{c}$$
(6)

$$N_2 + He + He_2^+ \stackrel{k_7}{\leftrightarrow} N_2^+ (X^2 \Sigma_g^+) + 3He$$

$$k_7 = 3.30 \times 10^{-30} \text{ cm}^{6/c}$$
(7)

$$N_{2}^{+}(B^{2}\Sigma_{u}^{+}) \xrightarrow{k_{8}} N_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+}) + h\upsilon$$

$$k_{8} = 1.60 \times 10^{7} \text{ cm}^{3}/\text{c}$$
(8)

$$N_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+}(v=1)) + He \stackrel{k_{9}}{\longleftrightarrow} N_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+}) + He \qquad (9)$$

$$k_{g} = 1.00 \times 10^{-11} \,\mathrm{cm}^{3}/\mathrm{c}$$

$$N_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+}(v=1)) + N_{2} \stackrel{k_{10}}{\longleftrightarrow} N_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+}) + N_{2} \qquad (10)$$
$$k_{10} = 1,00 \times 10^{-09} \,\mathrm{cm}^{3}/\mathrm{c}$$

$$He_2^+ + H_2 \stackrel{k_{11}}{\longleftrightarrow} H_2^+ + He + He \qquad (11)$$
$$k_{11} = 2.40 \times 10^{-09} \,\mathrm{cm}^3/\mathrm{c}$$

$$N_{2}^{+}(B^{2}\Sigma_{u}^{+}) + He \stackrel{k_{12}}{\longleftrightarrow} N_{2}^{+}(X^{2}\Sigma_{g}^{+}) + He \qquad (12)$$
$$k_{12} = 8.00 \times 10^{-13} \,\mathrm{cm}^{3}/\mathrm{c}$$

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

$$k_{13} = 4,53 \times 10^{-10} \,\mathrm{cm}^{3}/\mathrm{c}$$
(13)

Наряду с реакциями, кинетика которых подробно изучена и широко применяется для исследования He- $N_2$ -H<sub>2</sub> плазмы, представленная модель также учитывает колебательную кинетику азота, реакции Пеннинга молекул азота с атомами гелия в метастабильных состояниях, колебательную кинетику водорода а, также, кинетику его возбужденных состояний.

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 N<sub>2</sub> 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<sup>-3</sup>, молекулярного водорода [H<sub>2</sub>]=4,9×10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup> и максимальной удельной мощности энерговклада около 1 кВт/см<sup>3</sup> 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:  $H_2(\overline{B}^1\Sigma_u^+), H_2(b^3\Sigma_u^+), H_2(c^3\Pi_u), H_2(a^3\Sigma_u^+), H_2(c^3\Pi_u), H_2(a^3\Sigma_u^+).$ 

 $[N_2(X^1\Sigma_g^+(v)], cм^{-3}]$ 



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

$$N_2 + He(2^3S) \stackrel{\kappa_{15}}{\longleftrightarrow} He + N_2^+ (X^2 \Sigma_g^+) + \overline{e}$$
(15)  
$$k_{15} = 0.85 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}$$

$$N_2 + He(2^1S) \stackrel{k_{16}}{\longleftrightarrow} He + N_2^+(B^2\Sigma_u^+) + \overline{e}$$
(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)

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

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

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

$$N_2 + He(2^3 P) \stackrel{^{\wedge_{20}}}{\longleftrightarrow} He + N_2^+ (B^2 \Sigma_u^+) + \overline{e}$$

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

$$(20)$$

$$N_2 + He(2^3 P) \stackrel{k_{21}}{\longleftrightarrow} He + N_2^+ (X^2 \Sigma_g^+) + \overline{e}$$

$$k_{21} = 1.05 \times 10^{-10} \quad \text{cm}^3/\text{c}$$
(21)

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 λ=427.8 нм, в диапазоне давлений от 0.5 до 5.0 атм и удельных мощностей накачки от 90 Вт/см<sup>3</sup> до 3 кВт/см<sup>3</sup>. Кроме того, были проведены сравнительные расчеты с различными экспериментальными данными по сечениям реакций столкновения электронов с молекулами азота с последующим заселением колебательно-возбужденных состояний N<sub>2</sub>. 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 He-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> активной среды для различных давлений и максимальных мгновенных мощностей энерговклада при начальном составе смеси He-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> = 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<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> = 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 He-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> = 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/см<sup>3</sup> 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<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> активной среды ЛЯН возрастет в несколько раз. Доля водорода в смеси  $1.0 \times 10^{-3}$  (сплошная кривая). Доля водорода в смеси  $1.5 \times 10^{-3}$  (прерывистая кривая). Максимальная мощность накачки 283 BT/см<sup>3</sup>, давление 1.7 атм, отражение 97.9%.



Рис.6. Зависимость максимального мгновенного КПД от давления при фиксированном  $J_{beam} = 0.000006$ . Состав среды He-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> = 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<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> 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<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> 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 He-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> 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  $\alpha$  от удельной мощности энерговклада  $P_{beam}$  и давления  $p_{T_g}$  He-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> смеси при фиксированной температуре  $T_{\sigma} = 300$  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  $T_g = 400K$ 



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:

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

Расчеты проводились при  $\tau_b = 150$  мкс. Параметр  $S_0$  определяет среднюю удельную мощность энерговклада. (0,2-3 кВт/см<sup>3</sup>). 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-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> = 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 He-N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> 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  $BT/cm^3$ ) при t = 150 мкс



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<sup>-1</sup>) в ЛАЭЛ t = 150 мкс



Рис.18. Пространственное распределение линейного коэффициента усиления слабого сигнала (в см<sup>-1</sup>) 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

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

где  $E(\vec{r})$  – комплексная амплитуда напряженности электрического поля лазерного излучения,  $\varepsilon_{\delta} = (\varepsilon - \varepsilon_0)/\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon = \varepsilon_R + i\varepsilon_{\rm Im}$  - комплексная диэлектрическая проницаемость плазмы оптического разряда при давлении *P*, температуре *T* и удельной мощности энерговклада P<sub>beam</sub>;  $\varepsilon_0$  – действительная часть диэлектрической проницаемости холодного газа (*T* = 300K) при начальном давлении газа  $P_0$ ;  $k = \omega c \sqrt{\varepsilon_0}$  - волновое число, с – скорость света в вакууме;  $\omega$  – 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 под-держку 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, (см $^3/c$ если процесс двухчастичный или см $^6/c$ если процесс трехчастичный);

 $P_{beam}$  — удельная мощность энерговклада, Bt/см<sup>3</sup>;

*р*<sub>*T<sub>a</sub>* — давление газа в ЛАЭЛ, атм;</sub>

*ά* — коэффициент усиления лазерного излучения, см<sup>-1</sup>;

 $T_g$  — температура газа, К;

t — время, мкс.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 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.
- 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.
- Capitelli M., Ferreira C.M., Gordiets B.F., Osipov A.I. Plasma Kinetics in Atmospheric Gases // Berlin: Springer, 2004
- 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 молекулярного иона азота N<sub>2</sub><sup>+</sup> в азоте и Ar-N<sub>2</sub>, He-N<sub>2</sub> 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 лазерноактивной 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.