НЕРАВНОВЕСНАЯ РАДИАЦИОННАЯ ПЛАЗМОДИНАМИКА В ГАЗОВЫХ АКТИВНЫХ СРЕДАХ ОПТИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ

И.В. Алексеева, А.П. Будник, А.В. Сипачев

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

Аннотация

В настоящей работе описана созданная в последние годы в ГНЦ РФ ФЭИ теория, которая комплексно охватывает основные физические процессы, определяющие преобразование ядерной энергии в энергию когерентного излучения оптических квантовых усилителей с ядерной накачкой. Разработанная теоретическая модель позволяет проводить математическое моделирование кинетических процессов в движущейся неоднородной нестационарной ядерно-возбуждаемой плазме инертных газов с учетом переноса как собственного спонтанного излучения ядерно-возбуждаемой плазмы, так и лазерного излучения. Приведены результаты математического моделирования усиления пучка лазерного излучения, распространяющегося в нестационарной ядерно - возбуждаемой плазме в лазерно-активном элементе оптического квантового усилителя с ядерной накачкой.

THE NONEQUILIBRIUM RADIATIVE PLASMA DYNAMICS INTO ACTIVE MEDIA OF NUCLEAR-PUMPED OPTICAL AMPLIFIERS

The present work is devoted the development of the theory which in a complex covers the basic physical processes defining the nuclear energy transformation into energy of coherent radiation of optical amplifiers. The theoretical model developed in the present work taking into account the influence on the kinetic processes in nonuniform nuclear- excited active media of transport of natural radiation of nuclear- excited plasma.

1. ВВЕДЕНИЕ

В 80-х годах прошлого века ГНЦ РФ ФЭИ было предложено использовать для преобразования ядерной энергии в энергию оптического излучения оптические квантовые усилители с ядерной накачкой. К концу 20 века первые многоканальные оптические квантовые усилители с ядерной накачкой были созданы [1,2]. Хотя энергетические параметры этих устройств пока невелики, можно констатировать, что экспериментально доказана возможность ядерной накачки больших объёмов газовых сред. Тем самым созданы предпосылки для создания ядерно-лазерной энергетики.

В настоящее время в этой области экспериментальные исследования значительно опережают теоретические исследования. Фундаментальные физические процессы, определяющие процесс преобразования ядерной энергии в энергию оптического излучения изучены недостаточно. Ядерно-возбуждаемая плазма, являющаяся активной средой оптического квантового усилителя с ядерной накачкой (ОКУЯН), как правило, сильно неоднородна. Особенно неоднородной является газовая плазма, создаваемая при гетерогенной накачке газовых сред осколками деления урана, нанесенного на стенки лазерно-активного элемента (ЛАЭЛ). Неоднородность активной среды существенно усложняет анализ кинетических процессов в ней, не позволяя создать последовательную теорию преобразования ядерной энергии в энергию оптического излучения.

Разработка математических моделей и математическое моделирование кинетических процессов в движущейся пространственно-неоднородной газовой ядерно-возбуждаемой плазме представляют значительный интерес для разработки эффективных методов прямого преобразования ядерной энергии в энергию когерентного излучения. В последние годы в ГНЦ РФ ФЭИ выполнен цикл работ [3-6], целью которых была разработка теории, комплексно охватывающей основные физические процессы, определяющие преобразование ядерной энергии в энергию когерентного излучения в неоднородной ядерно-возбуждаемой движущейся газовой плазме оптических усилителей с прямой накачкой осколками деления.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЛАЭЛ С УЧЕТОМ ПЕРЕНОСА СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЯДЕРНО-ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПЛАЗМЫ

Созданная в настоящей работе теоретическая модель учитывает влияние на кинетические процессы в активной среде переноса собственного излучения возбуждаемой осколками деления урана плазмы. Эта модель позволяет описать процесс усиления пучка лазерного излучения в 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 и излучения энергии эксимерами.

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.

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.

4. Уравнения переноса собственного излучения ядерно-возбуждаемой плазмы. Для описания переноса в среде излучения гомоядерных и гетероядерных димеров благородных газов использовано Р1 приближение метода сферических гармоник. Перенос резонансного излучения атомов описывается уравнением Бибермана – Холстейна [7].

5. Параболическое уравнение, описывающее процесс усиления пучка лазерного излучения с произвольным распределением интенсивности в поперечном сечении пучка и с произвольным волновым фронтом.

3. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ГАЗОДИНАМИКИ ТЕЧЕНИЙ В ЛАЭЛ

Для описания аксиально-симметричного движения газа в ЛАЭЛ используем уравнение непрерывности, уравнения Навье – Стокса и уравнение энергетического баланса, которые в цилиндрической системе координат имеют вид [1,2]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \operatorname{div}\left(\rho u \vec{V}\right) = -\frac{\partial \rho_t}{\partial z} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \operatorname{div} \vec{V}\right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z}\right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z}\right), \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \operatorname{div}\left(\rho v \vec{V}\right) = -\frac{\partial p_t}{\partial r} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \operatorname{div} \vec{V}\right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z}\right)\right] + 2 \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial r}\right) + 2\mu \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r}\right), \quad (2)$$

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \vec{V} \operatorname{grad} T = \operatorname{div} \left(\lambda_t \operatorname{grad} T \right) + \frac{dp_t}{dt} + Q - Q_R, \quad (3)$$

где z, r – цилиндрические (осевая и радиальная) координаты; ρ , c_p , T – плотность, удельная теплоемкость при постоянном давлении, температура; u, v – осевая и радиальная составляющие скорости \vec{V} ; p_t – давление газа; μ , λ_t – динамический коэффициент вязкости и коэффициент теплопроводности газа; Q, Q_R – соответственно удельные объемные мощности энерговыделения осколков деления в газе и собственного излучения плазмы с учетом реабсорбции оптического излучения.

Рассмотрим ЛАЭЛ, представляющий собой цилиндрическую трубу радиуса R, заполненную газом. На внутреннюю поверхность трубы нанесен тонкий слой урана. Плотность энерговклада от осколков деления урана определяется соотношением

$$Q(r) = \sum_{i=1}^{n} \int_{0}^{\pi} d\varphi \int_{0}^{z_{m}} dz \int_{R}^{R+\tau} r_{i} dr_{i} \frac{S_{0}}{\pi l^{2}} \left| \frac{\partial T_{i}(l'_{i})}{\partial l'_{i}} \right| \frac{\rho(r)}{\rho_{0}} , \qquad (4)$$

где n – число осколков на акт деления; φ – угол между направлениями от оси ЛАЭЛ на источник осколков деления и на рассматриваемую точку в поперечном сечении; z – расстояние от точки наблюдения вдоль оси ЛАЭЛ, z_m – максимальное значение переменной z, при котором осколки деления могут дости-

гать рассчитываемой точки; r_1 – расстояние от оси ЛАЭЛ до источника осколков деления; τ – толщина слоя урана; S_0 – плотность делений в единице объема; $l = \sqrt{r^2 + r_1^2 - 2rr_1 \cos \varphi + z^2}$ – расстояние от источника осколков деления до точки наблюдения; $T_i(l_i')$ – энергия *i*-го осколка, прошедшего эффективное расстояние l_i' ; $\rho(r)$ – плотность газа; ρ_0 – нормальная плотность газа, для которой задана зависимость $T_i(l_i')$.

Метод решения уравнений газодинамики и уравнений, описывающих пространственно-временное распределение энерговклада и перенос лазерного излучения в активной среде, подробно описан в [3,5-6]. Ввиду ограниченности объема публикации он здесь не приводится.

4. УРАВНЕНИЯ, ОПИСЫВАЮЩИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПУЧКА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛАЭЛ

Распространение пучка лазерного излучения в лазерно-активном элементе может быть описано параболическим уравнением:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial E}{\partial r}\right) - 2ik\frac{\partial E}{\partial z} + k^2\varepsilon_{\delta}E = 0,$$
(5)

где $E(\vec{r})$ – комплексная амплитуда напряженности электрического поля лазерного излучения; $\tilde{\varepsilon}_{\delta} = (\tilde{\varepsilon} - \tilde{\varepsilon}_0)/\tilde{\varepsilon}_0$; $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_R + i \cdot \varepsilon_{\rm Im}$ - комплексная диэлектрическая проницаемость плазмы оптического разряда при давлении P, температуре T и удельной мощности энерговклада P_{beam} ; $\tilde{\varepsilon}_0$ - действительная часть диэлектрической проницаемости холодного газа (T = 300 K) при начальном давлении газа P_0 ; $k = \omega c \sqrt{\varepsilon_0}$ – волновое число; c – скорость света в вакууме; ω – циклическая частота лазерного излучения.

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

$$E_0(r) = A_0 \exp\left(-\left(r/r_0\right)^n - i\pi r^2/(\lambda F)\right),\tag{6}$$

где F – радиус кривизны волнового фронта. Далее, если не оговорено особо, представлены результаты расчетов для n = 12, $r_0 = 0.5$ см и плоского фронта.

5. МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ КИНЕТИКА ЛАЗЕРНО-АКТИВНОЙ СРЕДЫ

При математическом моделировании микроскопической кинетики можно использовать следующие обстоятельства. В типичных условиях ядерной накачки удельная мощность энерговклада в лазерно-активную среду изменяется со временем медленно. Диффузией компонент плазмы можно пренебречь, так как за характерное время жизни большей части основных компонент среды длина диффузии много меньше характерных пространственных масштабов неоднородностей энерговыделения. Это позволяет использовать квазистационарное приближение локальной кинетики, т.е. считать, что концентрации различных компонент плазмы в данной точке определяются мгновенными значениями температуры тяжелых частиц, давлением газа и удельной мощностью энерговклада в локальном приближении. Кинетическая модель локальной кинетики газовой плазмы представляет собой в общем случае систему уравнений, описывающую процессы атомной, молекулярной, ионной, электронной и радиационной кинетики. Для данного круга реакций с участием веществ $X_1, ..., X_n$ для произвольного набора реакций полная система уравнений, описывающая эволюцию во времени концентрации частиц n компонент, имеет вид

$$\frac{d[X_i]}{dt} = \sum_{k} [v_{ik} - \mu_{ik}] \mathbf{R}_k + \mathbf{R}_{Xi}^{\text{FF}} + \mathbf{R}_{Xi}^C + \mathbf{R}_{Xi}^L,$$

 $i = 1, ..., n$
(7)

Здесь $[X_i]$ - концентрация частиц вещества *i* -го сорта, индекс k указывает реакцию; μ_{ik} и v_{ik} – стехиометрические коэффициенты для реакции k, Rk - суммарная скорость локальной k реакции, которая в данной точке определяется только концентрацией частиц и сферически симметричной частью функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ); $\mathbf{R}_{Xi}^{\mathrm{FF}}, \mathbf{R}_{Xi}^{C}, \mathbf{R}_{Xi}^{\mathrm{L}}$ – скорости изменения концентрации i – компоненты под действием осколков деления и собственного непрерывного и линейчатого излучения ядерно-возбуждаемой плазмы, определяемые существенно нелокальными процессами переноса. Разработанные ранее модели, как правило, не учитывали процессы, описываемые членами R_{Xi}^C, R_{Xi}^L .

Для нахождения констант электронной кинетики в определенные моменты времени необходимо решать уравнение Больцмана для $f_0(u,t)$ (сферически симметричной части ФРЭЭ). Уравнение Больцмана можно представить в виде

$$\varepsilon^{1/2} f_0(\varepsilon, t) \frac{dn_e(t)}{dt} = = \frac{d}{d\varepsilon} \left[n_e \sqrt{\frac{2e}{m}} \varepsilon^2 \frac{2m}{M} N Q_m(\varepsilon) \left(f_0(\varepsilon, t) + \frac{kT}{e} \frac{df_0(\varepsilon, t)}{d\varepsilon} \right) \right] + + \frac{d}{d\varepsilon} \left[\frac{2\pi}{3} n_e^2 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{q^2}{e^2} \ln \Lambda \left(P(\varepsilon) \frac{df_0(\varepsilon, t)}{d\varepsilon} + Q(\varepsilon) f_0(\varepsilon, t) \right) \right] + + St \left(f_0(\varepsilon, t) \right),$$
(8)

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

$$P(\varepsilon,t) = 2\int_{0}^{u} f_0(x,t) x^{\frac{3}{2}} dx + 2\varepsilon^{\frac{3}{2}} \int_{\varepsilon}^{\infty} f_0(x,t) dx , \qquad (9)$$

$$Q(\varepsilon,t) = 3\int_{0}^{\varepsilon} x^{\frac{1}{2}} f_0(x,t) dx , \qquad (10)$$

Λ - кулоновский логарифм, равный отношению дебаевского и кулоновского радиусов

$$\Lambda = \frac{l_D}{r_0}, \quad l_D = \left(\frac{k_B T_e}{4\pi \ n_e e^2}\right)^{1/2}, \quad r_0 = \frac{2q^2}{3k_B T_e}.$$
 (11)

Уравнение (8) записано в системе единиц СГСЭ, но при этом энергия электронов выражена в эВ; тогда q = 300e.

Первый член уравнений описывает влияние изменения во времени концентрации электронов на распределение электронов по энергиям, второй - упругие потери, третий – электрон-электронные соударения, $St(f_0(u,t))$ – интеграл неупругих столкновений. В случае возбуждения колебательных и электронных уровней

$$St(f_{0}(\varepsilon,t)) = n_{e}\sqrt{\frac{2e}{m}} \times \sum_{\alpha} [(\varepsilon + \varepsilon_{\alpha}) f_{0}(\varepsilon + \varepsilon_{\alpha}, t) N_{\alpha} Q_{\alpha}(\varepsilon + \varepsilon_{\alpha}) - \varepsilon f_{0}(\varepsilon, t) N_{\alpha} Q_{\alpha}(\varepsilon) + (\varepsilon - \varepsilon_{\alpha}) f_{0}(\varepsilon - \varepsilon_{\alpha}, t) \times N_{\alpha}^{*} Q_{-\alpha}(\varepsilon - \varepsilon_{\alpha}) - \varepsilon f_{0}(\varepsilon, t) N_{\alpha}^{*} Q_{-\alpha}(\varepsilon)],$$
$$Q_{-\alpha}(\varepsilon) = \frac{\varepsilon + \varepsilon_{\alpha}}{c} Q_{\alpha}(\varepsilon + \varepsilon_{\alpha}), \qquad (12)$$

где $Q_{-\alpha}(\varepsilon)$ – сечение обратного процесса; N_{α} , N_{α}^{*} – число частиц в основном и возбужденном состояниях соответственно.

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

$$\int_{0}^{\infty} f_0(\varepsilon, t) \varepsilon^{1/2} d\varepsilon = 1.$$
(13)

В случае ионизации и процессов, связанных с рождением вторичных электронов

$$St(f_{0}(\varepsilon,t)) = n_{e}\sqrt{\frac{2e}{m}} \left\{ \delta(\varepsilon) \sum_{i} N_{i} \int_{0}^{\infty} \varepsilon f_{0}(\varepsilon) Q_{i}(\varepsilon,t) d\varepsilon + \sum_{i} [(\varepsilon + \varepsilon_{i}) f_{0}(\varepsilon + \varepsilon_{i}) N_{i} Q_{i}(\varepsilon + \varepsilon_{i},t) - \varepsilon f_{0}(\varepsilon,t) N_{i} Q_{i}(\varepsilon)] \right\},$$

где $\delta(\varepsilon)$ – функция, учитывающая рождение вторичных электронов.

Для процессов рекомбинации и прилипания

$$St(f_0(\varepsilon,t)) = -\varepsilon f_0(\varepsilon,t) N_\alpha Q_\alpha(\varepsilon).$$
(14)

Интегрируя по энергии уравнение (8) в пределах от 0 до ∞ , можно получить уравнение для эволюции электронной концентрации

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e(\nu_i - \nu_\alpha) - \beta n_e^2, \qquad (15)$$

где v_i, v_{α} - частоты ионизации и прилипания; β - коэффициент рекомбинации.

Уравнение (8) решалось численно. При помощи интегроинтерполяционного метода строилась трехточечная консервативная конечно-разностная схема первого порядка аппроксимации. Полученная система уравнений решается методом прогонки с последующими итерациями из-за нелинейности уравнения до выполнения условия

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

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

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

$$K_{j} = \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2} \int_{0}^{\infty} Q_{j}(\varepsilon) \varepsilon f_{0}(\varepsilon, t) d\varepsilon .$$
(16)

Для математического моделирования локальной кинетики среды весьма удобно использовать комплекс программ EEDF. Этот комплекс программ разработан на базе методологии, изложенной и эффективно использованной в [8]. Он позволяет проводить самосогласованное решение уравнения Больцмана для ФРЭЭ и уравнений кинетики заселения уровней атомов и компонент плазмы.

Обычно кинетические модели включают до нескольких сотен уравнений и решаются численно на ЭВМ. Моделирование каждой новой среды газовой плазмы требует по существу написания и отладки новых подпрограмм объемом в несколько тысяч операторов. Основное достоинство комплекса программ EEDF - автоматическое создание необходимых подпрограмм по написанным в символьном виде реакциям электронной, молекулярной, ионной и излучательной кинетики, что сводит к минимуму затраты времени на программирование и отладку численной модели исследуемой активной среды газовой плазмы.

При использовании метода Гира для заданной системы реакций необходимо написание подпрограммы вычисления правых частей уравнений и якобиана. В комплексе программ EEDF эти подпрограммы синтезируются автоматически в соответствии с исследуемой кинетической моделью.

В типичных условиях основная энергия собственного излучения плотной сильно неравновесной ядерно-возбуждаемой газовой плазмы в ЛАЭЛ ОКУЯН излучается гомоядерными и гетероядерными димерами благородных газов при распаде их на разлетный терм. Такой спектр излучения является непрерывным. Поглощение такого излучения обусловлено главным образом процессами фотоионизации атомов и молекул, а также фотодиссоциацией молекул. Перенос собственного непрерывного излучения плазмы можно описать, используя многогрупповое диффузионное приближение. Уравнение переноса излучения в многогрупповом диффузионном приближении имеет вид

$$\nabla \cdot \left\{ \frac{1}{3k_s} \nabla U_s \right\} = -k_s \left(U_{0s} - U_s \right); \quad s = 1, 2, \dots S$$
(17)

Здесь U_s – групповые плотности лучистой энергии; U_{0s} – групповая спектральная плотность энергии излучения неравновесной ядерно-возбуждаемой плазмы; k_s – групповые спектральные коэффициенты поглощения излучения неравновесной ядерно-возбуждаемой плазмой.

Удельная мощность, теряемая плазмой вследствие собственного излучения, в многогрупповом диффузионном приближении определяется соотношением

$$Q = c \int_{V} k_{v} \left(U_{0v} - U_{v} \right) dv = c \sum_{s=1}^{S} k_{s} \left(U_{0s} - U_{s} \right).$$
(18)

В протяженной (характерный размер ~1см) и плотной ($p \sim 1$ атм) ядерно-возбуждаемой плазме перенос излучения в линиях не изменяет сильно энергетический баланс в плазме. Тем не менее, перенос резонансного излучения атомов (или ионов) в сильно неоднородной среде может значительно изменять концентрацию возбужденных атомов в областях, где удельная мощность энерговклада мала. Используя для описания переноса резонансного излучения уравнение Бибермана – Холстейна, можно представить парциальную скорость изменения концентрации R_{Xi}^L возбужденных атомов из-за радиационного переноса излучения в линии в виде

$$R_{Xi}^{L} = \frac{1}{4\pi} \int_{V} d\vec{r}' \frac{[X_{i}](\vec{r}',t)}{\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|^{2}} \times \int d\omega \varepsilon_{\omega} \left(\vec{r}'\right) k_{\omega} \left(\vec{r}'\right) \exp\left[-\int_{\vec{r}}^{\vec{r}'} k_{\omega} \left(\vec{r}''\right) d\vec{r}''\right], \quad (19)$$

где ε_{ω} – распределение фотонов по частотам; k_{ω} – спектральный коэффициент поглощения излучения. Решение кинетических уравнений с учетом нелокальных членов R_{Xi}^{L} представляет собой очень сложную задачу. Поэтому были предложены различные приближенные методы учета пленения излучения. В частности, в приближении эффективного времени жизни члены, описывающие спонтанный радиационный распад и R_{Xi}^{L} заменяются членом $[X_i]/\tau_H$, где τ_H – время высвечивания слоя [7]. При точном подходе необходимо численно решать уравнение Бибермана – Холстейна совместно с другими уравнениями.

Такой подход, однако, является весьма трудоемким и представляется целесообразным начать исследования с простых и, тем не менее, достаточно обоснованных приближений. Математическое моделирование локальной кинетики наиболее перспективных активных сред для лазеров с ядерной накачкой (гелийаргон-ксеноновой и аргон-ксеноновой) показало, что в типичных при ядерной накачке условиях (удельная мощность энерговклада десятки - сотни Вт/см' и давлении около 1 атм) из-за гашения при столкновениях время жизни возбужденного на верхний лазерный уровень атома ксенона оказывается порядка 100 нс. Поэтому характерная длина диффузии резонансного излучения оказывается существенно меньше масштабов неоднородности активной среды при прямой накачке осколками деления. Следовательно, диффузией резонансного излучения можно пренебречь.

С другой стороны, ультрафиолетовое излучение эксимеров в смесях указанных благородных газов изза фотоионизации атомов смеси должно поглощаться на малых расстояниях, если энергия кванта достаточна для фотоионизации хотя бы атома ксенона, имеющего наименьший потенциал ионизации. Тогда приближенно можно считать, что излучение таких квантов приводит к ионизации атома, причем пробег кванта пренебрежимо мал. Такой процесс можно рассматривать как локальный.

Напротив, если энергия кванта недостаточна для фотоионизации ксенона, то такие кванты должны поглощаться на стенках ЛАЭЛ. Тогда можно считать, что такие кванты излучаются и покидают газовую среду. Далее такие три приближения можно назвать "объёмным высвечиванием эксимеров в выделенных спектральных каналах" (ОВЭВСК) и использовать при математическом моделировании преобразования ядерной энергии в энергию когерентного излучения в газовой активной среде оптических усилителей с прямой накачкой осколками деления с учетом переноса собственного излучения ядерно-возбуждаемой плазмы.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ УСИЛЕНИЯ ПУЧКА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С УЧЕТОМ ПЕРЕНОСА СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЯДЕРНО-ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПЛАЗМЫ

Результаты расчетов по настоящей кинетической модели зависимости коэффициента усиления χ_{gain} лазерного излучения ($\lambda = 1.73$ мкм) в аргонксеноновой среде от полного давления газовой смеси p_t и удельной мощности энерговклада P_{beam} при различных фиксированных температурах приведены на рис.1 и 2. Содержание ксенона в смеси бралось равным 0.5 %.



Рис. 1. Зависимость линейного коэффициента усиления лазерного излучения χ_{gain} от удельной мощности энерговклада P_{beam} и давления p_t аргон-ксеноновой смеси при температуре $T_g = 300$ К



Рис. 2. То же, что и на рис. 1 при фиксированной температуре $T_g = 600 \,\mathrm{K}$

Из представленных результатов следует, что с ростом удельной мощности энерговклада (выше примерно 150 Вт/см³) и с ростом температуры газа линейный коэффициент лазерного излучения резко падает, а при больших удельных мощностях накачки и больших температурах преобладает поглощение лазерного излучения.

В процессе расчетов локальной кинетики среды также рассчитывалась удельная мощность, излучаемая эксимерами. Зависимость отношения удельной мощности, излученной эксимерами, к удельной мощности энерговклада от удельной мощности энерговклада от удельной мощности энерговклада P_{beam} и полного давления p_t аргон-ксеноновой смеси при фиксированной температуре представлена на рис. 3, 4. Доля энергии, излучаемая эксимерами при небольших давлениях (0.5 атм) среды, невелика. Излучение слабо поглощается газовой средой и должно поглощаться стенками. При давлениях газа около 2 атм более 40 % вложенной в газ осколками деления энергии может быть излучено, поэтому локальный энергетический баланс необходимо рассчитывать с учетом этого обстоятельства.



Рис. 3. Зависимость отношения δ удельной мощности, излученной эксимерами, к удельной мощности энерговклада от P_{beam} и p_t аргон-ксеноновой смеси при температуре $T_g = 300 \,\mathrm{K}$



Рис. 4. Зависимость отношения δ удельной мощности, излученной эксимерами, к удельной мощности энерговклада от P_{beam} и p_t аргон-ксеноновой смеси при температуре $T_g = 600 \,\mathrm{K}$

На рис. 5–10 представлены типичные результаты математического моделирования процесса усиления пучка лазерного излучения при прохождении его через ЛАЭЛ с учетом пространственно-временной зависимости энерговклада осколков деления в газовую среду для аргон-ксеноновой смеси (200:1) при начальном давлении 1.8 атм и температуре 300 К.



Рис. 5. Изолинии температуры газа в ЛАЭЛ при t = 100 мкс (с учетом выноса излучения). Здесь и далее числа в изолиниях – температура в °К



Рис. 6. Изолинии температуры газа в ЛАЭЛ при *t* = 100 мкс (без учета выноса излучения эксимеров)



Рис. 7. Изолинии линейного коэффициента усиления лазерного излучения χ_{gain} в момент времени t = 250 мкс. Здесь и далее числа в изолиниях – коэффициент усиления в см⁻¹ в приближении ОВЭВСК



Рис. 8. Изолинии линейного коэффициента усиления лазерного излучения χ_{gain} в момент времени t = 250 мкс. Без учета переноса излучения плазмы



Рис. 9. Зависимость коэффициента усиления мощности пучка лазерного излучения: при учете объемных радиационных потерь – 1, в пренебрежении радиационными потерями – 2



Рис. 10. Распределение интенсивности лазерного излучения при t = 250 мкс, 1 – на входе в ЛАЭЛ,: 2, 3 – на выходе ЛАЭЛ; 4, 5– на расстоянии 5 м от ЛАЭЛ, (при учете радиационных потерь – 2, 4 и в пренебрежении такими потерями – 3, 5)

Радиус ЛАЭЛ полагался равным R = 0.6 см, длина $z_{\text{max}} = 250$ см, толщина однородного уранового слоя, нанесенного на внутреннюю поверхность трубы ЛАЭЛ, полагалась равной 5 мкм.

Движение газа рассматривалось в герметично закрытом ЛАЭЛ. Газ в начальный момент времени считался покоящимся. Имитирующее накачку от двухзонного импульсного реактора БАРС-6 пространственновременное распределение удельной скорости деления в урановом слое вдоль ЛАЭЛ задавалось в виде

$$S(z) = S_0 \frac{t}{\tau_b} \exp\left(-\frac{t}{\tau_b}\right) \times \left[\exp\left[-\frac{\left(z - \frac{z_{\text{max}}}{4}\right)^2}{\left(z_{\text{max}}/4\right)^2}\right] + \exp\left[-\frac{\left(z - 3\frac{z_{\text{max}}}{4}\right)^2}{\left(z_{\text{max}}/4\right)^2}\right]\right], (20)$$

где S_0 и τ_b – заданные константы. Расчеты проводились при $\tau_b = 150$ мкс. Параметр S_0 определяет среднюю удельную мощность энерговклада.

Расчеты проводились как в приближении ОВЭВСК, так и без учета переноса оптического излучения.

Распределение температуры в ЛАЭЛ в фиксированный момент времени 100 мкс представлено на рис. 6-7. Неоднородности энерговыделения в газе приводят к существенным неоднородностям линейного коэффициента усиления лазерного излучения χ_{gain} , изолинии которого представлены на рис. 7-8. Как следует из представленных результатов, поля температуры и коэффициента усиления лазерного излучения χ_{gain} сильно отличаются при учете объемного высвечивания излучения эксимеров и в пренебрежении выносом излучения. Неоднородности показателя преломления (в основном обусловленные неоднородностью температурных полей в газе) и линейного коэффициента усиления лазерного излучения существенно изменяют условия распространения пучка лазерного излучения через ЛАЭЛ.

Временные зависимости средней по объему ЛАЭЛ удельной мощности энерговклада Q_{mid} и коэффициента усиления мощности пучка излучения η , равного

$$\eta = P_{out} / P_{in} , \qquad (21)$$

где P_{in} , P_{out} — соответственно мощности пучка лазерного излучения на входе и выходе при одном проходе через ЛАЭЛ приведены на рис. 9. Несмотря на сильные различия пространственных распределений температуры и линейного коэффициента усиления лазерного излучения при учете выноса излучения и без его учета, коэффициент усиления мощности пучка лазерного излучения η отличается незначительно.

Однако распределение интенсивности излучения пучка лазерного излучения при выходе из ЛАЭЛ различаются значительно при учете выноса излучения и без его учета (см. рис. 10). Влияние рефракции излучения можно определить из результатов расчетов распространения излучения вне ЛАЭЛ усиленного в однопроходовом режиме пучка лазерного излучения (рис. 10). Расчеты распространения излучения вне ЛАЭЛ проводились в приближении Кирхгофа. Как следует из представленных результатов, уже на расстоянии 5 м от ЛАЭЛ, пучок лазерного излучения значительно уширяется, причем угловые распределения пучков лазерного излучения оказываются существенно разными при учете выноса излучения и без его учета.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в ходе проведенных исследований с учетом переноса собственного излучения ядерновозбуждаемой плазмы разработана двумерная аксиально-симметричная теоретическая модель для описания основных физических процессов, определяющих процесс преобразования ядерной энергии в энергию когерентного излучения в неоднородной ядерновозбуждаемой движущейся газовой плазме оптических усилителей с прямой накачкой осколками деления.

В приближении ОВЭВСК проведено математическое моделирование процесса усиления пучка лазерного излучения в ЛАЭЛ квантового усилителя с ядерной накачкой с газовой аргон-ксеноновой активной средой. Для этого был создан комплекс программ, позволяющий проводить самосогласованное решение уравнения Больцмана для ФРЭЭ и уравнений локальной кинетики компонент плазмы.

Установлено, что в типичных для ядерной накачки условиях в газовой аргон-ксеноновой среде доля энергии (от вложенной в газ осколками деления), излучаемой эксимерами и покидающая активную среду может превышать 40%.

В ходе математического моделирования показано, что в плотных инертных газах учет объемного высвечивания излучения УФ-квантов сильно изменяет в ЛАЭЛ пространственно-временные распределения температуры, а также линейные коэффициенты усиления лазерного излучения. При этом коэффициенты усиления мощности пучка лазерного излучения могут отличаться незначительно, а распределение интенсивности излучения усиленного пучка лазерного излучения при выходе из ЛАЭЛ различается значительно при учете и в пренебрежении выносом излучения. Также сильно могут различаться угловые распределения пучков лазерного излучения.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гулевич А.В., Дьяченко П.П., Зродников А.В., Кононов В. Н., Прохоров Ю.А., Пупко В.Я. Энергетический макет лазерной системы с накачкой от импульсного реактора // Атомная энергия. 1996. Вып. 80. С. 361-365.
- Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой // Труды конференции. Обнинск. 1992. Т.1. 396 с.
- 3. Алексеева И.В., Будник А.П., Сипачев А.В. Математическое моделирование усиления негауссовых лазерных пучков в оптических квантовых усилителях с ядерной накачкой с аргон-ксеноновой и гелий-аргон-ксеноновой активной средой, возбуждаемой осколками деления // Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы: Материалы III Международной конференции. Снежинск. РФЯЦ ВНИИТФ. 2003. С. 273-282.
- 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 // Сборник докладов Международной конференции «VIII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии». Саров, 21-24 марта 2006. ИПК ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ". С. 331-338
- 5. Алексеева И.В., Будник А.П., Исакова В.Н., Остапенко Ю.Б., Свиньин И.Р., Сипачев А.В. Теория преобразова-

ния 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 преобразования энергии осколков деления в энергию когерентного излучения в неоднородной аргон-ксеноновой ядерно-возбуждаемой движущейся газовой плазме оптических усилителей с ядерной накачкой // Препринт № 3019. Обнинск: ФЭИ. 2004, 28 с.
- Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
- Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. Функция распределения электронов по энергии в распадающейся плазме азота. // Физика плазмы. 1992. Т.18. Вып. 7. С. 888–900.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

ЛАЭЛ — лазерно-активный элемент;

ОКУЯН — оптический квантовый усилитель с ядерной накачкой; ОВЭВСК — объёмное высвечивание эксимеров в выделенных спектральных каналах;

 P_{beam} — удельная мощность энерговклада осколков деления в газовую среду, BT/cm^3 ;

 p_t — давление газа в ЛАЭЛ, атм;

 χ_{gain} — коэффициент усиления лазерного излучения, см⁻¹;

 $[X_i]$ - концентрация частиц вещества *i* -го сорта,

- *T* температура газа, К;
- z, r цилиндрические (осевая и радиальная) координаты, см,

 ρ – плотность газа;

*с*_{*n*} – удельная теплоемкость при постоянном давлении,

u, v – осевая и радиальная проекции скорости \vec{V} ;

μ – динамический коэффициент вязкости;

 λ_t – коэффициент теплопроводности газа;

 $E(\vec{r})$ — комплексная амплитуда напряженности электрического поля лазерного излучения,

 $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_R + i \cdot \varepsilon_{\text{Im}}$ — комплексная диэлектрическая проницаемость плазмы при давлении P, температуре T и удельной мощности энерговклада P_{beam} ;

 $\tilde{\varepsilon}_0$ — действительная часть диэлектрической проницаемости хо-

лодного газа (T = 300 K) при начальном давлении газа P_0 ;

k — волновое число;

с — скорость света в вакууме;

w — циклическая частота лазерного излучения.

Q, *Q*_{*R*} — соответственно удельные объемные мощности энерговыделения осколков деления в газе и собственного излучения плазмы с учетом реабсорбции оптического излучения;

 ε — энергия электрона, эВ; *m* — масса электрона, г;

*k*_{*B*} — постоянная Больцмана;

 T_{ρ} — электронная температура, эВ;

δ — отношения удельной мощности, излученной эксимерами, к удельной мощности энерговклада;

t — время, мкс.