

Результаты численного моделирования газоразрядного He – Ar – N₂-лазера УФ диапазона

А.В.Карелин, Р.В.Широков

Построена подробная нестационарная кинетическая модель газоразрядного He – Ar – N₂-лазера на переходах второй положительной системы азота C(³Π_u) – B(³Π_g). Проведена оптимизация основных параметров лазера для трех лазерных линий УФ диапазона (λ = 358, 381 и 406 нм).

Ключевые слова: плазмохимическая кинетика, численное моделирование, азотный газоразрядный лазер, спиральный катод, энергосъем.

1. Введение

В некоторых областях, в частности в биофизике, могут быть полезны компактные, простые, долговечные и не очень мощные лазеры ближнего УФ диапазона (350–380 нм), например лазер на переходах второй положительной системы азота C(³Π_u) – B(³Π_g) в смеси с гелием и аргоном. Наиболее мощная генерация на этих переходах была получена в работах [1–4]. Однако громоздкость и недолговечность лазеров с рентгеновской предыонизацией на смесях, содержащих агрессивные компоненты NF₃ и SF₆, делают их неперспективными для интересующих нас применений. В обычных условиях гексафторид серы (элегаз) считается нейтральным газом и используется в электротехнической промышленности в качестве изолятора. Однако в условиях электрического разряда в смесях с инертными газами в результате цепочки плазмохимических реакций (ион-ионная рекомбинация, гарпунные реакции, радиационный распад промежуточных оксиплексных молекул) происходит наработка атомарного фтора, который является весьма агрессивным и приводит к разъеданию поверхностей катода и оптики.

Особенностью азотного лазера является заселение верхних рабочих состояний N₂(C, v = 0) в процессе прямой передачи возбуждения с метастабильных уровней аргона Ar*(3p⁵4s) (подробное обсуждение кинетики основных процессов в этом лазере см. в [5]). Поэтому для эффективной передачи энергии на верхний рабочий уровень требуется достаточно мощная накачка соответствующих уровней аргона. В условиях разряда более эффективно накачка метастабильных уровней аргона идет в смеси с гелием, поскольку его рабочее давление может быть значительно выше, чем у тяжелых инертных газов. В связи с этим нами исследовалась смесь He – Ar – N₂ в условиях ее возбуждения разрядом со спиральным полым катодом, который

характеризуется жесткой составляющей функции распределения электронов по энергии, т. е. относится к типу жесткого ионизатора [6]. Однако, поскольку цель настоящей работы – теоретическое исследование предельных возможностей данной активной среды, нами были рассмотрены различные комбинации давлений, в том числе за пределами допустимых для данной конкретной установки, при одной и той же предельной частоте ионизации. Это дает возможность оценить перспективы использования других типов жесткого ионизатора (например, открытого разряда [7]) в дальнейшем.

2. Кинетическая модель He – Ar – N₂-лазера

Создана подробная нестационарная кинетическая модель He – Ar – N₂-лазера. В модели учитывались следующие компоненты активной среды (рис. 1): молекула азота N₂; атомы гелия He, аргона Ar и азота N; возбужденные состояния гелия He*(¹S), He₂⁺, аргона Ar*(4s), Ar₂⁺ и азота N*(²D), N₂⁺(A), N₂⁺(B, v = 0), N₂⁺(B, v = 1), N₂⁺(B, v = 2), N₂⁺(B, v = 3), N₂⁺(B, v = 4), N₂⁺(C, v = 0); ионы гелия He⁺, He₂⁺, He₃⁺, аргона Ar⁺, Ar₂⁺, Ar₃⁺ и азота N⁺, N₂⁺, N₂⁺⁺(B²Σ_u⁺), N₃⁺, N₄⁺, а также гетероядерный ион HeAr⁺. Кроме того, в модели рассматривалось формирование

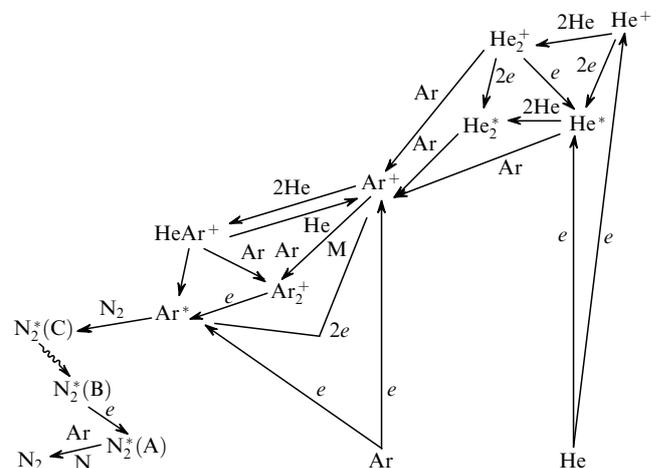
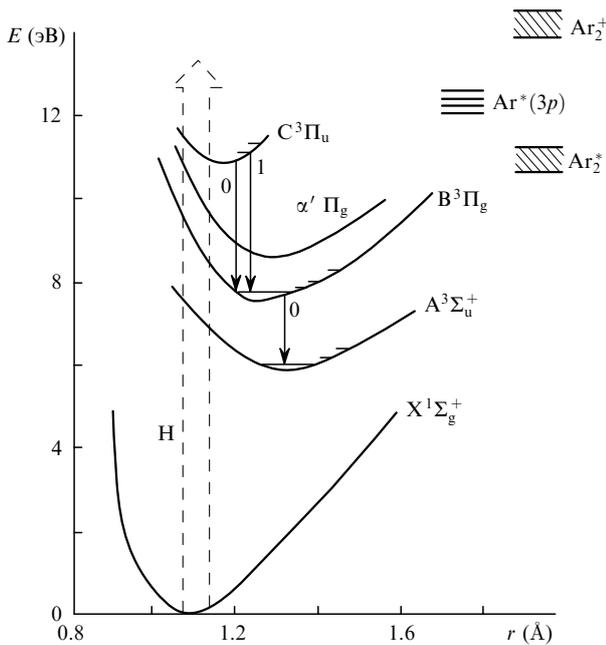


Рис. 1. Схема плазмохимических реакций в смеси He – Ar – N₂.

А.В.Карелин, Р.В.Широков. Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В.Пушкова РАН, Россия, Московская обл., 142190 Троицк; e-mail: avkarelin@mail.ru, srv9@bk.ru

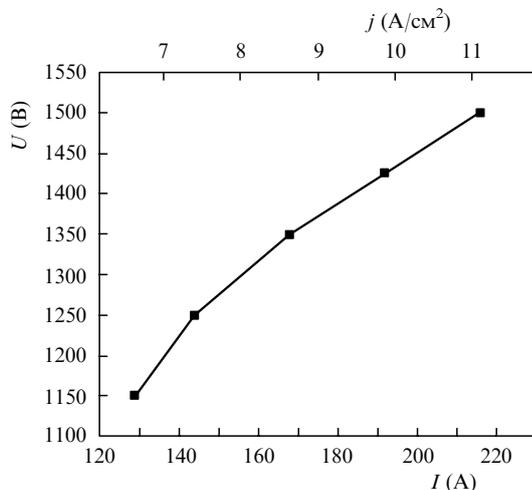
Поступила в редакцию 21 октября 2008 г., после доработки – 24 февраля 2009 г.

Рис.2. Схема термов, иллюстрирующая работу Ar–N₂-лазера.

лазерного излучения с длинами волн 337.1, 358, 381 и 406 нм (соответственно переходы $C(v=0) \rightarrow B(v=0, 1, 2 \text{ и } 3)$ в молекуле азота). Схема термов молекулы азота представлена на рис.2.

Параметры источника накачки для определенности задавались согласно экспериментальным данным [6]. В стеклянную разрядную трубку диаметром 25 мм и длиной 30 см помещен ленточный полый катод диаметром $d = 5$ мм с шириной ленты 1 см. Одиноким импульсом разряда колоколообразной формы имеет следующие характеристики: напряжение горения $U = 1 - 1.5$ кВ, плотность тока $j \leq 13$ А/см², длительность импульса 3 мкс; частота следования импульсов f может достигать 28 Гц. Длина резонатора $L = 100 - 120$ см, коэффициенты отражения зеркал близки к 100%.

Устойчивое горение разряда обеспечивается тогда, когда электроны между ионизационными столкновениями набирают от электрического поля энергию, затра-

Рис.3. Вольт-амперная характеристика разряда со спиральным полым катодом в смеси N₂ (0.37 Тор)–Ar (2.1 Тор)–He (43 Тор); длительность импульса 3 мкс, $f = 28$ Гц.

ченную на ионизацию, т. е. выполняется соотношение

$$U/[d(\sigma_1^{He}[He] + \sigma_1^{Ar}[Ar] + \sigma_1^{N_2}[N_2])] > E_{par}, \quad (1)$$

где $E_{par} \approx 46$ эВ – энергия образования пары электрон-ион; $[N_i]$ – концентрации гелия, аргона и азота; σ_i – сечения ионизации газов.

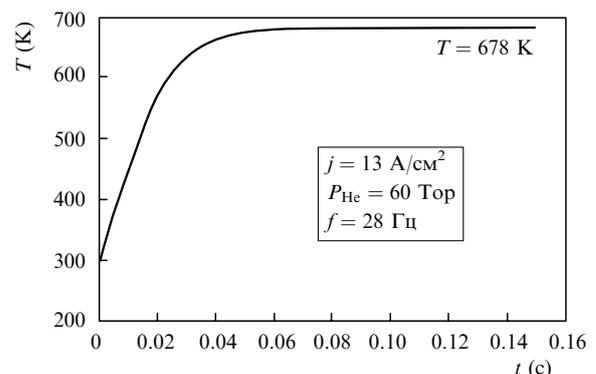
Для рассматриваемой конкретной установки с достигнутыми в настоящее время параметрами относительно устойчивое горение разряда возможно для смеси He–Ar–N₂ при условии, что давление гелия не больше 100 Тор, а суммарное давление аргона и азота не превышает 14 Тор. С учетом разогрева газа при горении разряда и его вытеснения из разрядной области исходное рабочее давление может быть даже выше.

Примерная вольт-амперная характеристика устойчивого разряда для данной конкретной установки приведена на рис.3 [6].

3. Результаты численного моделирования

Для конкретных расчетов задавалась указанная выше геометрия активной среды. Моделирование показало, что с ростом j мощностные характеристики лазера растут, поэтому расчеты проводились при максимальном $j = 13$ А/см² и $U = 1.5$ кВ. В этих условиях максимальная частота ионизации гелия $\nu_1^{He} = 720$ с⁻¹. В дальнейшем во всех случаях расчеты проводились именно для этой частоты ионизации в максимуме импульса накачки. Длина резонатора L полагалась равной 1 м, а коэффициент отражения выходного зеркала $r = 99.9\%$ или 97% (второе зеркало считалось глухим). Поскольку в эксперименте генерация до сих пор не получена, была осуществлена полная оптимизация лазера.

Предварительные расчеты нагрева активной среды в разрядной области были проведены в импульсно-периодическом режиме работы (рис.4). Выявлено, что при температурах активной среды, превышающих 600 К, и при выходе нагретого газа из разрядного объема через щели в спиральном катоде генерация срывается вследствие уменьшения концентраций частиц активной среды, соответствующего уменьшения энерговклада и изменения оптимальных условий работы лазера. В типичных условиях работы экспериментальной установки это происходит после пяти и менее разрядных импульсов. Следовательно, для обеспечения устойчивой работы лазера необходимо, чтобы разрядный объем по возможности совпадал с

Рис.4. Температура активной среды He–Ar–N₂-лазера в разрядной области в процессе горения разряда.

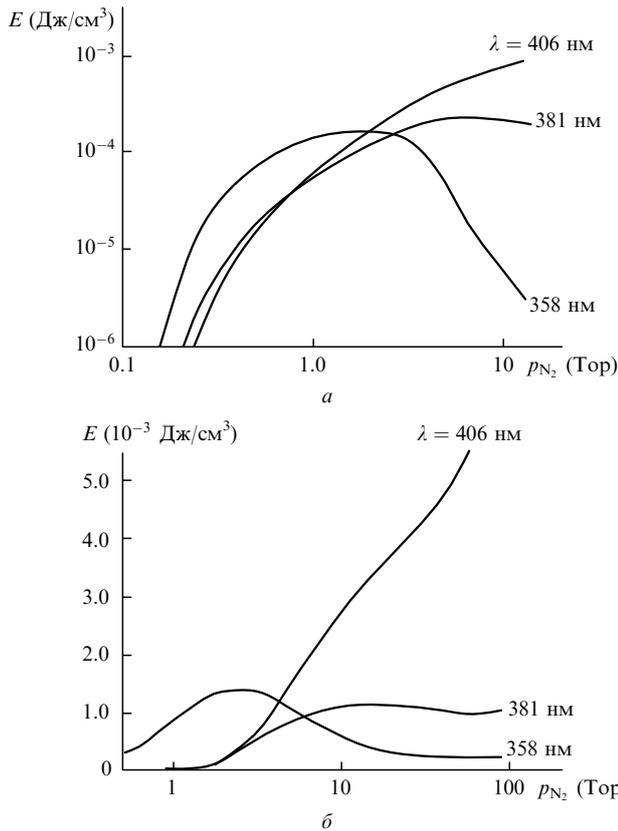
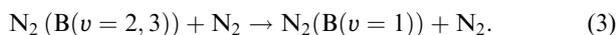
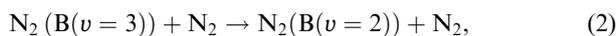


Рис.5. Зависимости удельной энергии лазерного излучения E на трех длинах волн от давления азота при $p_{\text{He}} = 43$ Тор, $p_{\text{Ar}} = 2.1$ Тор и $r = 99.9\%$ (а) и при $p_{\text{He}} = 100$ Тор, $p_{\text{Ar}} = 30$ Тор и $r = 97\%$ (б); здесь и на рис.6,7,9 $\nu_1^{\text{He}} = 720 \text{ с}^{-1}$.

объемом стеклянной трубки, т. е. диаметр спирального катода должен быть примерно равен ее диаметру. Далее будем предполагать, что работа рассматриваемого лазера идет в импульсно-периодическом режиме со средней температурой 600 К.

Главным при моделировании лазера является определение оптимального соотношения компонентов активной среды. В некоторых экспериментах, в частности, исследовалось влияние добавок инертных газов в смесь Ar–N₂ [1, 2]. Поэтому в первую очередь были проведены расчеты по оптимизации состава смеси He–Ar–N₂. На рис.5 представлены зависимости удельной энергии лазерного излучения на трех длинах волн от давления азота. Видна конкуренция между линиями 358 и 406 нм. Максимумы на зависимостях выходной энергии на длинах волн 358 и 381 нм обусловлены столкновительным девозбуждением нижних рабочих уровней переходов с длинами волн 406 и 381 нм с заселением нижнего рабочего уровня перехода с длиной волны 358 нм:



Оптимальное давление азота следует выбирать исходя из требуемой длины волны излучения. Следует отметить, что результаты расчета на рис.5,а представлены для уже достигнутых на данной установке параметров разряда ($U = 1.5$ кВ и $j = 13$ А/см²), а на рис.5,б – для принципиально возможных для нее параметров, удовлетворяющих условию (1) и обеспечивающих ту же частоту ио-

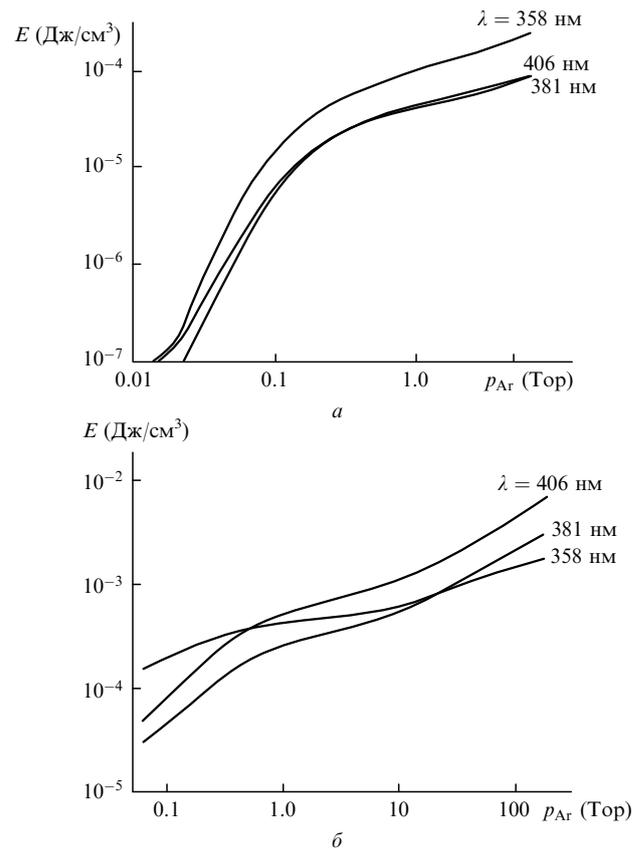


Рис.6. Зависимости удельной энергии лазерного излучения E на трех длинах волн от давления аргона при $p_{\text{He}} = 43$ Тор, $p_{\text{Ar}} = 1$ Тор и $r = 99.9\%$ (а) и при $p_{\text{He}} = 100$ Тор, $p_{\text{N}_2} = 6.2$ Тор и $r = 97\%$ (б).

низации ($U = 2.3$ кВ и $j = 18$ А/см²). При изменении параметров активной среды необходимые параметры разряда могут меняться, поэтому мы пользовались в численных расчетах параметром частоты ионизации. Требуемые параметры разряда в некоторых случаях можно было при необходимости вычислять отдельно. Это касается также результатов, приведенных ниже. Заметим, что основным каналом накачки верхнего рабочего уровня во всем расчетном диапазоне парциальных давлений компонентов является передача возбуждения от метастабилей аргона.

На рис.6 и 7 представлены зависимости удельной энергии лазерного излучения на рассматриваемых переходах от парциальных давлений аргона и гелия. Видно,

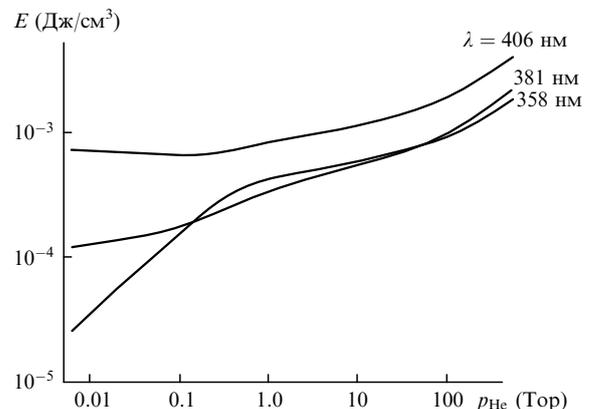


Рис.7. Зависимости удельной энергии лазерного излучения E от давления гелия при $p_{\text{Ar}} = 30$ Тор, $p_{\text{N}_2} = 6.2$ Тор и $r = 97\%$.

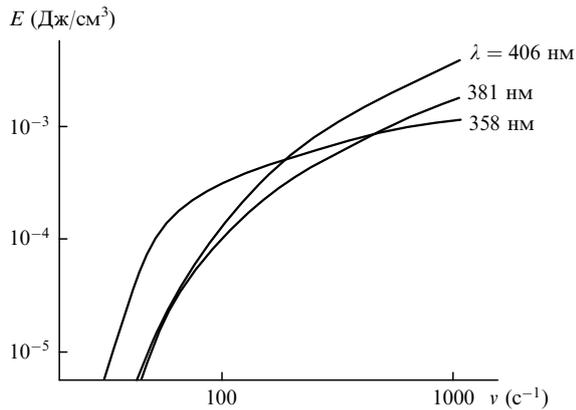


Рис.8. Зависимости удельной энергии лазерного излучения E от частоты ν ионизации при $p_{\text{He}} = 100$ Тор, $p_{\text{Ar}} = 30$ Тор, $p_{\text{N}_2} = 6.2$ Тор и $r = 97\%$.

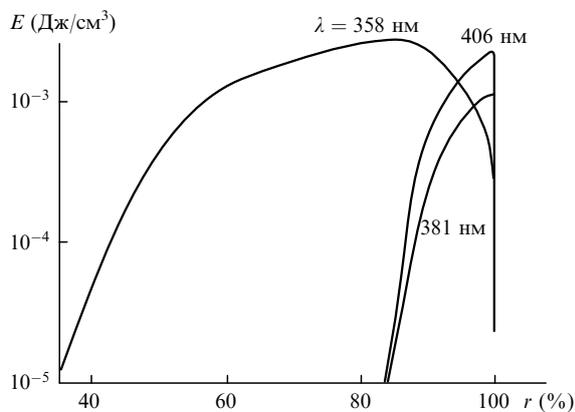


Рис.9. Зависимости удельной энергии лазерного излучения E от коэффициента отражения r выходного зеркала резонатора при $p_{\text{He}} = 100$ Тор, $p_{\text{Ar}} = 30$ Тор и $p_{\text{N}_2} = 6.2$ Тор.

что в рассматриваемом диапазоне давлений выходная энергия лазерного излучения растет с увеличением давления. Это обусловлено двумя причинами: 1) ростом энерговыклада в активную среду с ростом давления и, соответственно, ростом мощности накачки верхнего рабочего уровня; 2) преобладанием столкновительного тушения нижних рабочих уровней молекулярным азотом над стол-

кновительным тушением их атомами гелия и аргона. Рабочее давление лазера определяется исключительно предельными возможностями организации объемного разряда в полости катода.

На рис.8 приведены зависимости удельного энерговыклада лазерного излучения от частоты ионизации. Как уже указывалось выше, с ростом мощности накачки энерговыкладом лазера увеличивается.

Оптимальные коэффициенты отражения r выходного зеркала составляют 83% для $\lambda = 358$ нм и 99% для $\lambda = 381$ и 406 нм (рис.9).

4. Выводы

В результате численного моделирования азотного лазера установлена необходимость размещения спирального катода в стеклянной трубке как можно ближе к ее стенкам. Это позволит значительно уменьшить вытеснение рабочего газа из разрядного объема полового катода.

Расчеты показали возможность получения генерации на трех переходах азота: $C(v=0) \rightarrow B(v=1)$ ($\lambda = 358$ нм), $C(v=0) \rightarrow B(v=2)$ ($\lambda = 381$ нм) и $C(v=0) \rightarrow B(v=3)$ ($\lambda = 406$ нм). На переходе $C(v=0) \rightarrow B(v=0)$ ($\lambda = 337.1$ нм) генерация, как и в эксперименте [1], не возникает. Расчетная удельная энергия излучения за импульс на переходе $C \rightarrow B(v=1)$ составляет 2 мДж/см³, на переходе $C \rightarrow B(v=2)$ – 1.63 мДж/см³ и на переходе $C \rightarrow B(v=3)$ – 5.7 мДж/см³. Максимальная расчетная мощность излучения на $\lambda = 357.7$ нм равна 0.2 Вт.

1. Mau-Song Chou, Zawadzka G.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 77 (1981).
2. Ломаев М.И., Тарасенко В.Ф., Верховский В.С. *Электронная техника. Сер. Лазерная техника*, **1** (57), 58 (1991).
3. Держиев В.И., Лосев В.Ф., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. *Оптика и спектроскопия*, **60** (4), 811 (1986).
4. Коновалов И.Н., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф., Тельминов Е.А. *Квантовая электроника*, **37**, 623 (2007).
5. Тарасенко В.Ф. В кн. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Газовые и плазменные лазеры* Под ред. С.И.Яковленко (М.: Физматлит, 2005, сер. Б, т. XI-4, с. 721).
6. Stefanova M.S., Pramatarov P.M., Adamowicz T.M., Kaminski W. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **33**, 3173 (2000).
7. Карелин А.В., Сорокин А.Р. *Физика плазмы*, **31**, 567 (2005).