

В.А. Сердюк, В.П. Стародуб

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ НА СМЕСИ КРИПТОНА И ГАЛОГЕНАГЕНТА

Проведено теоретическое исследование и оптимизация параметров плазменной струи на смеси криптона и F_2 по составу, плотности и температуре с целью получения максимального выхода эксимерных молекул KrF_0^* . Установлено, что вблизи критического сечения сопла основной вклад в образование эксимеров вносит ион-ионная рекомбинация. Для любых начальных плотностей смешивающихся потоков существует оптимальная температура торможения, при которой достигается максимальный выход эксимеров. Показано, что для получения $N_{KrF^*} \geq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ необходимо иметь начальные параметры $Kr + F_2$ плазмы $N_{Kr} > 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T_0 \geq 1,5 \cdot 10^4 \text{ К}$, $N_{F_2} > 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

В последние годы появилось много как расчетных, так экспериментальных работ [1–4], в которых рассматривается возможность получения генерации в потоке рекомбинирующей плазмы. Первые данные о реализации идеи плазмодинамического лазера (ПДЛ) были опубликованы в [5–8]. Не менее интересным и перспективным, но слабо исследованным направлением является реализация эксимерных ПДЛ на галогенидах инертных газов. До настоящего времени в литературе имелись данные только об исследовании эффективности образования эксимеров в плазменных струях [9–12].

В данной публикации представлена теоретическая модель создания активной среды эксимерного KrF^* ПДЛ, которая включает в себя описание течения плазмы криптона по сверхзвуковому соплу, ее охлаждение вследствие расширения и смешивание с фтором на определенном расстоянии от критического сечения сопла. Модель обеспечивает знание основных параметров плазмы криптона на входе в область смешивания: концентрацию и температуру компонент плазмы и скорость струи. Кроме того, она отображает кинетику процессов, которые происходят в области смешивания и приводят к образованию эксимерных молекул KrF^* .

Рассматривалось одномерное течение плазмы криптона по сверхзвуковому соплу. Многокомпонентная плазма состоит из электронов, нейтральных атомов, ионов разной кратности в основном и возбужденных состояниях. Все частицы имеют максвелловское распределение по скоростям. Влияние вязкости, теплопроводности и диффузии не учитывалось. Внешние электрические и магнитные поля отсутствовали.

Вследствие разной зависимости скоростей ионизации и рекомбинации от температуры все течение можно разбить на участки:

- а) равновесный (скорость ионизации равняется скорости рекомбинации);
- б) кинетический (скорость ионизации намного меньше скорости рекомбинации);
- в) замороженный (обе скорости стремятся к нулю).

Границы участков определялись соотношением между характерными газодинамическим τ_h и рекомбинационным τ_p временами. В качестве газодинамического времени бралось время пролета плазмой со скоростью V расстояния, равного размеру критического сечения сопла H : $\tau_h = H/V$. Характерное время рекомбинации $\tau_p = 1/\beta N_e^2$, где N_e – концентрация электронов, β – коэффициент рекомбинации многозарядного иона, для вычисления которого использовалось выражение, полученное в диффузионном приближении [3].

Расчеты показали, что область перехода от равновесного потока к замороженному является очень узкой в широком диапазоне параметров торможения плазмы. Это послужило основанием использовать модель «мгновенного замораживания» [13], по которой течение плазмы разбивается на два участка – равновесный и замороженный. Переход совершается в «точках замораживания», а их положение находится из равенства

$$\tau_h = \tau_p. \tag{1}$$

Решение этого уравнения дает температуру T_f , при которой замораживается степень ионизации. Для заданного сопла, рабочего газа и параметров торможения плазмы T_f постоянна и определяет границу равновесного и замороженного участков течения плазмы.

Результаты численного решения уравнения (1) для плазмы криптона представлены на рис. 1, который показывает изменение приведенной температуры замораживания ($Q_f = T_f/T_0$) потока плазмы в зависимости от параметров торможения: температуры T_0 и концентрации тяжелых частиц N_{g0} . При низких T_0 поток на всем протяжении сопла можно считать замороженным, т.е. замораживание происходит сразу после начала движения плазмы. При $T_0 \geq 8000$ К точка замораживания смещается вниз по соплу и в потоке появляется равновесный участок течения. Его длина возрастает с увеличением начальной температуры и концентрации плазмы.

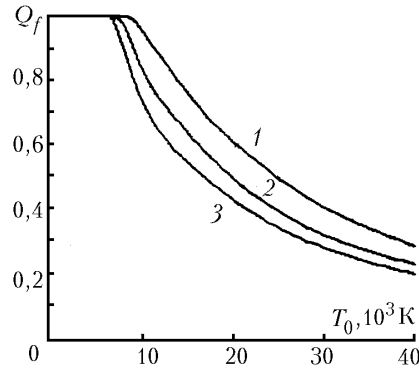


Рис. 1. Зависимость приведенной температуры замораживания потока плазмы криптона от параметров торможения для сопла с высотой критического сечения $H = 0,25$ см; 1 – $N_{Kr} = 10^{18}$ см $^{-3}$, 2 – $N_{Kr} = 10^{19}$ см $^{-3}$, 3 – $N_{Kr} = 10^{20}$ см $^{-3}$

Уравнения плазмодинамики на каждом из участков течения решались независимо, а в точке замораживания «сшивались». На равновесном участке течения газодинамика и ионный состав плазмы описывались системой уравнений, аналогичной [4], и дополнялись уравнением Саха:

$$\rho VA = \rho_* V_* = \text{const}, \quad \rho VA = -dP;$$

$$h + V^2/2 = h_0; \quad P = kT(N_g + N_e);$$

$$h = \frac{5}{2} \frac{kT}{m} \left[1 + \frac{N_e}{N_g} \right] + \frac{1}{m} \sum_{z=1}^M \frac{N_z}{N_g} I_z; \quad (2)$$

$$\rho = m N_g + m_e N_e;$$

$$N_g = \sum_{z=0}^M N_z, \quad N_e = \sum_{z=1}^M N_z;$$

$$N_z = \frac{N_{z-1}}{N_e} \frac{2q_z}{q_{z-1}} \left[\frac{m_e kT}{2p h} \right]^{3/2} \exp \left[-\frac{I_z}{kT} \right],$$

где $A = S/S_*$ – относительное сечение сопла; P – давление; m_e, m – массы электрона и атома криптона соответственно; q – статистический вес основного состояния иона кратности Z ; h – энтальпия; I_z – потенциал ионизации; N_z – концентрация ионов кратности Z ; ρ_* и V_* – плотность и скорость потока в критическом сечении сопла.

На замороженном участке течения состав плазмы постоянный, и параметры в сопле определялись по известным газодинамическим функциям для изоэнтропического течения [4]:

$$\rho VA = \rho_* V_* = \text{const}; \quad \rho = \rho_f [T/T_f]^{3/2};$$

$$h + V^2/2 = h_0; \quad P = kT N_g + kT_e N_e;$$

$$h = \frac{5}{2} \frac{k}{m} \left[T + T_e \frac{N_e}{N_g} \right] + \frac{1}{m} \sum_{z=1}^M \frac{N_z}{N_g} I_z; \quad (3)$$

$$N_g = N_{gf} \rho / \rho_f, \quad N_e = N_{ef} \rho / \rho_f, \quad N_z = N_{zf} \rho / \rho_f;$$

$$T_e = T + \Delta T(T_e, N_e),$$

где ΔT_e определяется балансом между потерями энергии электронов при упругих соударениях и рекомбинационным нагревом и связана с параметрами плазмы уравнением [4]

$$\Delta T_e = 0,57 \cdot 10^{-6} (\mu \bar{Z} / \Lambda) (E^* N_e / T_e^3); \quad (4)$$

E^* – эффективная энергия рекомбинации [4]; μ – молекулярный вес; Λ – кулоновский логарифм;

$$\bar{Z} = \frac{1}{N_e} \sum_{z=1}^M Z^2 N_z \quad (5)$$

– средняя кратность ионизации. Индекс f относится к параметрам в точке замораживания.

По данной модели нами выполнены расчеты параметров потока плазмы Кг в плоском сверхзвуковом клиновидном сопле для разных равновесных условий в предсопловой камере и различной геометрии сопла. Распределения концентрации и температуры электронов, а также плотности и температуры тяжелой компоненты вдоль сопла при постоянной начальной плотности и различных начальных температурах представлены на рис. 2 и 3.

Прежде всего обратим внимание на слабую зависимость плотности плазмы вдоль сопла от начальных условий. Профиль плотности для всех вариантов расчетов практически одинаковый (см. рис. 2). С увеличением начальной температуры T_0 способность сопла к «замораживанию» уменьшается. N_e/N_{e0} резко падает. При низких начальных температурах ($T_0 \leq 5000$ К) Q_f близко к единице, отношение N_e/N_{e0} близко к профилю плотности плазмы ρ/ρ_0 вдоль сопла. Вследствие малой степени ионизации ($\alpha \cong 10^{-5}$) влияние рекомбинации на температуру незначительно, и мы наблюдаем совпадение Q и Q_e на начальном участке сопла (см. рис. 3, кривые 1, 1'). Небольшое расхождение температур Q и Q_e при дальнейшем расширении в сопле связано с увеличением скорости рекомбинации при охлаждении и уменьшением упругого энергообмена.

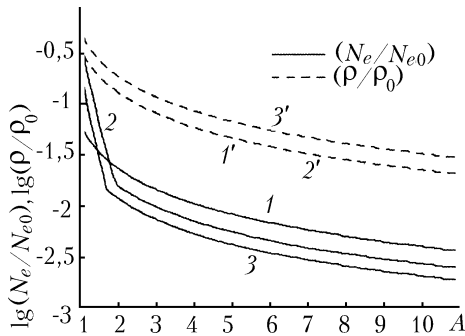


Рис. 2. Распределение плотности плазмы криптона и концентрации электронов вдоль сопла с высотой критического сечения сопла $H = 0,25$ см при $N_{Kr} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$; 1, 1' – $T_0 = 5000^\circ\text{K}$, 2, 2' – $T_0 = 10000^\circ\text{K}$, 3, 3' – $T_0 = 21000^\circ\text{K}$

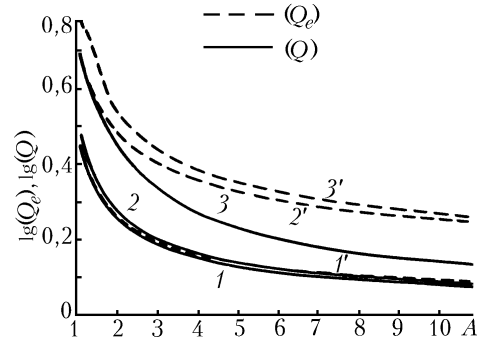


Рис. 3. Распределение температуры электронов и тяжелой компоненты плазмы криптона вдоль сопла с высотой критического сечения $H = 0,25$ см при $N_{Kr} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$; 1, 1' – $T_0 = 5000^\circ\text{K}$, 2, 2' – $T_0 = 10000^\circ\text{K}$, 3, 3' – $T_0 = 21000^\circ\text{K}$

Увеличение температуры торможения до 10000 К приводит к увеличению неизотермичности плазмы за счет рекомбинационного нагрева (см. рис. 3, кривые 2, 2'), хотя профили температур тяжелой компоненты в вариантах 1, 1' и 2, 2' близки между собой.

Дальнейшее увеличение начальной температуры (см. рис. 3, кривые 3, 3') приводит к уменьшению температурной неравновесности и к ухудшению способности сопла к охлаждению (сравним 2, 2' и 3, 3').

Процессы, происходящие в зоне смешивания, описывались системой скоростных уравнений вида

$$dN_m/dt = \sum_{m' \neq m} N_m k_{mm'} N_{m'}, \quad (6)$$

где $N_m, N_{m'}$ – концентрации взаимодействующих компонент смеси, которая состоит из $Kr, Kr^*, Kr^+, KrF^*(B), KrF_0^*(B), KrF(X), F_2, F^-, e, h\nu$. В расчетах учитывалось, что в результате реакции ион-ионной рекомбинации и гарпунной реакции, а также при передаче энергии от различных компонент происходит заселение верхних колебательных уровней молекулы $KrF^*(B)$ ($v = 4 \div \infty$). Группа нижних колебательных уровней ($v = 0 \div 3$) молекулы $KrF_0^*(B)$, на переходах из которых происходит генерация, заселяется в результате колебательной релаксации с учетом тушащих столкновений. Радиационный распад $KrF^*(B), KrF_0^*(B)$ происходит в результате как спонтанных, так и индуцированных переходов в $KrF(X)$ состояние с последующим распадом молекулы на атомы. Учитывалось также поглощение излученных квантов как молекулой $KrF(X)$, так и другими компонентами смеси.

Результаты расчетов заселенностей $KrF_0^*(B)$ в зависимости от температуры торможения плазменного потока Kr и концентрации галогена (F_2) в месте смешивания двух потоков представлены на рис. 4. Цифры на топограмме соответствуют величине $\lg(KrF_0^*, \text{см}^{-3})$. Концентрация Kr в предсопловой камере при этом составляла $N_{Kr} = 10^{19} \text{см}^{-3}$. Смешивание проводилось на расстоянии 3 мм от критического сечения плоского клиновидного сопла с углом полурааскрыва 7° .

Как видно из рис. 4, с ростом температуры торможения выход эксимерных молекул вначале увеличивается, достигает максимума, а затем падает. Рост концентрации эксимеров с увеличением T_0 в первую очередь связан с увеличением концентрации ионов Kr^+ и электронов. Уменьшение эффективности образования $KrF_0^*(B)$ после достижения максимума обусловлено тушащими процессами, в первую очередь электронами.

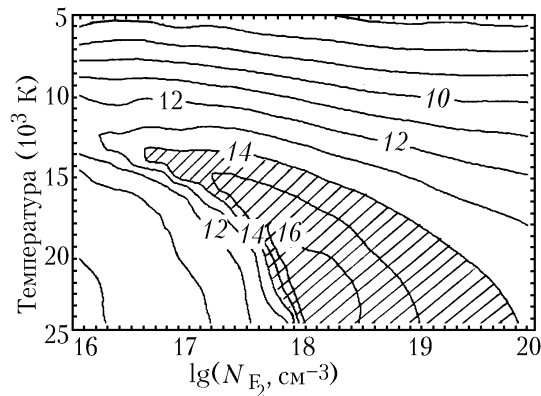


Рис. 4. Зависимость выхода эксимерных молекул KrF_0^* от температуры торможения криптона и концентрации F_2 в области смешивания

Оптимальное отношение концентрации ионов Kr^+ (N_e) и галогена (F_2) близко к единице. В диапазоне температур до значений, при которых достигается максимальный выход $KrF_0^*(B)$, электроны не вносят ощутимого вклада в гашение эксимерной молекулы, т.к. их концентрация незначительна вследствие интенсивного прилипания к F_2 и образования стабильного отрицательного иона F^- . Дальнейшее увеличение температуры при неизменной концентрации F_2 приводит к излишку концентрации электронов, что, в свою очередь, приводит к уменьшению концентрации $KrF_0^*(B)$. Доминирующий вклад в образование эксимерных молекул вносит ион-ионная рекомбинация.

На рис. 4 выделена область начальных параметров смешивающихся потоков, перспективная для получения генерации в плазменной струе.

1. Hurler I. R., Hertzberg A. // Phys. Fluids. 1965. V. 8. N 9. P. 1601–1607.
2. Гудзенко Л. И., Фелипов С. С., Шелепин Л. А. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. N 4 (10). С. 1115–1119.
3. Гудзенко Л. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978. 253 с.
4. Лукьянов Г. А. Сверхзвуковые плазменные струи. Л.: Машиностроение, 1985. 264 с.
5. Campbell E. M., Jahn R. G., Jaskowsky W. F. et al. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 1. P. 109–117.
6. Hara T., Kodera K., Hamagaki M., et al. // Jap. J. Appl. Phys. 1980. V. 19. N 10. P. 606–608.

7. Муравьев И.И., Шевнин А.М., Янчарина А.М. и др. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 4. С. 793–796.
8. Рогулич В.С., Стародуб В.П., Шевера В.С. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 10. С. 606–609.
9. Рогулич В.С., Стародуб В.П., Шевера В.С. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 10. С. 1893–1896.
10. Рогулич В.С., Стародуб В.П., Шевера В.С. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. Вып. 4. С. 756–758.
11. Михельсоо В.Т., Трещалов А.Б., Пеэт В.Э. и др. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 7. С. 1404–1406.
12. Баринов В.А., Герасько Ю.В., Костенко О.Ф. и др. // ЖТФ. 1993. Т. 63. № 2. С. 65–73.
13. Макарычев С.В. Экспериментальное и теоретическое исследование условий формирования активной среды в сверхзвуковом потоке сильноионизованной плазмы: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 1989. 16 с.
14. Молчанов А.Г. // Труды ФИАН. 1986. Т. 171. С. 54–127.

Институт электронной физики НАН Украины,
г. Ужгород

Поступила в редакцию
26 июля 1995 г.

V. A. Serdyk, V. P. Starodub. Calculation of Krypton and Halogenagent Mixture Parameters in Plasma Flow.

The theoretical studies and optimization of krypton and halogenagent mixture plasma flow parameters for composition, density, and temperature have been performed with a goal to maximize the excimer molecules number. We determine that near the critical cross section of the nozzle, the main contribution in the formation of excimers is due to ion-ion recombination. With the increasing of the distance from the critical cross section the contributions of ion-ion recombination and harpoon reaction are equalized. An optimal initial temperature exists for obtaining maximal number of excimer molecules for each initial density. The following initial parameters of Kr + F₂ plasma: $N_{\text{Kr}} > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $T_0 \geq 1,5 \cdot 10^4 \text{ K}$, $N_{\text{F}_2} > 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ are necessary for obtaining $N_{\text{KrF}^*} \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.