

ИНИЦИИРОВАНИЕ ХИМИЧЕСКИХ ЛАЗЕРОВ ПРИ ДИССОЦИАЦИИ МОЛЕКУЛ ФТОРА ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ В ПОЛЕ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ БОЛЬШОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

В.И. Игошин, С.Ю. Пичугин

Изучена возможность инициирования импульсных химических лазеров мощным ИК излучением. Механизм инициирования связан с диссоциацией молекул фтора электронами, образующимися при испарении дисперсных частиц и набирающими энергию в поле иницилирующего излучения.

В работах /1, 2/ предложено использовать для инициирования импульсных химических лазеров (ИХЛ) инжектирование в лазерную смесь мелкодисперсных поглощающих частиц, содержащих атомы металла. Под действием лазерного излучения с длиной волны 3 или 10 мкм эти частицы могут испаряться или термически разлагаться с возникновением в газовой среде атомов металла. Это сопровождается образованием активных центров цепной реакции накачки — свободных атомов фтора вблизи частиц: $\text{Me} + \text{F}_2 \rightarrow \text{MeF} + \text{F}$, которые диффундируют в лазерную среду. Инициирование будет почти однородным по объему при достаточно большой концентрации дисперсных частиц вследствие диффузионного перемешивания активных центров. В /1, 2/ показана возможность эффективного инициирования $\text{D}_2\text{-F}_2\text{-CO}_2$ и $\text{H}_2\text{-F}_2$ лазеров за время 0,1 — 3 мкс излучением CO_2 и HF лазеров с использованием частиц с размерами 0,1 — 0,5 мкм и концентрацией $10^9 - 10^7 \text{ см}^{-3}$. Однако таким способом нельзя достичь однородного инициирования лазеров с большим давлением среды (~ 10 атм) и малой длительностью излучения (~ 10 нс), например, $\text{H}_2\text{-F}_2$ лазеров при иницирующей концентрации активных центров $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Это обусловлено малым коэффициентом диффузии свободных атомов в средах таких лазеров и малым временем инициирования. Для однородного инициирования необходимо обеспечить очень большую концентрацию ($> 10^{11} \text{ см}^{-3}$) частиц весьма малого размера ($\sim 0,01$ мкм), что трудно реализовать практически.

В данной работе предложен и обоснован другой метод инициирования ИХЛ, основанный на диссоциации молекул фтора электронным ударом в поле излучения CO_2 лазера предпробойной интенсивности: $\text{F}_2 + e \rightarrow 2\text{F} + e$. Свободные электроны образуются в среде ИХЛ на начальном этапе при испарении под действием данного излучения мелкодисперсных частиц, находящихся в лазерной смеси. Вследствие большого коэффициента диффузии ($\sim 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$) электроны при концентрации частиц порядка 10^7 см^{-3} распределяются однородно по объему за время ~ 1 нс, что обуславливает однородность инициирования при длительности импульса менее 10 нс. Поглощение иницирующего ИК излучения осуществляется на начальном этапе (~ 1 нс) мелкодисперсными частицами и далее свободными электронами в лазерной среде.

Рассмотрим среду ИХЛ с диспергированными в ней частицами химически инертного поглощающего ИК излучение вещества (например, Al_2O_3) с концентрацией $n \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$ и размерами $\sim 0,3$ мкм. При действии на данную среду иницирующего импульса поглощаемого частицами ИК лазерного излучения с интенсивностью $\sim 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ частицы испарятся в течение времени ~ 1 нс. Этот процесс сопровождается образованием свободных термоэлектронов, идущих в лазерную среду вместе с потоком нейтральных атомов и ионов. Термоэлектроны набирают энергию в поле ИК излучения вследствие обратного тормозного эффекта при столкновениях с атомами и молекулами смеси. При этом часть электронов захватывается молекулами фтора: $\text{F}_2 + e \rightarrow \text{F} + \text{F}^-$. Константа скорости данной реакции максимальна при средней энергии электронов $\epsilon \approx 0,3$ эВ ($k_0 \approx 7 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$) и, начиная с $\epsilon = 2$ эВ, линейно спадает с ростом ϵ (например, при $\epsilon = 3$ эВ $k_0 \approx 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$) /3/. Характерное время захвата электронов составляет $\tau_x = (\bar{k}N_{\text{F}_2})^{-1}$, где $\bar{k} \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$ — среднее значение k_0 в интервале от $\epsilon \approx 0,3$ эВ до $\epsilon \approx 3$ эВ, N_{F_2} — концентрация фтора. Например, при $N_{\text{F}_2} \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ($\approx 10^3$ торр) $\tau_x \approx 10^{-11}$ с.

Таким образом, электроны в поле ИК излучения должны за время $t_1 < \tau_x$ набирать среднюю энергию более 3 эВ, чтобы большая их часть не захватилась молекулами фтора. При $\epsilon \gtrsim 3$ эВ процессы ионизации будут компенсировать потери электронов в ходе их диссоциативного захвата. Итак, при достаточной большой интенсивности иницирующего излучения электроны будут диффундировать в лазерную среду с небольшим уменьшением их количества. Характерное время однородного распределения электронов по объему составит $\tau_g = R^2/16D_e$, где R — среднее расстояние между дисперсными частицами, D_e — коэффициент диффузии электронов со средней энергией $\epsilon \gtrsim 3$ эВ в среде. При $n \sim 10^7$ см⁻³ ($R \approx 40$ мкм) $\tau_g \approx 1$ нс при $D_e \sim 10^3$ см²/с, что имеет место в лазерных смесях с давлением $p \sim 5000$ торр. Таким образом, уже в течение времени ~ 1 нс с начала действия иницирующего импульса в рассматриваемой среде из-за диффузионного расплывания возникнет практически однородное по объему распределение свободных электронов с $\epsilon \gtrsim 3$ эВ. Концентрация электронов N_e определяется числом электронов, возникающих при испарении каждой дисперсной частицы, и потерями за счет диссоциативного захвата молекулами фтора на начальном этапе набора энергии электронами.

Оценим величину интенсивности I_1 ИК излучения, необходимой для того, чтобы средняя энергия электронов за время t_1 возросла от начального значения $\epsilon_0 \approx 0,3$ эВ до $\epsilon_1 \approx 3$ эВ. Считаем, что в рассматриваемой лазерной смеси концентрация буферного газа — гелия намного превосходит концентрацию других компонент. (Это не сказывается отрицательно на лазерных характеристиках или даже приводит к их улучшению /4/.) Частота столкновений электронов с атомами гелия ν_m почти не зависит от скорости электронов v при энергиях, превышающих 4 эВ, и составляет $\nu_0 = 2,4 \cdot 10^9 \rho_{He}$ (торр) с⁻¹. Для энергий, меньших 10 эВ, можно аппроксимировать зависимость $\nu_m(v)$ в виде $\nu_m(v) = \nu_0 \sqrt{m/2\epsilon'}$, где m — масса электрона, $\epsilon' = 6$ эВ. В случае, когда $\omega^2 \gg \nu_m^2$, имеем следующее выражение для коэффициента поглощения излучения /5/:

$$\mu = - \frac{4\pi e^2}{3mc\omega^2} \int_0^\infty \nu_m(v) v^3 \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\varphi}{v^2} \right) dv, \quad (1)$$

где ω — круговая частота излучения, $\varphi(v)$ — функция распределения электронов по скоростям. Подставляя в (1) явное выражение $\nu_m(v)$, получим коэффициент поглощения при малых средних энергиях электронов: $\mu(\epsilon) = 4AN_e \bar{v}$, где $A = 4\pi e^2 \nu_0 / 3c\omega^2 \sqrt{2m\epsilon'}$, \bar{v} — средняя скорость электронов. Полагая \bar{v} значению средней скорости электронов при максвелловском распределении, находим: $\mu(\epsilon) = (8/3) \sqrt{2\epsilon/3\pi e'} \mu_0$, где $\mu_0 = 4\pi e^2 N_e \nu_0 / mc\omega^2$ — коэффициент поглощения при $\nu_m = \nu_0$.

При $\epsilon_0 \leq \epsilon \leq \epsilon_1$ изменение средней энергии электронов в среде можно описать уравнением:

$$d\epsilon/dt = \mu(\epsilon) I/N_e = c_1 I \sqrt{\epsilon}, \quad (2)$$

где $c_1 = (8\mu_0/3N_e) \sqrt{2/3\pi e'}$. Интегрируя (2) по t от 0 до t_1 , получаем: $I_1 = 2(\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_0})/c_1 t_1$. Например, при $p \approx 5 \cdot 10^3$ торр $t_1 \approx 10^{-11}$ с соответствующая интенсивность излучения CO₂ лазера составит 2×10^9 Вт/см².

В поле излучения с $I \gg I_1$ средняя энергия электронов быстро достигает квазистационарного значения $\epsilon(I)$, при котором скорость потерь энергии электронов за счет процессов диссоциации, возбуждения и ионизации сравнивается со скоростью ее приобретения. При некотором значении $\epsilon_c = \epsilon(I_0)$ скорость потерь количества электронов равна скорости их рождения в ходе ионизации молекул H₂, F₂ и атомов He:

$$k_{H_2}(\epsilon_c) N_{H_2} + k_{F_2}(\epsilon_c) N_{F_2} + k_{He}(\epsilon_c) N_{He} = k_0(\epsilon_c) N_{F_2}, \quad (3)$$

где k_M — константа скорости ионизации компонента M лазерной смеси с концентрацией N_M . Из выражения (3) можно найти значение средней энергии электронов ϵ_c , при которой $N_e \approx \text{const}$. Например, для смеси H₂:F₂:He = 500:1000:5000 торр $\epsilon_c \approx 6$ эВ, при этом $k_0 N_{F_2} = k_{H_2} N_{H_2} + k_{F_2} N_{F_2} + k_{He} N_{He} \ll k_1 N_{F_2}$, где k_1 — константа скорости реакции $F_2 + e \rightarrow 2F + e - E_1$ ($k_0(\epsilon_c) \approx 0,5 \cdot 10^{-9}$ см³/с, $k_1(\epsilon_c) \approx 10^{-8}$ см³/с /6/). Для нахождения соответствующей интенсивности I_c воспользуемся уравнением: $d\epsilon/dt \approx \mu_0 I_c / N_e - E_1 k_1(\epsilon_c) N_{F_2} = 0$. Из него следует $I_c = E_1 k_1(\epsilon_c) N_{F_2} N_e / \mu_0$. Для указанной смеси интен-

сивность излучения CO_2 лазера составляет $6 \cdot 10^9$ Вт/см², что больше, чем $I_1 \approx 2 \cdot 10^9$ Вт/см² (см. выше).

Учитывая, что $dN_a/dt \approx 2k_1 N_{F_2} N_e$, получаем концентрацию свободных атомов N_a , образовавшихся за время импульса лазера t_u при $I = I_c$ ($N_a \ll N_{F_2}$):

$$N_a(t_u) \approx 2k_1 (\epsilon_c) N_{F_2} N_e t_u. \quad (4)$$

Подставляя в (4) значения k_1 при $\epsilon_c \approx 6$ эВ, $N_{F_2} = 3,2 \cdot 10^{19}$ см⁻³, находим: $N_a(t_u) \approx 10^{12}$ (с⁻¹) $t_u N_e$.

Для $t_u \approx 10$ нс $N_a \approx 10^4 N_e$, то есть один электрон вызывает образование 10^4 атомов фтора с энергозатратами $E_1/2 \approx 1,5$ эВ на атом. Потери энергии на ионизацию и возбуждение атомов и молекул смеси существенно меньше затрат энергии электронов на диссоциацию молекул F_2 . Для получения в рассматриваемом варианте концентрации $N_a \approx 10^{17} - 10^{18}$ см⁻³ за 10 нс необходима концентрация электронов $N_e \approx 10^{13} - 10^{14}$ см⁻³. Это значит, что при концентрации дисперсных частиц $n \sim 10^7$ см⁻³ необходимо образование при испарении каждой частицы $\sim 2 \cdot 10^6 - 2 \cdot 10^7$ свободных термоэлектронов или $\sim 1\%$ от количества атомов в ней, что вполне реально.

Так как из-за поглощения электронами интенсивность иницирующего излучения по мере прохождения через лазерную среду уменьшается, то для реализации условия $I = I_c \approx \text{const}$ желательно использовать сходящийся лазерный пучок, создаваемый оптической системой с фокусным расстоянием $\sim 10^3$ см. В рассмотренной смеси $\text{H}_2\text{-F}_2$ лазера коэффициент поглощения излучения с длиной волны 10,6 мкм при $N_e = 10^{13} - 10^{14}$ см⁻³ составляет $\mu \approx 0,5 \cdot (10^{-2} - 10^{-3})$ см⁻¹. Соответственно необходимая для эффективного иницирования длина активной лазерной среды составляет $\approx 2 \cdot (10^2 - 10^3)$ см. Суммарные энергозатраты на образование одного свободного атома не превышают 2 - 3 эВ, что соответствует удельной энергии ИК излучения, затраченной на иницирование при $N_a \approx 10^{18}$ см⁻³, $\epsilon_u \approx 300 - 500$ Дж/л (30 - 50 Дж/л при $N_a \approx 10^{17}$ см⁻³). Для указанной выше смеси $\text{H}_2\text{-F}_2$ лазера удельный энергозатрат при $N_a = 10^{18} - 10^{17}$ см⁻³ составляет соответственно $\epsilon_l \approx 1300 - 350$ Дж/л и коэффициент усиления по энергии ИК излучения $K = \epsilon_l/\epsilon_u \approx 3 - 10$.

Проведенный в данной работе анализ показывает возможность иницирования ИХЛ с большим давлением смеси в течение времени ~ 10 нс при диссоциации молекул фтора ударами электронов в поле ИК лазерного излучения с интенсивностью $10^9 - 10^{10}$ Вт/см². При этом удельные энергозатраты иницирующего излучения составят 300 - 500 Дж/л для достижения уровня иницирования $N_a \approx 10^{18}$ см⁻³, что в несколько раз меньше удельных энергозатрат $\text{H}_2\text{-F}_2$ лазеров высокого давления при данном значении N_a .

ЛИТЕРАТУРА

1. Игошин В. И., Пичугин С. Ю. Квантовая электроника, **10**, 458 (1983).
2. Игошин В. И., Пичугин С. Ю. Химия высоких энергий, **22**, 551 (1988).
3. Hazi A. U., Orel A. E., Rescigno T. N. Phys. Rev. Lett., **46**, 918 (1981).
4. Башкин А. С. и др. Квантовая электроника, **14**, 1563 (1987).
5. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов, М., Наука, 1974.
6. Whittier J. S. et al. J. Appl. Phys., **47**, 3542 (1976).

Поступила в редакцию 18 июня 1990 г.