

04; 02; 07

© 1990 г.

О ФОТОДИССОЦИАЦИИ ГАЗА ВСТРЕЧНЫМИ СВЕТОВЫМИ ПОТОКАМИ

Ю. М. Гришин, Н. П. Козлов, В. В. Кузнецов

Теоретически исследуется динамика фотодиссоциации молекул газового слоя ограниченной протяженности под действием встречных квазимонохроматических потоков излучения. Проведена оценка диапазонов изменения параметров источников света и газового слоя, для которых схема фотовозбуждения со встречными световыми импульсами позволяет обеспечить увеличение энергии генерации некоторых типов фотодиссоциационных лазеров.

Фотодиссоциация молекул как метод возбуждения активной среды газовых ОКГ исследовалась в ряде работ [1-3]. При этом рассматривалась фотодиссоциация (ФД) полубесконечного газового слоя под действием излучения одного источника света (ИС). При ограничении величины потока квантов накачки I_m

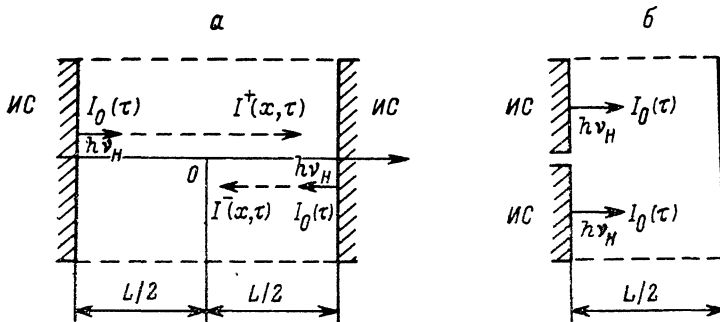


Рис. 1. Схема расположения источников света (ИС).

а — схема фотовозбуждения встречными световыми потоками, б — схема фотовозбуждения односторонним световым потоком.

с поверхности ИС в такой схеме ограничена величина скорости фотовозбуждения $\partial N/\partial t \sim I_m$, определяющая значение мощности ОКГ. Одной возможностью улучшения энергетических параметров фотодиссоциационных ОКГ с возбуждением слоя активной среды конечной протяженности импульсами накачки с заданными значениями плотности потока I_m и длительности импульса τ_n может являться одновременное воздействие на газовый слой нескольких ИС.

В данной работе рассмотрен процесс ФД слоя молекулярного газа под действием встречных коллимированных потоков квазимонохроматического излучения от двух неподвижных взаимопараллельных плоских ИС, расположенных на расстоянии L друг от друга (рис. 1, а).

Пусть элементарный акт соответствует одной из типичных реакций $AB + h\nu_H \rightarrow A^* + B$, при которой молекулы АВ, изначально заполняющие пространство между ИС, под действием квантов излучения накачки $h\nu_H$, соответствующих спектральной области непрерывного поглощения, распадаются на атом В и возбужденный комплекс A^* , переходы в котором обеспечивают генерацию индуцированного излучения на частоте ν_g : $A^* \rightarrow A_H + h\nu_g$. Рассмотрим пространственно-временную динамику газового слоя, предполагая, что можно

но-первых, пренебречь зависимостью сечения фотодиссоциации σ_H от ν в интервале частот импульса накачки $\Delta\nu_H$ и, во-вторых, не учитывать процессы восстановления молекул исходной среды, диффузии и газодинамического движения [1].

В системе координат (рис. 1, а), начало которой ($x'=0$) расположено на расстоянии $L/2$ от поверхности ИС, кинетика ФД описывается системой уравнений

$$\frac{\partial I^+}{\partial x'} = -N\sigma_H I^+, \quad \frac{\partial I^-}{\partial x'} = N\sigma_H I^-, \quad \frac{\partial N}{\partial t} = -\sigma_H N(I^+ + I^-), \quad (1)$$

где $I^\pm(x', \tau)$ — плотность потока квантов накачки в точке с координатой $x' \in [-L/2, L/2]$ в момент времени τ соответственно в положительном направлении оси $OX-I^+$ (от левого ИС) и в отрицательном направлении $-I^-$ (от правого ИС); $N(x', \tau)$ — концентрация молекул АВ в точке x' и момент τ .

Граничные и начальные условия для (1)

$$I^+(x' = -L/2, \tau) = I^-(x' = L/2, \tau) = I_0(\tau), \quad N(x', \tau = 0) = N_0,$$

где $J_0(\tau)$ — плотность потока квантов $h\nu_H$ с поверхности ИС.

Решение системы (1) в случае импульса постоянной интенсивности $I_0(\tau) = I_m = \text{const}$ для степени разложения $\delta(x, t) = N(x, t)/N_0$ и безразмерной скорости образования частиц $A^* \Phi(x, t) = (-\partial N/\partial \tau)/\Phi^*$ имеет вид

$$\delta(x, t) = 4\eta f(t) [(\eta + 1)^2 - (\eta - 1)^2 f^2(t)]^{-1}, \\ \Phi(x, t) = \Phi_0(t) \frac{4\eta [(\eta + 1)^2 + (\eta - 1)^2 f^2(t)]}{[(\eta + 1)^2 - (\eta - 1)^2 f^2(t)]^2}, \quad (2)$$

где $x = x'/L$, $t = \tau\sigma_H I_m$ — соответственно безразмерные координата $x \in [-1/2, 1/2]$ и время; $\eta = \exp(y_0/x)$; $y_0 = N_0\sigma_H L$ — начальная оптическая толщина газового слоя; $\Phi^* = 2N_0 I_m \sigma_H$ — характерное значение скорости ФД молекул АВ; $\Phi_0(t) = f(t)/\sqrt{1 + \Omega\xi(t)}$ — безразмерная скорость ФД в плоскости симметрии системы (в точке $x=0$); $\Omega = \exp(y_0) - 1$, $\xi(t) = \exp(-2t)$; $f(t) = \text{cth}(y_0/4) (\sqrt{1 + \Omega\xi(t)} - 1)^2 / \Omega\xi(t)$.

Анализ зависимости $\Phi(x, t)$ показывает, что в течение времени действия импульсов света могут иметь место три последовательно сменяющие друг друга стадии ФД, характеризующиеся различными пространственными распределениями $\Phi(x, t)$. На первой из них после включения ИС до некоторого момента $t_1 = t_1(y_0)$ $\Phi(x, t)$ имеет наибольшее значение на поверхностях ИС и минимальна в точке $x=0$. Значение момента t_1 окончания этой стадии зависит от начальной оптической толщины газового слоя y_0 и вычисляется из соотношения (рис. 2)

$$t_1(y_0) = \ln \{ \sqrt{\Omega} (1 - G_1(y_0)) / 2 \sqrt{G_1(y_0)} \}, \quad (3)$$

где $G_1(y_0) = \{ (\sqrt{8 + \text{ch}^2(y_0/2)} - 3) / [(\text{ch}(y_0/2) - 1) \text{cth}^2(y_0/4)] \}^{1/2}$.

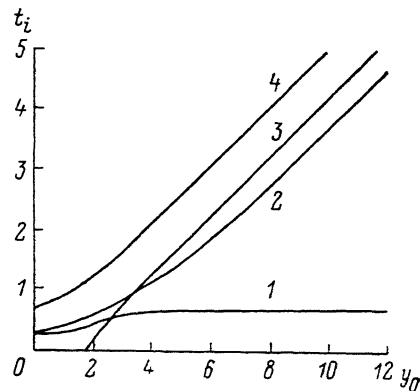
При $t \in [t_1, t_2]$ (вторая стадия) пространственное распределение $\Phi(x, t)$ принимает колоколообразную форму в каждой из половин газового слоя с максимумом Φ_m в двух симметрично расположенных относительно оси ($x=0$) точках с координатами $|x_m(t)| \in [0, 1/2]$. При $t = t_1$ координаты этих точек совпадают с поверхностями ИС ($x_m(t_1) = \pm 1/2$). С течением времени $t > t_1$ максимумы $\Phi_m(t)$ перемещаются к точке $x=0$, достигая ее в момент $t_2(y_0)$, определяемый по (3), где вместо $G_1(y_0)$ надо подставить значение $G_2(y_0) = 1/\sqrt{3} \text{cth}(y_0/4)$ (рис. 2). При $t > t_2$, т. е. после «схлопывания» максимумов Φ_m , в плоскости симметрии системы имеет место последняя стадия ФД, характеризующая максимальной скоростью ФД на оси $\Phi_0(t > t_2) > \Phi(x \neq 0, t > t_2)$.

Взаимовлияние световых потоков от противоположных ИС на продолжительность первой стадии наиболее заметно при $y_0 \leq 1-2$ и в предельном случае $y_0 \ll 1$, $t_1 \simeq t_{1\text{min}} \simeq (\ln 3)/4$. При $y_0 > 4$ t_1 практически не зависит от y_0 и стремится к своему наибольшему значению $t_1 = t_{1\text{max}} = \ln 2$, отражая тот факт, что ФД молекул в оптически толстых слоях вблизи поверхности каждого ИС на этой начальной стадии определяется в основном квантами от ближайшего ИС. При $y_0 \leq 1-2$ продолжительность второй стадии ФД $\Delta t_2 = t_2 - t_1 \ll t_1$ и при

$y_0 \rightarrow 0 \Delta t_2 \rightarrow 0$. Увеличение y_0 приводит к росту Δt_2 , т. е. к уменьшению величины средней скорости v_m перемещения точки $x_m(t)$, соответствующей максимуму скорости ФД в объеме слоя $\Phi_m(t)$, от поверхности ИС к плоскости симметрии системы. Обратим внимание, что при $y_0 \leq 4$ величина этой скорости $v_m \simeq (L/2)/(\Delta\tau_2) \simeq (I_m/N_0) y_0/(2\Delta t_2(y_0))$ в зависимости от y_0 может существенно превышать скорость перемещения максимума $\Phi_m^{(1)}$ в случае воздействия на газовый слой только одного ИС $v_m^{(1)} = I_m/N_0$ [1]. Так, для $y_0 = 1.5$ $v_m \simeq 10v_m^{(1)}$, $y_0 = 4 - v_m \simeq 3v_m^{(1)}$. При $y_0 \gg 1$ ($y_0 \geq 10$) функции $t_2(y_0)$ асимптотически стремятся к линейному закону $t_2 = (y_0/2) - 1.32$, а $\Delta t_2 \simeq (y_0/2) - 2$, следовательно, $v_m(y_0 \gg 1) = (I_m/N_0) y_0/(2(y_0/2 - 2))$ и при $y_0 \rightarrow \infty$ $v_m \rightarrow v_m^{(1)} = I_m/N_0$. Такое поведение $\Delta t_2(y_0)$ и v_m физически связано с тем, что при больших начальных оптических толщинах газового слоя $y_0 \geq 10$ на второй стадии процесса ФД в каждой из половин системы формируются практически независимо (т. е. под действием излучения только «ближайшего» ИС) две волны фотодиссоциации (ФДВ), движущиеся навстречу друг другу к оси системы основную часть времени $\Delta t_2 \leq y_0/2$ со скоростью $v_{ФДВ} = v_m \simeq v_m^{(1)} = I_m/N_0$. На последнем этапе движения ФДВ в районе оси системы, когда после просветления основной массы газа оптическая толщина непройденного волнами газового слоя становится незначительной ($\Delta y_0 \leq 4$), на скорость распространения каждой из сходящихся к оси ФДВ начинает сказываться влияние квантов

Рис. 2. Зависимости характерных моментов времени динамики ФД от начальной оптической толщины слоя $y_0 = \sigma_B L N_0$.

1 - t_1 , 2 - t_2 , 3 - t_3 , 4 - t_3^{opt} .



от противоположных ИС, что и приводит к некоторому сокращению продолжительности второй стадии Δt_2 на постоянную величину ~ 2 в сравнении со случаем действия только одного ИС.

Пространственный характер и величина скорости ФД существенно зависят от начальной оптической толщины газового слоя y_0 . Когда $y_0 \leq 1$, процесс ФД является практически пространственно однородным со значением $\Phi(x, t) \simeq \exp(-2t)$ в соответствии с условием линейного удвоения в каждой точке объема слоя потоков квантов от противоположных ИС ($\dot{\Phi} \sim 2I_m$). При этом на временном интервале $\Delta t = 0 - \ln 2$ скорость ФД при встречной схеме будет превышать скорость ФД газа при односторонней схеме облучения $\Phi^{(1)} \simeq (1/2) \times \exp(-t)$. С увеличением y_0 на процесс ФД начинают оказывать влияние эффекты поглощения излучения каждого ИС в примыкающих к ним газовых слоях толщиной Δx , определяемой коэффициентом поглощения на частоте ν_H , $\Delta x \sim \sim 1/y_0$. Это приводит к возникновению существенной пространственно-временной неоднородности $\Phi(x, t)$. В частности, при $y_0 > y_{0*} = \ln(3 + 2\sqrt{2}) \simeq 1.76$ появляется немонотонность временной зависимости скорости ФД в плоскости симметрии системы $\Phi_0(t)$: на интервале изменения времени от 0 до $t_3(y_0)$, $\Phi_0(t)$ возрастает от $\Phi_0(t=0) = \exp(-y_0/2)$ до максимального значения $\Phi_{0m} \simeq 0.172 \text{ ctH} \times (y_0/4)$. График зависимости $t_3(y_0) = \ln \sqrt{\Omega/2} (1 + \sqrt{2})$ приведен на рис. 2. Видно, что при начальной оптической толщине $y_0 \in \{y_{0*}, 3.5\}$ фаза роста Φ_0 заканчивается на первой или второй стадии ФД, т. е. $t_3 \leq t_2$. При $y_0 > 3.5$ Φ_0 достигает своего максимального значения $\Phi_{0m}(y_0)$ на третьей стадии ФД, т. е. после момента «схлопывания» в точке $x=0$ сформировавшихся в газе неоднородностей Φ_m . При этом начиная с $y_0 \geq 6-8$ максимальная величина Φ_{0m} практически не зависит от y_0 : $\Phi_{0m}(y_0 \geq 6) \simeq 0.172$, а $t_3(y_0) \simeq y_0/2 - 0.8$. Для этого случая фазу ФД на временном интервале от t_2 до $t_* \simeq t_3 + 1 \simeq y_0/2$ можно интерпретировать как фазу кумуляции двух ФДВ (сформировавшихся на второй стадии ФД в газовом слое), характеризующуюся локальным увеличением скорости ФД в районе оси системы от значения $\Phi_m \simeq \Phi_m^{(1)} \simeq 1/8$ (соответствующего воздействию

только одного ИС [1]) до своего предельно возможного (для $y_0 \gg 6$) значения $\Phi_{0m} \approx 0.172$ при ширине области кумуляции $\Delta x_k \sim 2/y_0$ (в момент t_3 на высоте $\Phi_0 = 0.125$). Здесь отметим, что поскольку при фотодиссоциации происходит увеличение числа частиц в просветленном объеме, то на фронте ФДВ имеет место градиент давления. Возникающий таким образом перепад давлений может распространяться в газе в виде слабых ударных волн, имеющих скорости порядка звуковой v_{zv} . Для того чтобы кинетика этих ударных волн не искажала фронт ФДВ на стадии их перемещения к плоскости симметрии системы, необходимо выполнение условия [1] $v_{zv} < v_m \approx I_m/N_0$. На фазе кумуляции ФДВ схлопывание фронтов, очевидно, вызывает возбуждение расходящихся из точки $x=0$ к ИС слабых ударных волн, которые могут сказываться на процессе фотодиссоциации формирующейся области кумуляции ФДВ. Условием слабого влияния газодинамических эффектов на этой стадии является требование малости области Δl_k , охваченной газодинамическим движением за время кумуляции $\Delta t_k = t_3 - t_2 \approx 1$ ($y_0 \gg 1$), по сравнению с полушириной области кумуляции ФДВ $\Delta l_k \approx L \Delta x_k / 2$, т. е. $\Delta l_k \approx (v_{zv} \Delta t_k / I_m \sigma_H) \ll \Delta l_k \approx L / y_0$ или $v_{zv} \ll I_m / N_0$. Это последнее неравенство определяет диапазон параметров встречной схемы облучения, обеспечивающих отсутствие возможного влияния газодинамической неустойчивости на всех стадиях процесса ФД газового слоя, и, как показывают оценки, в ряде практически интересных случаев (см. ниже) выполняется с достаточным запасом.

Таким образом, встречная схема облучения газовых слоев на соответствующих временных интервалах (в зависимости от y_0) позволяет реализовать условия, когда величина скорости ФД молекул газа будет превышать скорость ФД в тех же условиях, но при воздействии только одного ИС.

Оценим энергетические характеристики процесса фотовозбуждения активной среды, содержащей молекулы АВ в смеси с буферным газом В. При этом наряду с условием малости характерного времени процесса регенерации молекул исходной среды АВ — $\tau_{рек}$ в сравнении с длительностью импульса накачки τ_n будем считать, что, во-первых, эффективное время жизни возбужденного состояния $A^* \tau_1$ существенно меньше характерного времени образования $A^* - \tau_{ФД} \sim (\sigma_H I_m)^{-1}$ и, во-вторых, молекулы буферного газа В, не поглощающие кванты в спектральной области $\Delta \nu_H$, обеспечивают в актах соударения с молекулами $A_H (A_H + B \xrightarrow{\tau_H} A_0 + B)$ эффективное опустошение заселенности нижнего уровня A_H возбужденного комплекса А ($\tau_H \ll \tau$).

В подобной ситуации задача оценки энергетических характеристик упрощается. Условие возникновения инверсной заселенности уровней определяется из условия превышения скорости образования молекул $A^* (-\partial N / \partial \tau)$ над пороговым значением $\Phi_n = \gamma_2 / \sigma_g \tau_1$ [2]

$$\Phi(x, t) - \Phi_n \geq 0, \quad (4)$$

где $\Phi_n = \Phi_n / \Phi^* = \gamma_2 / 2 \sigma_g \tau_1 N_0 I_m \sigma_H$ — безразмерное значение пороговой скорости ФД; $\gamma_2 = \gamma_{об} + \gamma_n$ — суммарный коэффициент потерь, связанных с прозрачностью резонатора $\gamma_{об}$ и внутррезонаторными потерями γ_n .

Удельную энергию генерации (Дж/см³) при возбуждении объема активной среды $V = SL$ (S — эффективная площадь излучающей поверхности одного ИС) встречными импульсами накачки (рис. 1, а) можно представить в виде $\tilde{E} = \tilde{E}_{np} \cdot E$, где $\tilde{E}_{np} = N_0 h \nu_g \gamma_{об} / \gamma_2$ — предельно возможное значение удельной энергии генерации, а безразмерная функция $E(y_0, \Phi_n, t_n)$ определяется из соотношения

$$E(y_0, \Phi_n, t_n) = 4 \int_0^{t_n/2} \int_0^1 [\Phi(x, t) - \Phi_n] dx dt. \quad (5)$$

Интегрирование в (5) проводится в пространственно-временном интервале, определяемом из неравенства (4).

В идеальном случае, когда $\Phi_n = 0$, из (5) с учетом (2) для $E(y_0, t_n, \Phi_n = 0) = = E_{зд}(y_0, t_n)$ имеем

$$E_{\text{нл}} = 1 - \frac{\ln(1 + \Omega(y_0/2) \exp(-2t_n))}{y_0}.$$

В тех же условиях (одинаковый объем $V=2S(L/2)=SL$ активной среды, те же параметры ИС $I_m, \tau_n, \Phi_n=0$) для односторонней схемы фотовозбуждения (рис. 1, б) с учетом выражения $\Phi^{(1)}(x, t)$ из [1] значение удельной энергии генерации можно представить в виде $\tilde{E}_{\text{нл}}^{(1)} = \tilde{E}_{\text{пр}} E_{\text{нл}}^{(1)}$, где

$$E_{\text{нл}}^{(1)} = 1 - \frac{\ln[1 + \Omega(y_0/2) \exp(-2t_n)]^2}{y_0}.$$

Можно показать, что при любых y_0 и t_n величина удельной энергии генерации при встречной схеме фотовозбуждения $E_{\text{нл}}$ всегда больше, чем при односторонней схеме облучения $E_{\text{нл}}^{(1)}$. Величина этого превышения $\Delta E = E_{\text{нл}} - E_{\text{нл}}^{(1)}$ максимальна и равна

$$\Delta E_m = \frac{1}{2} - \frac{1}{y_0} \ln\left(\frac{1 + \exp(y_0/2)}{2}\right)$$

при значении безразмерной длительности импульса $t_n = t_n^{\text{opt}}(y_0) = \ln(1 + \exp \times (y_0/2))$, охватывающей все три стадии ФД (рис. 2) и интервалы времени, в течение которых встречность схемы расположения ИС обеспечивает увеличение скорости ФД. Действительно, при $y_0 \ll 1 - t_n^{\text{opt}} \approx \ln 2$, а при $y_0 \gg 1 - t_n^{\text{opt}} \approx y_0/2$ и соответствует окончанию кумуляционной фазы ФД $t_n^{\text{opt}} \approx t_3 + 1 \approx y_0/2$. Абсолютное значение ΔE_m максимально и равно 0.25 в случае фотовозбуждения оптически прозрачных слоев $y_0 \ll 1$. Увеличение y_0 приводит к снижению ΔE_m . При $y_0 \gg 6 - \Delta E_m \approx (\ln 2)/y_0$ определяет величину приращения удельной энергии генерации, получаемой на кумуляционной фазе ФД слоя активной среды, и при $y_0 \gg 1$ стремится к нулю. Таким образом, наибольшая эффективность (с $\delta E_m = \Delta E_m / E_{\text{нл}}^{(1)} \geq 5-10\%$) использования встречной схемы фотовозбуждения ограничена областью параметров ИС из диапазона $0.5-1 \leq \tau_n \sigma_H I_m \leq 5-10$ и соответственно интервалом возможных начальных оптических толщин слоя среды $y_0 \in 0-(10-20)$. Здесь следует отметить, что в реальных условиях пороговая скорость накачки Φ_n может иметь величину на уровне 0.05-0.1, что приводит к заметному снижению абсолютного значения удельной энергии генерации по сравнению с $E_{\text{нл}}$, так что кумуляционная добавка $\Delta E_m \approx \ln 2 / y_0$ при использовании встречной схемы даже в области $\tau_n \sigma_H I_m \approx y_0/2 \gg 1$ может оказаться существенной долей в удельной энергии генерации.

Применение встречной схемы фотовозбуждения позволяет улучшить энергетические характеристики ряда фотодиссоционных ОКГ с накачкой УФ излучением плазмодинамических разрядов [4], обеспечивающих уровень потока квантов накачки $I_m \approx 0.5-5 \cdot 10^{22} \text{ 1/с} \cdot \text{см}^2$ при длительности импульса $\tau_n \approx 10$ мкс. Рассмотрим в качестве примера ОКГ на парах бромида ртути HgBr_2 в смеси с буферным газом ($\text{Ar}, \text{N}_2, \dots$) [5]. Генерация осуществляется на разрешенном ионно-ковалентном переходе радикала $\text{HgBr} (B^2 \Sigma_u^-) \xrightarrow{h\nu} \text{HgBr} (X^2 \Sigma_u^-) + h\nu_g$ ($h\nu_g = 2.47$ эВ, $\sigma_g = 1.1 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [5]), образующегося в результате фотодиссоциации $\text{HgBr}_2 + h\nu_H \rightarrow \text{HgBr} (B^2 \Sigma_u^-) + \text{Br}$ квантами $h\nu_H = 6.26$ эВ с шириной полосы в области непрерывного поглощения $\Delta\nu_H \approx 0.31$ эВ. Величина сечения ФД $\sigma_H \approx 1.4 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [6]. Согласно [5], эффективное время жизни возбужденного состояния $\tau_1 (\sim 20 \text{ нс}) \ll \tau_{\text{ФД}} = (\sigma_H I_m)^{-1}$, опустошение нижнего лазерного уровня обеспечивается за счет процессов колебательной релаксации в актах соударений с молекулами буферного газа за характерное время $\tau_H (\approx 2 \text{ нс}) \ll \tau_1$, а процессы рекомбинации исходных молекул HgBr_2 , среди которых наиболее интенсивной оказывается реакция $\text{HgBr} + \text{Br} + \text{B} \rightarrow \text{HgBr}_2 + \text{B}$ с характерным временем $\tau_{\text{рек}} \approx 10^2$ мкс, несущественны $\tau_{\text{рек}} \gg \tau_n$. Безразмерный параметр $\tau_n \sigma_H I_m \in 0.7-7$ попадает в диапазон, при котором можно обеспечить максимальную эффективность применения встречной схемы фотовозбуждения. Для условий эксперимента [5] $I_m \approx 2.5 \cdot 10^{22} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$, $\tau_n \approx 10$ мкс, $\gamma_{\text{об}} = 7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $\gamma_2 = 9 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $N_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ имеем начальную оптическую толщину слоя $y_0 = 2\tau_n I_m \sigma_H \approx 7$ (следовательно, расстояние между ИС $L = y_0 / N_0 \sigma_H \approx 5$ см), поро-

говую скорость накачки $\Phi_{\pi}=0.06$. При этом газодинамические эффекты оказывают слабое влияние на процессы фотовозбуждения: действительно, $v_{\pi} \approx \approx 5 \cdot 10^4$ см/с $\ll I_m/N_0 \approx 25 \cdot 10^4$ см/с. Тогда, согласно (2), (4), (5), при встречной схеме фотовозбуждения E ($y_0=7$, $\Phi_{\pi}=0.06$, $t_{\pi}=3.5$) ≈ 0.5 , т. е. можно получить выход стимулированного излучения $\bar{E} = \bar{E}_{\text{пр}} \cdot E = 4 \cdot 10^{-2}$ Дж/см², что на 25 % превышает в сравниваемых условиях уровень удельной энергии генерации при односторонней схеме расположения ИС.

Список литературы

- [1] Харциев В. Е. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. Вып. 3. С. 867—874.
- [2] Борович Б. Л., Зуев В. С., Крохин О. Н. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. Вып. 4. С. 1184—1189.
- [3] Скоробогатов Г. А. // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. Вып. 10. С. 452—456.
- [4] Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С. // Плазменные ускорители и ионные инжекторы. М.: Наука, 1984. С. 5—81.
- [5] Бажулин С. П., Басов Н. С., Бугримов С. Н. и др. // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. Вып. 5. С. 1017—1019. Там же. Вып. 6. С. 1275—1278.
- [6] Schimitschek E. J., Celto J. E., Trias T. A. // Appl. Phys. Lett. 1977. Vol. 31. N 9. P. 608—610.

Московское высшее техническое
училище им. Н. Э. Баумана
Научно-исследовательский институт
энергетического машиностроения

Поступило в Редакцию
15 февраля 1989 г.
В окончательной редакции
5 июня 1989 г.