

РОЛЬ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ $R_2^*(^3\Sigma_u^+)$ В ГЕНЕРАЦИИ НА ПЕРЕХОДАХ ДИМЕРОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

В.И. Держиев, А.Г. Жидков, А.В. Коваль, С.И. Яковленко

Построены кинетические модели формирования активных сред на переходах димеров инертных газов. При накачке протонным пучком наиболее перспективной является активная среда Ar_2^ , в которой при токах $\sim 10 \text{ А/см}^2$ ($\epsilon_p \sim 1 \text{ МэВ}$) и давлении 4 – 5 атм КПД может превышать 10%.*

Активные среды на электронных переходах молекул инертных газов Ar_2^* , Kr_2^* , He_2^* с накачкой электронным пучком интенсивно исследовались в 70-е годы /1 – 3/. Высоких КПД на этих средах не получено, оптимальные для генерации условия соответствовали давлениям в несколько десятков атмосфер /4 – 6/. Возрождение интереса к таким средам обусловлено применением в качестве источника накачки протонного пучка, способного обеспечить высокие удельные энерговыкладки. Однако из-за малых длин пробегов протонов ($\epsilon_p \sim 1 \text{ МэВ}$) в среде необходимо, чтобы эффективная генерация имела место и при невысоких давлениях.

В данной работе исследована генерация на переходах димеров R_2^* ($R = He, Ne, Ar, Kr, Xe$) при накачке протонным пучком. Для этой цели на основе /7/ созданы нестационарные кинетические модели активных сред на переходах димеров инертных газов, включающие до 150 плазмохимических реакций. Одновременно с уравнениями баланса концентраций реагентов рассматривался энергобаланс газа и электронов /7/, учитывающий неупругие переходы /4/. Тестовые расчеты для активных сред Ar_2^* , Kr_2^* , He_2^* показали хорошее согласие с экспериментами /8/.

Таблица 1

Сравнительные характеристики низколежащих состояний
димеров $R_2^*(^1\Sigma_u^+, ^3\Sigma_u^+)$ /8/

R	$A_{1\Sigma_u^+}, \text{с}^{-1}$	$A_{3\Sigma_u^+}, \text{с}^{-1}$	$^1\Sigma_u^+$ $\tau_{\text{инд}}, \text{см}^2$	$^3\Sigma_u^+$ $\tau_{\text{инд}}, \text{см}^2$	$\tau, \text{см}^2$
He	$5 \cdot 10^8$	10^5	$1,3 \cdot 10^{-18}$	$2,7 \cdot 10^{-22}$	$7,6 \cdot 10^{-19}$
Ne	$3,6 \cdot 10^8$	$8,4 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^{-18}$	$1,4 \cdot 10^{-21}$	$1 \cdot 10^{-18}$
Ar	$2,4 \cdot 10^8$	$3,1 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^{-17}$	$1,6 \cdot 10^{-20}$	$4 \cdot 10^{-19}$
Kr	$1,7 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^{-17}$	$9,8 \cdot 10^{-20}$	$8 \cdot 10^{-19}$
Xe	$1,52 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^{-17}$	$1 \cdot 10^{-18}$	$1,9 \cdot 10^{-18}$

Особенностью димера R_2^* является наличие двух близлежащих нижних возбужденных состояний $^1\Sigma_u^+$ и $^3\Sigma_u^+$ (для аргона энергетический зазор составляет $\sim 0,06 \text{ эВ}$). Состояние $^3\Sigma_u^+$ не может быть эффективно использовано в качестве верхнего рабочего поскольку сечение индуцированного перехода с него меньше сечения фотоионизации σ^- с этого же уровня (табл. 1).

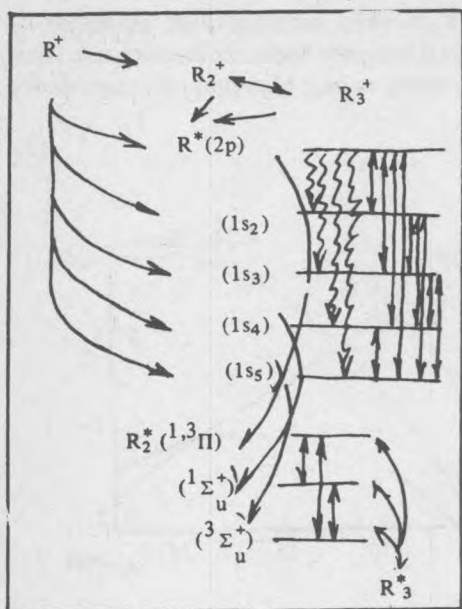
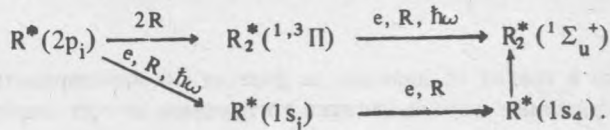


Рис. 1. Схема релаксации инертного газа R, накачиваемого пучком заряженных частиц, при формировании димера $R_2^*(^1\Sigma_u^+)$.

Формирование населенности верхнего рабочего состояния и молекулы R_2^* идет по схеме, представленной на рис. 1. После образования иона R^+ и конверсии его в R_2^+ в реакции диссоциативной рекомбинации образуются возбужденные атомы $R^*(2p_i)$. Дальнейшая релаксация в верхнее рабочее состояние идет по схеме



Образование R^* идет также при прямом возбуждении пучком из основного состояния R. С учетом этого дальнейшая релаксация $^1\Sigma$ идет в реакциях



в димерах R_2^* скорость радиационного распада $^1\Sigma_u^+$ значительно (табл. 1) превышает скорость распада триплетного состояния $^3\Sigma_u^+$. Поэтому населенность $R_2^*(^3\Sigma_u^+)$ существенно превышает населенность $R_2^*(^1\Sigma_u^+)$. При интенсивной накачке перемешивание состояний идет за счет электронов (2), в то же время в плазме с малой плотностью электронов основным каналом разрушения $R_2^*(^1\Sigma_u^+)$ может быть реакция (1). Изложенная картина релаксации подтверждается сопоставлением расчетов с экспериментами [8]. Из табл. 1 видно, что относительно высокая плотность триплетных состояний может быть лишь в случае He, Ne, Ar.

Однако для гелия и неона низкая величина отношения $\sigma_{^1\Sigma_u^+}/\sigma^-$ приводит к малому КПД среды. Наилучшая ситуация складывается для аргона.

Рассматривалась накачка протонным пучком с параметрами $\epsilon_p \sim 1$ МэВ, $\tau_{1/2} \approx 50$ нс, $j_p \approx 1 - 100$ А/см². При этом триплетные и синглетные состояния перемешиваются электронами (2). Наличие оптимума КПД по мощности (рис. 2а) обусловлено конкуренцией между ростом концентрации молекулярных ионов Ar_2^+ и падением скорости их диссоциативной рекомбинации с ростом температуры электронов. При некоторых условиях ($p \approx 5$ атм, $\nu_{Ar} \approx 10^4$ с⁻¹, $j_p \sim 6$ А/см², $\dot{W} \sim 2$ МВт/см³) КПД среды может достигать $\sim 20\%$. Энергосъем при этом составляет 80 Дж/л. Зависимость характеристик генерации от давления при то-

ке $j_p \sim 30 \text{ A/cm}^2$ ($\dot{W} \sim 3 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^3$) дана на рис. 2б. Оптимум по КПД (6%) соответствует давлению 10 атм. Оптимум по удельным энергетическим характеристикам сдвинут в сторону больших плотностей. Причиной существования оптимума является поглощение лазерного излучения за счет обратной реакции фотоассоциации

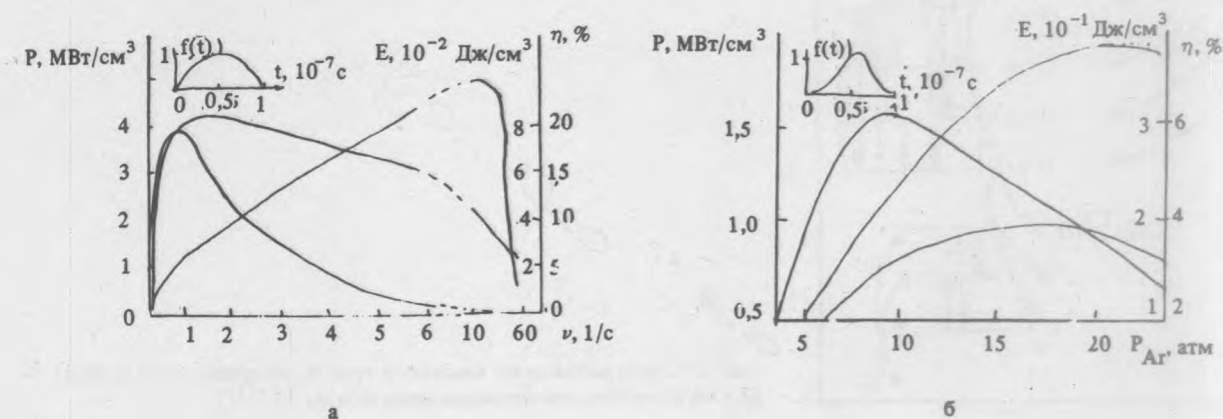


Рис. 2. Зависимость КПД η (1) активной среды Ag, удельной мощности (2), энергии (3) от частоты ионизации (ν) аргона протонами (а), $\epsilon_p = 0,7 \text{ МэВ}$, $\tau_{12} = 80 \text{ нс}$, $K_1 = 100\%$, $K_2 = 40\%$ при $p = 5 \text{ атм}$, и от давления аргона (б).

Уменьшение мощности накачки в средах на димерах не удается скомпенсировать увеличением ее длительности. Это обусловлено уменьшением потока накачки из триплета за счет электронного перемешивания.

При накачке микросекундными электронными пучками с малой плотностью тока ($1 - 10 \text{ A/cm}^2$) генерационные характеристики димера Ag_2^* с увеличением давления монотонно падают. При подогреве среды на 100° расчетные характеристики также ухудшаются. Это обусловлено ростом поглощения на фотоассоциативных переходах (3).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гудзенко Л. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры. М., Атомиздат, 1978.
2. Лакоба И. С., Яковленко С. И. Квантовая электроника, 7, 677 (1980).
3. Эксимерные лазеры, под ред. Ч. Роудза. М., Мир, 1981.
4. Газовые лазеры, под ред. И. Мак-Динизля, У. Нигена. М., Мир, 1987.
5. Lorents D. C. et al. Physica, 82BC, 19 (1976).
6. Werner C. W. et al. IEEE J. Quant. Electron., QE-13, 769 (1977).
7. Гудзенко Л. И. и др. Труды ИОФАН, 120, 30 (1980).
8. Коваль А. В. Препринт ИОФАН № 43, М., 1989.
9. Бойченко А. М. и др. Препринт ИОФАН № 282, М., 1987.