

УДК 621.373.826

## КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОГО СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕРА С БЫСТРОЙ ПРОКАЧКОЙ

*Докт. физ.-мат. наук, доц. НЕВДАХ В. В.*

*Белорусский национальный технический университет*

Электроразрядные СО<sub>2</sub>-лазеры с быстрой прокачкой (БП) на протяжении последних более чем тридцати лет доминируют на мировом рынке мощных технологических лазеров. Несмотря на появление в последние годы мощных непрерывных твердотельных лазеров с диодной накачкой, СО<sub>2</sub>-лазеры имеют лучшее качество луча и все еще превосходят твердотельные по соотношению эффективность/стоимость. Достижения в области технологических СО<sub>2</sub>-лазеров базируются на существующем уже длительное время качественном понимании механизма образования инверсии населенностей на основных лазерных переходах 00<sup>0</sup>1–10<sup>0</sup>0 (область 10–11 мкм) и 00<sup>0</sup>1–02<sup>0</sup>0 (область 9–10 мкм) молекул СО<sub>2</sub> – инверсия населенностей образуется из-за различия в скоростях возбуждения и релаксации лазерных уровней (например, [1–3]). Также принято считать, что быстрое и эффективное охлаждение активной среды в СО<sub>2</sub>-лазерах с БП активной среды обеспечивает их существенно большую удельную выходную мощность по сравнению с отпаянными СО<sub>2</sub>-лазерами [1–5]. Поэтому СО<sub>2</sub>-лазеры с БП обычно называют конвективно-охлаждаемыми лазерами, а отпаянные СО<sub>2</sub>-лазеры – диффузионно-охлаждаемыми лазерами. Согласно преобладающей в литературе точке зрения, на роль процесса охлаждения в механизме генерации излучения СО<sub>2</sub>-лазерами, повышение температуры их активной среды ведет к увеличению теплового заселения нижнего лазерного уровня и к ускорению процесса релаксации верхнего лазерного уровня. Оба эти процесса уменьшают

инверсию населенностей и тем самым ограничивают выходную мощность электроразрядных СО<sub>2</sub>-лазеров. Считается, что существует некоторая критическая температура активной среды, при достижении которой инверсная населенность в ней исчезает. Именно с этими причинами связывается необходимость охлаждения активной среды СО<sub>2</sub>-лазеров. В то же время численные оценки величины такой критической температуры, сделанные разными авторами, сильно различаются [1–7], а в [8] сообщалось о реализации непрерывного СО<sub>2</sub>-лазера без водяного охлаждения. В литературе также отсутствует единая точка зрения и по вопросу количественного состава основных компонент СО<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He активных сред непрерывных СО<sub>2</sub>-лазеров для получения максимальной мощности генерации [1, 2, 4, 8, 9]. Следует отметить, что лучшее понимание кинетики электроразрядных СО<sub>2</sub>-лазеров необходимо не только для улучшения энергетических параметров и эффективности мощных технологических лазерных систем, но и при рассмотрении таких лазеров как квантовых тепловых машин [10].

Целью проводимых автором исследований являлась разработка кинетической модели непрерывного электроразрядного СО<sub>2</sub>-лазера с БП, выводы которой согласуются с имеющимися экспериментальными данными по параметрам и характеристикам, полученным в СО<sub>2</sub>-лазерах с БП различных конструкций.

**Кинетическая модель СО<sub>2</sub>-лазера с быстрой прокачкой.** На рис. 1 показаны основной

колебательный уровень  $00^00$  и все нижние колебательные уровни до верхнего лазерного уровня  $00^01$  (включительно) молекулы  $\text{CO}_2$ , а также основной и первый возбужденный колебательные уровни молекулы  $\text{N}_2$ , рассматриваемые в кинетической модели непрерывного электроразрядного  $\text{CO}_2$ -лазера с БП. Под верхним лазерным уровнем в модели понимается собственно уровень  $00^01$ , а также связанные с ним быстрыми процессами внутримодовой и межмодовой квазирезонансной колебательно-колебательной релаксации другие вышележащие колебательные уровни молекулы  $\text{CO}_2$  [3].

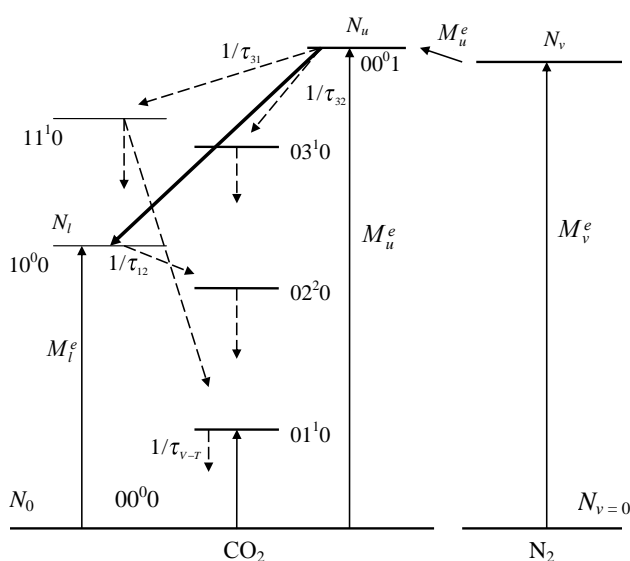


Рис. 1. Схема нижних колебательных уровней молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$ , рассматриваемых в кинетической модели  $\text{CO}_2$ -лазера с быстрой прокачкой:  
 $\rightarrow$  – лазерный переход  $00^01-10^00$ ;  
 $\longrightarrow$  – процессы возбуждения  
 $\dashrightarrow$  – то же релаксации

В модели также учитывается, что в передаче колебательной энергии от возбужденных молекул азота молекулам  $\text{CO}_2$  участвуют молекулы азота, находящиеся не только на первом возбужденном колебательном уровне, но и на других вышележащих колебательных уровнях. Основными физическими процессами, протекающими в активной среде рассматриваемого  $\text{CO}_2$ -лазера с БП, являются процессы возбуждения и релаксации лазерных уровней в резонаторе лазера, вынужденное испускание излучения и прокачка газа через резонатор. В модели считается, что:

1) возбуждение верхнего лазерного уровня молекул  $\text{CO}_2$  осуществляется с основного коле-

бательного уровня как электронным ударом со скоростью  $M_u^e$ , так и за счет передачи колебательной энергии от возбужденных молекул  $\text{N}_2$  со скоростью  $M_u^N$ , тогда как возбуждение нижнего лазерного уровня осуществляется только электронным ударом со скоростью  $M_l^e$ ;

2) релаксация населенности  $N_u$  возбужденного верхнего лазерного уровня осуществляется по двум каналам – через нижний лазерный уровень  $10^00$  со скоростью  $1/\tau_1$  и через колебательные уровни деформационной моды со скоростью  $1/\tau_2$  (рис. 1);

3) населенность  $N_l$  нижнего лазерного уровня релаксирует также через колебательные уровни деформационной моды со скоростью  $1/\tau_{1-2}$ ;

4) в режиме прокачки со скоростью  $1/\tau_v$ , молекулы активной среды находятся в резонаторе лазера в течение времени  $\tau_v$ .

В соответствии со сказанным выше  $1/\tau_u = 1/\tau_1 + 1/\tau_2 + 1/\tau_v$ , и  $1/\tau_l = 1/\tau_{12} + 1/\tau_v$ , где  $\tau_u$  и  $\tau_l$  – времена жизни колебательных уровней  $00^01$  и  $10^00$  в режиме прокачки соответственно.

Если в резонаторе лазера генерируется излучение интенсивностью  $I$  на частоте  $\nu$ , то система кинетических уравнений, описывающая поведение населенности лазерных уровней, может быть записана в виде [11]:

$$\frac{dN_u}{dt} = M_u^e + M_u^N - \sigma f J \frac{I}{h\nu} N_u - N_l - \frac{N_u}{\tau_u};$$

$$\frac{dN_l}{dt} = M_l^e + \sigma f J \frac{I}{h\nu} N_u - N_l + \frac{N_u}{\tau_1} - \frac{N_l}{\tau_l},$$
(1)

где  $\sigma$  – сечение вынужденного лазерного перехода;  $f(J)$  – функция распределения по вращательным уровням (для простоты считается одинаковой для обоих лазерных уровней);  $J$  – вращательное квантовое число.

Решив систему уравнений (1) относительно величин  $N_u$  и  $N_l$  для стационарного случая и используя выражение для насыщенного коэффициента усиления  $g$  в виде

$$g = \sigma f J \frac{I}{h\nu} N_u - N_l, \quad (2)$$

а также связь между насыщенным и ненасыщенным коэффициентами усиления (КУ)  $g_0$  в виде

$$g = \frac{g_0}{1 + I/I_s}, \quad (3)$$

получаем соответственно выражения для ненасыщенного КУ

$$g_0 J = \sigma f J \left[ M_u^e + M_u^n \tau_u \left( 1 - \frac{\tau_l}{\tau_1} \right) - M_l^e \tau_l \right] \quad (4)$$

и интенсивности насыщения  $I_s$

$$I_s = \frac{h\nu}{\sigma f J \tau_u (1 + \tau_l/\tau_2)}. \quad (5)$$

Зная ненасыщенный КУ и интенсивность насыщения и используя формулу Ригрода [12], можно записать выражение для оценки мощности генерации (без учета свойств резонатора) непрерывного лазера  $P_{out}$  в виде

$$P_{out} \sim g_0 J I_s = \frac{h\nu \left[ M_u^e + M_u^n (1 - \tau_l/\tau_1) - M_l^e \tau_l/\tau_u \right]}{1 + \tau_l/\tau_2}. \quad (6)$$

Из (6) видно, что мощность генерации  $CO_2$ -лазера с БП определяется скоростями возбуждения, временами жизни и скоростями релаксации лазерных уровней. Особенности кинетики  $CO_2$ -лазера с прокачкой активной среды проявляются не только во временах жизни лазерных уровней, но и в скоростях возбуждения этих уровней. При прокачке активной среды со скоростью  $1/\tau_v$  любая молекула  $CO_2$ , находящаяся в резонаторе, за время  $\Delta t = 1$  с может  $\xi_{Cv} = \Delta t/\Delta t_{Cv}$  раз принять участие в акте испускания излучения, где  $\Delta t_{Cv} \approx \tau_l = \tau_{1-2}$  – время жизни нижнего лазерного уровня. Кроме того, за время  $\Delta t = 1$  с в резонаторе произойдет  $\xi_v = \Delta t/\tau_v$  раз смена этих молекул, в результате которой в резонатор поступают новые молекулы  $CO_2$ , находящиеся в основном состоянии при температуре газа на входе в разряд  $T_0$ . Поэтому скорости возбуждения лазерных уровней молекул  $CO_2$  электронным ударом в условиях прокачки возрастают и могут быть записаны в виде:

$$M_u^e = \left[ \xi_{Cv} N_C Q_{VC}^{-1} T_i + \xi_v N_C Q_{VC}^{-1} T_0 \right] n_e k_u^e$$

и

$$M_l^e = \left[ \xi_{Cv} N_C Q_{VC}^{-1} T_i + \xi_v N_C Q_{VC}^{-1} T_0 \right] n_e k_l^e.$$

Здесь  $N_C$  – плотность молекул  $CO_2$ ,  $Q_{VC}(T_i) = 1 - X_1^{-1} - 1 - X_2^{-2} - 1 - X_3^{-1} -$  колебательная статистическая сумма,  $X_i = \exp(-h\nu_i/kT_i)$ ;  $h\nu_i$  – колебательный квант;  $T_i$  – колебательная температура  $i$ -й моды молекул  $CO_2$  ( $i = 1, 2, 3$ );  $n_e$  – плотность электронов разряда;  $k_u^e, k_l^e$  – константы скорости возбуждения верхнего и нижнего лазерных уровней соответственно электронным ударом.

Молекулы  $N_2$ , в отличие от молекул  $CO_2$ , участвуют только в двух процессах – в возбуждении колебательной моды  $\nu_4$  и в передаче колебательной энергии из этой моды в моду  $\nu_3$  молекулы  $CO_2$ . Каждая молекула  $N_2$  может принять участие в этих процессах за время  $\Delta t = 1$  с  $\xi_{N} = \Delta t/\Delta t_N$  раз, где  $\Delta t_N \approx \tau_{4,3}$  – время колебательно-колебательного обмена между молекулами  $N_2$  и  $CO_2$ . Скорость накачки верхнего лазерного уровня молекулами  $N_2$  в условиях прокачки описывается выражением

$$M_u^N = \left[ \xi_N N_N Q_{VN}^{-1} T_4 + \xi_v N_N Q_{VN}^{-1} T_0 \right] n_e k_N^e.$$

Здесь  $N_N$  – плотность;  $Q_{VN} = 1 - X_4^{-1}$ ;  $X_4 = \exp(-h\nu_4/kT_4)$ ;  $h\nu_4$  – колебательный квант;  $T_4$  – колебательная температура молекул  $N_2$ ;  $k_N^e$  – константа скорости возбуждения колебательных уровней молекул  $N_2$  электронным ударом.

Подстановка выражений для скоростей возбуждения лазерных уровней в решения системы кинетических уравнений (1) позволяет получить новые формулы для КУ  $g_0$  и интенсивности насыщения  $I_s$  в виде:

$$g_0 J = \sigma f J n_e \times \left\{ \begin{aligned} & \left[ \xi_{Cv} Q_{VC}^{-1} T_i + \xi_v Q_{VC}^{-1} T_0 \right] N_C \times \\ & \times \left[ \frac{k_u^e \tau_u \tau_v}{\tau_v + \tau_u} \left( 1 - \frac{\tau_l \tau_v}{\tau_1 \tau_l + \tau_v} \right) - \frac{k_l^e \tau_l \tau_v}{\tau_l + \tau_v} \right] + \\ & + \left[ \xi_N Q_{VN}^{-1} T_4 + \xi_v Q_{VN}^{-1} T_0 \right] N_N \frac{k_N^e \tau_u \tau_v}{\tau_v + \tau_u} \times \\ & \times \left( 1 - \frac{\tau_l \tau_v}{\tau_1 \tau_l + \tau_v} \right); \end{aligned} \right. \quad (7)$$

$$I_s = \frac{h\nu \tau_u + \tau_v}{\sigma f J \tau_u \tau_v} \frac{\tau_l + \tau_v}{\tau_l + \tau_v} \frac{\tau_2}{\tau_l + \tau_v}. \quad (8)$$

В этом случае формула для оценки выходной мощности CO<sub>2</sub>-лазера с прокачкой актив-

$$P_{out} \sim h\nu_e \frac{\xi_{Cv} N_C Q_{VC}^{-1} T_i \left[ k_u^e 1 - \tau_l / \tau_1 - k_l^e \tau_l / \tau_u \right] + \xi_N N_N Q_{VN}^{-1} T_4 k_N^e 1 - \tau_l / \tau_1}{1 + \tau_l / \tau_2} + h\nu_e \xi_v \frac{N_C Q_{VC}^{-1} T_0 \left[ k_u^e 1 - \tau_l / \tau_1 - k_l^e \tau_l / \tau_u \right] + N_N Q_{VN}^{-1} T_0 k_N^e 1 - \tau_l / \tau_1}{1 + \tau_l / \tau_2}. \quad (9)$$

В формуле (9) первое слагаемое описывает вклад в выходную мощность молекул, работающих в резонаторе, как и в отпаянном режиме, по циклу: возбуждение → испускание лазерного излучения → релаксация в основное состояние. Второе слагаемое описывает вклад в выходную мощность новых молекул, поступающих в резонатор в результате прокачки газа. Эти молекулы работают по другому циклу: попадание в резонатор → возбуждение → испускание лазерного излучения → выход из резонатора. Формула (9) объясняет механизм увеличения выходной мощности CO<sub>2</sub>-лазера при прокачке активной среды с любой, даже очень медленной скоростью.

**Характеристики CO<sub>2</sub>-лазера в режиме быстрой прокачки.** В условиях быстрой прокачки скорость прокачки ( $1/\tau_v = 1/\tau_{ff}$ ) намного превышает скорости релаксации лазерных уровней, т. е.  $1/\tau_{ff} \gg 1/\tau_1, 1/\tau_2, 1/\tau_{l2}$  и  $\tau_2/\tau_{ff} \gg 1, \xi_v \gg \xi_N$  и  $\xi_{Cv}$ . При известном составе смеси CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub> = 1:Y можно считать, что  $N_N = YN_C$ . При таких условиях выражения (7) и (8) упрощаются и принимают соответственно вид:

$$g_0(J) = \sigma f(J) n_e N_C \times \left[ Q_{VC}^{-1}(T_0) k_u^e - k_l^e + Q_{VN}^{-1}(T_0) Y k_N^e \right]; \quad (10)$$

$$I_s \approx \frac{h\nu}{\sigma f(J) \tau_{ff}}. \quad (11)$$

Из формулы (10) следует, что величина КУ CO<sub>2</sub>-лазера с БП не зависит от скорости прокачки, а определяется только условиями разряда – плотностью электронов и константами скоростей возбуждения колебательных уровней молекул CO<sub>2</sub> и N<sub>2</sub> электронным ударом. Влияние температуры активной среды  $T$  непосредственно на величину КУ оказывается только

ной среды принимает вид

через зависимости величин  $\sigma$  и  $f(J)$  от  $T$  и оно невелико, а также косвенно через условия устойчивости разряда.

Из формулы (11) видно, что величина интенсивности насыщения на любой линии генерации CO<sub>2</sub>-лазера с БП, наоборот, определяется в основном скоростью прокачки  $1/\tau_{ff}$ . Влияние температуры активной среды на величину интенсивности насыщения оказывается, как и для КУ, через величины  $\sigma$  и  $f(J)$ , но это влияние обратное, т. е. если рост температуры активной среды приводит к уменьшению КУ, то интенсивность насыщения при этом, наоборот, возрастает.

В режиме БП выражение (9) для мощности генерации может быть представлено в более простом виде

$$P_{out} \sim \frac{h\nu_e N_C}{\tau_{ff}} \times \left[ Q_{VC}^{-1}(T_0) k_u^e - k_l^e + Q_{VN}^{-1}(T_0) Y k_N^e \right]. \quad (12)$$

Из формулы (12) следует ряд важных для физики CO<sub>2</sub>-лазера с БП выводов. Видно, что выходная мощность CO<sub>2</sub>-лазера с БП:

- пропорциональна скорости прокачки активной среды через резонатор  $1/\tau_{ff}$  или количеству возбужденных молекул CO<sub>2</sub>, прошедших через резонатор лазера в единицу времени, и определяется в основном интенсивностью насыщения, а не величиной инверсии, или величиной КУ;
- растет при увеличении констант скоростей возбуждения верхнего лазерного уровня и колебательных уровней молекул N<sub>2</sub> и уменьшается при увеличении константы скорости возбуждения нижнего лазерного уровня электронным ударом;
- будет расти при увеличении плотности электронов разряда, или величины энерговклада в разряд, пока энергии электронов подходят

для возбуждения колебательных уровней молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$ ;

- в явном виде зависит от температуры газа только на входе в разряд и эта зависимость, проявляющаяся через колебательные статистические суммы молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$ , не является определяющей в диапазоне 300–1000 К. Уменьшение выходной мощности лазера при повышении температуры газа на входе в разряд, обусловленное уменьшением колебательных статистических сумм молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$ , может быть скомпенсировано увеличением скорости прокачки газа или увеличением плотности электронов разряда;

- зависит от температуры активной среды только через условие стабильности разряда – такой лазер будет работать до достижения температуры тепловой неустойчивости разряда;

- пропорциональна количеству молекул азота в газовой смеси пока скорость их возбуждения и скорость передачи колебательной энергии молекулам  $\text{CO}_2$  больше скорости прокачки активной среды.

Следует отметить, что все эти выводы, сделанные на основе представленной кинетической модели  $\text{CO}_2$ -лазера с БП, полностью согласуются с имеющимися литературными данными по параметрам и характеристикам, полученным в  $\text{CO}_2$ -лазерах различных конструкций как с поперечной, так и с продольной БП.

## ВЫВОДЫ

1. Представлена кинетическая модель  $\text{CO}_2$ -лазера с быстрой прокачкой, в которой учтены особенности режима БП. Получены выражения, связывающие ненасыщенный коэффициент усиления, интенсивность насыщения и выходную мощность  $\text{CO}_2$ -лазера с быстрой прокачкой со скоростями возбуждения и временами жизни лазерных уровней, исследовано влияние температуры активной среды на работу  $\text{CO}_2$ -лазера с быстрой прокачкой.

2. Истинная роль процесса быстрой прокачки газа через резонатор  $\text{CO}_2$ -лазера в механизме увеличения его выходной мощности, по сравнению с соответствующим отпаянным  $\text{CO}_2$ -лазером, заключается в обеспечении большей скорости накачки верхнего лазерного уровня  $00^0_1$ , что позволяет участвовать в процессе испускания излучения в единицу време-

ни большему количеству молекул  $\text{CO}_2$ , а не в охлаждении активной среды. В терминах параметров, характеризующих активную среду, более высокая выходная мощность  $\text{CO}_2$ -лазера с БП обеспечивается большей интенсивностью насыщения, величина которой в режиме быстрой прокачки определяется меньшим временем  $\tau_{ff}$  нахождения молекул  $\text{CO}_2$  в резонаторе.

3. Формула (12) показывает определяющую роль молекул азота как резервуара энергии для селективного возбуждения верхнего лазерного уровня. При достаточной величине колебательной энергии молекул азота, обеспечиваемой константой скорости возбуждения  $k_n^e$ ,  $\text{CO}_2$ -лазер может генерировать излучение даже в таких условиях разряда, при которых  $k_u^e - k_l^e < 0$ , т. е. когда константа скорости возбуждения верхнего лазерного уровня электронным ударом меньше соответствующей константы скорости возбуждения для нижнего лазерного уровня.

Формула (12) также объясняет, почему в оптимальных составах активных сред  $\text{CO}_2$ -лазеров с быстрой прокачкой отношение концентраций молекул  $\text{N}_2:\text{CO}_2 = Y$  значительно превышает аналогичное отношение для отпаянных лазеров, и почему диапазон изменения оптимальных отношений  $\text{N}_2:\text{CO}_2$  для различных по конструкции  $\text{CO}_2$ -лазеров с быстрой прокачкой может меняться больше чем на порядок величины. При поддержании устойчивого разряда одна и та же выходная мощность лазера может быть получена в различных условиях разряда при разных комбинациях скорости прокачки и состава смеси и, следовательно, при различных, в том числе и при высоких, температурах активных сред. При реализации стабильного разряда в активных средах, содержащих значительное количество молекул азота (при больших значениях  $Y$ ),  $\text{CO}_2$ -лазер с быстрой прокачкой будет работать и при высоких температурах активной среды. Это означает, что активная среда  $\text{CO}_2$ -лазера с быстрой прокачкой может содержать меньшее количество дорогостоящего гелия, выполняющего роль переносчика избытка колебательной энергии от молекул  $\text{CO}_2$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Витteman, В.  $\text{CO}_2$ -лазер / В. Витteman. – М.: Мир, 1990. – 360 с.

2. Hill, A. E. High-power electric CO<sub>2</sub> lasers / A. E. Hill // Gas lasers. Ed. by M. Endo, R. F. Walter. CRC Press. – N.Y., 2007. – P. 287–340.

3. Гордиец, Б. Ф. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры / Б. Ф. Гордиец, А. И. Осипов, Л. А. Шелепин. – М.: Наука, 1980. – 512 с.

4. Nath, A. K. Scaling of laser power with N<sub>2</sub> partial pressure in a convective-cooled CW CO<sub>2</sub> laser / A. K. Nath, M. Kumar // IEEE J. Quant. Electron. – 1993. – Vol. 29, № 4. – P. 1199–1204.

5. Golubev, V. S. Scaling laws for designing high-power CW CO<sub>2</sub> lasers / V. S. Golubev, A. K. Nath // Proc. SPIE. – 2000. – Vol. 4165. – P. 42–55.

6. High-power two-dimensional waveguide CO<sub>2</sub> laser arrays / K. M. Abramski [et al.] // IEEE J. Quantum Electron. – 1996. – Vol. 32, № 2. – P. 340–348.

7. Невдах, В. В. О влиянии температуры на создание инверсии в активных средах электроразрядных CO<sub>2</sub>-лазеров / В. В. Невдах // Квант. электрон. – 2001. – Т. 31, № 6. – С. 525–528.

8. Tsui, K. H. Influence of the unstable glow discharge plasma state on the CW CO<sub>2</sub> laser output / K. H. Tsui, R. A. D. Zanon, C. A. Massone // IEEE J. Quantum Electron. – 1993. – Vol. 29, № 7. – P. 2138–2140.

9. Невдах, В. В. Оптимизация соотношения CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He в активных средах непрерывных электроразрядных CO<sub>2</sub>-лазеров / В. В. Невдах, Г. Монире // Журн. прикл. спектр. – 2004. – Т. 71, № 4. – С. 490–496.

10. Hill, A. E. Practical implementation of a CO<sub>2</sub>-laser-coupled quantum heat engine / A. E. Hill, Y. V. Rostovtsev, M. O. Scully // Phys. Rev. A 72, 043802. – 2005.

11. Невдах, В. В. Влияние температуры активной среды на работу CO<sub>2</sub>-лазера с быстрой прокачкой / В. В. Невдах, К. И. Аршинов, О. Л. Гайко // Оптика и спектроскопия. – 2009. – Т. 107, № 3. – С. 398–402.

12. Rigrod, W. W. Homogeneously broadened cw lasers with uniform distributed loss / W. W. Rigrod // IEEE J. Quant. Electron. – 1978. – Vol. 14, № 5. – P. 377–381.

Поступила 19.02.2013

УДК 621.937.1

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ДВУХМЕРНОГО ПЕРИОДИЧЕСКОГО ЦИРКУЛЯЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ ЗАГОТОВКИ ПРИ ОБРАБОТКЕ НА МОДЕРНИЗИРОВАННОЙ РАСПИЛОВОЧНОЙ СЕКЦИИ

*Докт. техн. наук, проф. КИСЕЛЕВ М. Г., канд. техн. наук, доц. ДРОЗДОВ А. В., асп. ЯМНАЯ Д. А.*

*Белорусский национальный технический университет*

Операция механического распиливания монокристаллов алмаза на части (полуфабрикаты) является важным этапом технологического процесса их переработки в бриллианты и другие изделия технического назначения (инструменты, подложки) [1]. Учитывая высокую стоимость монокристаллов алмаза, первостепенным требованием при их обработке является обеспечение минимальной величины (процента) безвозвратных потерь исходного сырья. Из числа известных способов разделения монокристаллов алмаза (лазерный, электронно-лучевой и др.) в наибольшей степени это требование обеспечивается при их механическом распиливании, благодаря чему сегодня этот способ повсеместно используется на алмазообрабатывающих предприятиях.

Технологическая схема распиливания монокристаллов алмаза (рис. 1) проста и аналогична схеме распиливания заготовок алмазным отрезным кругом с его гравитационной подачей [2] с той только разницей, что движение подачи  $S_B$  сообщается не инструменту 1 (распиловочному диску), а обрабатываемой заготовке 2, закрепленной на конце качающегося рычага 3.

