

И.И. Климовский, В.А. Щеглов

О ПРИНЦИПИАЛЬНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ НОВОГО КЛАССА ЛАЗЕРОВ НА ОТТАЛКИВАТЕЛЬНЫХ ТЕРМАХ ДВУХАТОМНЫХ РАЗЛЕТНЫХ МОЛЕКУЛ

*Институт высоких температур РАН,
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва*

Поступила в редакцию 2.09.99 г.

Проведен анализ возможности получения генерации на переходах между отталкивательными (не имеющими потенциальных ям) термами двухатомных разлетных молекул. В анализе использовались модельные потенциальные кривые для верхнего и нижнего лазерных термов разлетной молекулы. Предполагалось, что разлетная молекула на верхнем лазерном терме образуется в результате соударения атома *B* в основном состоянии и атома *A*, возбужденного электронами на один из нижних уровней с энергией E_2 .

В предположении, что концентрация атомов *A* в возбужденном состоянии находится в равновесии с температурой электронов, определены значения отношения T_e/E_2 и концентрации атомов *A* и *B* в основных состояниях, при которых на переходе между отталкивательными термами разлетной молекулы реализуются условия получения генерации.

Результаты предварительного анализа возможности реализации генерации в электроразрядных газовых лазерах, изложенные в данной статье, получены для схемы, представленной на рис. 1. В предлагаемой схеме генерация индуцированного излучения происходит на переходе между двумя отталкивательными термами двухатомной разлетной молекулы. Атомы, образующие разлетную молекулу, могут быть как одинаковыми, так и разными. На рис. 1 схематически отобразен случай, когда в образовании разлетной молекулы участвуют различные атомы *A* и *B*. Эти атомы в основных состояниях, обозначаемые соответственно символами A_1 и B_1 , соударяясь между собой, образуют разлетную молекулу с отталкивательным термом 1 с потенциальной кривой $U_1(R)$, где R – межъядерное расстояние. Максимальное межъядерное расстояние R_M , для которого два взаимодействующих атома не являются свободными и образуют разлетную молекулу, грубо можно оценить как сумму атомных радиусов атомов A_1 и B_1 :

$$R_M = R_A + R_B. \tag{1}$$

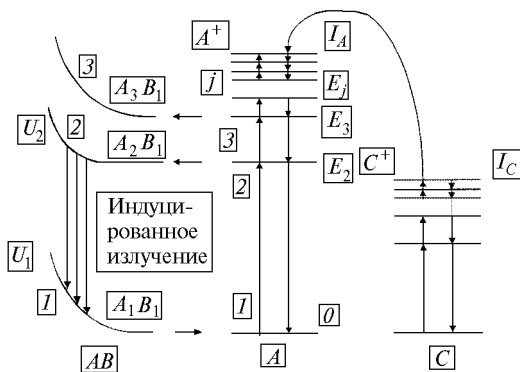


Рис. 1. Схема получения генерации на отталкивательных термах разлетной молекулы

В предлагаемой схеме получения генерации (см. рис. 1) в импульсном или стационарном электрических разрядах электроны возбуждают атомы *A* из основного состояния 1 на один из низко расположенных резонансных уровней 2 с энергией E_2 , образуя возбужденные атомы A_2 . Атомы A_2 , в свою очередь, либо переводятся электронами в более высоко лежащие состояния с энергиями E_j , где $j = 3, 4, \dots, n$, и континуум (I_A – энергия ионизации атома *A*), либо девозбуждаются электронами в основное состояние. Кроме того, атомы A_2 и B_1 , сталкиваясь, образуют разлетную молекулу A_2B_1 в возбужденном состоянии с отталкивательным термом 2, потенциальная кривая которого $U_2(R)$ отличается от кривой $U_1(R)$ наличием достаточно протяженного плоского участка.

На рис. 2, а приведены модельные потенциальные кривые $U_1(R)$ и $U_2(R)$ лазерных отталкивательных термов, построенные соответственно на основе потенциальных кривых термов $X^1\Sigma_g^+$ и $B^5\Sigma_u^+$ молекулы Xe_2 в пренебрежении небольшими потенциальными ямами на обеих кривых. Именно для этих модельных потенциальных кривых проводится в данной статье анализ возможности получения генерации на отталкивательных термах разлетной молекулы.

В соответствии с [1,2] концентрации разлетных молекул на термах 1 (N_1) и 2 (N_2) в сферическом слое радиусом R и толщиной δR можно определить следующим образом:

$$\begin{aligned} N_1 &= n_1 n_B 4\pi R^2 \delta R e^{-U_1(R)/T_a}, \\ N_2 &= n_2 n_B 4\pi R^2 \delta R e^{-[U_2(R)-E_2]/T_a}, \end{aligned} \tag{2}$$

где n_B – концентрация атомов *B* в основном состоянии; n_1, n_2 – концентрация атомов *A* в состояниях 1 и 2; T_a – температура атомов в энергетических единицах; $n 4\pi R^2 \delta R e^{-U(R)/T_a}$ – вероятность того, что в сферическом слое с радиусом R и толщиной δR , окружающем атом *A* или *B*, находится соответственно атом *B* или *A*.

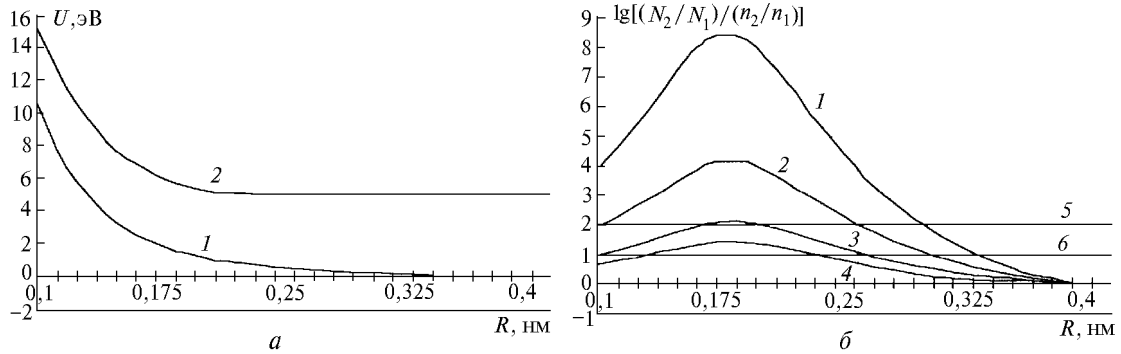


Рис. 2. Модельные потенциальные кривые нижнего (1) и верхнего (2) лазерных отгаликательных термов разлетной молекулы (а); зависимость от межъядерного расстояния отношения концентраций на верхнем и нижнем лазерных термах, нормированного на отношение концентраций на 2-м и 1-м уровнях атома А (б); 1 – $T_a = 0,05$ эВ; 2 – 0,1; 3 – 0,2; 4 – 0,3 эВ; 5, 6 – см. пояснения в тексте

В [1, 2] δR – размер классически доступной области для ядер двухатомной молекулы. В данной статье параметр δR имеет иной физический смысл, основанный на следующих представлениях. Излучение на переходе между верхним и нижним лазерными термами, происходящее на частоте ω_R , соответствующей некоторому межъядерному расстоянию R , имеет определенную ширину $\delta\omega$, обусловленную различными механизмами уширения (доплеровским, ван-дер-ваальсовым и др.). Поэтому в усилении уширенного различными механизмами излучения на частоте ω_R будут принимать участие разлетные молекулы, для которых межъядерные расстояния лежат в интервале $R \pm \delta R/2$, где значение δR определяется следующим образом:

$$\delta R = \hbar \delta \omega / |dU_1(R)/dR - dU_2(R)/dR|, \quad (3)$$

Для оценки принципиальной возможности получения в разлетной молекуле инверсии населенностей термов с потенциальными кривыми, представленными на рис. 2, а, в предположении равенства статесов нижнего и верхнего термов можно воспользоваться вытекающей из (2) формулой для отношения концентраций разлетных молекул на верхнем и нижнем термах:

$$\frac{N_2/N_1}{n_2/n_1} = e^{-[U_2(R) - E_2 - U_1(R)]/T_a}. \quad (4)$$

На рис. 2, б приведены результаты расчета по формуле (4) для нескольких значений температуры атомов T_a . На этом же рисунке приведены значения $1/(n_2/n_1)$ для $(n_2/n_1) = 0,01$ (кривая 5) и $(n_2/n_1) = 0,1$ (6). Точки пересечения кривых 1–4 с прямыми 5, 6 определяют границы интервалов межъядерных расстояний, в пределах которых при указанных выше значениях отношения n_2/n_1 и соответствующих температурах атомов выполняется условие $N_2/N_1 > 1$. Видно, что для достижения инверсии населенностей лазерных термов при температурах атомов около 0,3 эВ необходимо обеспечить высокую (на уровне 10% от заселенности основного состояния) заселенность 2-го уровня атома А, т.е. необходимо обеспечить высокие температуры электронов, заселяющих 2-й уровень атома А.

Для определения условий (концентраций атомов А и В, температуры электронов и т.д.) получения генерации на переходе между отгаликательными термами разлетной молекулы необходимо знать абсолютные населенности лазерных термов N_1 и N_2 , длину волны λ линии генерации и спектральную ширину $\delta\omega$ этой линии. Для оценки назван-

ных параметров запишем зависимость коэффициента усиления на переходе между термами 2 и 1 разлетной молекулы от межъядерного расстояния R , исходя из [1, 2]:

$$k(R) \approx \frac{\lambda^2 A_{21}}{4\delta\omega} \pi R^2 \delta R (n_2 n_B e^{-[U_2(R) - E_2]/T_a} - n_1 n_B e^{-U_1(R)/T_a}), \quad (5)$$

A_{21} – вероятность спонтанного перехода между лазерными термами.

Если в выражении (5) пренебречь зависимостью значения $k(R)$ от межъядерного расстояния R , обусловленной зависимостью λ , $\delta\omega$ и δR от R , то коэффициент усиления будет пропорционален величине

$$k(R) \sim K(R) = R^2 e^{-U_1(R)/T_a} \left(\frac{n_2}{n_1} e^{-[U_2(R) - E_2 - U_1(R)]/T_a} - 1 \right), \quad (6)$$

позволяющей рассчитать зависимость относительного коэффициента усиления (отношения функции $k(R)$ к ее максимальному значению)

$$k_{\text{отн}} = k(R)/k_{\text{max}}(R) = K(R)/K_{\text{max}}(R) \quad (7)$$

от межъядерного расстояния.

На рис. 3 представлены результаты расчета $k_{\text{отн}}$ для модельных потенциальных кривых на рис. 2, а. Необходимо отметить, что нормировка зависимостей $K(R)$ для разных условий расчета производилась на одно и то же значение $K_{\text{max}}(R)$, соответствующее значениям $T_a = 0,05$ эВ и $n_2/n_1 = 0,1$.

Для проведения дальнейшего анализа, во-первых, введем два новых параметра, характеризующих кривые, представленные на рис. 3: параметр $\Delta R = R_{\text{max}} - R_{\text{min}}$, где R_{max} и R_{min} – большее и меньшее значения межъядерного расстояния, при которых $k_{\text{отн}} = 0,5 k_{\text{отн max}}$, и параметр R_0 , определяемый как $R_0 = (R_{\text{max}} + R_{\text{min}})/2$, а также введем длину волны λ_0 , соответствующую межъядерному расстоянию R_0 . Видно, что оба параметра ΔR и R_0 достаточно сильно зависят от температуры атомов и сравнительно слабо от отношения концентраций n_2/n_1 . Во-вторых, учитывая приближенный характер оценок, проводимых в данной статье, заменим отношение $\delta R/\delta\omega$ в выражении (3) на отношение $\Delta R/\Delta\omega$, определяя $\Delta\omega$ как

$$\Delta\omega = \frac{1}{\hbar} \left| [U_2(R_{\text{max}}) - U_1(R_{\text{max}})] - [U_2(R_{\text{min}}) - U_1(R_{\text{min}})] \right|, \quad (8)$$

в результате чего выражение (5) преобразуется к виду

$$k_0 \approx \frac{\lambda_0^2 A_{21}}{4\Delta\omega} \pi R_0^2 \Delta R (n_2 n_B e^{-[U_2(R_0)-E_2]/Ta} - n_1 n_B e^{-U_1(R_0)/Ta}). \quad (9)$$

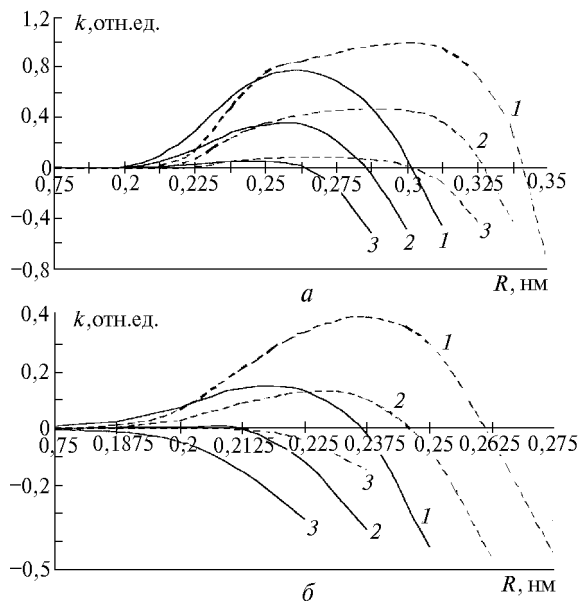


Рис. 3. Зависимость относительного коэффициента усиления от межъядерного расстояния: а — — — — — $T_a = 0,05$ эВ; — — — — — $T_a = 0,1$ эВ; 1 — $n_2/n_1 = 0,1$; 2 — $0,05$; 3 — $0,01$; б — — — — — $T_a = 0,2$ эВ; — — — — — $T_a = 0,3$ эВ; 1, 2, 3 — $n_2/n_1 = 0,1$; $0,05$; $0,01$

Согласно результатам расчета (см. рис. 3) уменьшение n_2/n_1 сопровождается уменьшением величины ΔR . Но поскольку уменьшение ΔR сопровождается, в свою очередь, в соответствии с соотношением (8) уменьшением значения $\Delta\omega$, в какой-то мере компенсирующим влияние изменения ΔR на коэффициент усиления k_0 (9), то дальнейший анализ условий получения генерации на отталкивательных термах разлетных молекул проводился в предположении, что такие параметры, как R_0 , ΔR и $\Delta\omega$, не зависят от соотношения n_2/n_1 и определяются только температурой атомов. В табл. 1 приведены значения указанных параметров, найденные для $n_2/n_1 = 0,1$ по зависимостям, представленным на рис. 3, а, а также величины $U_1(R_0)$ и $U_2(R_0) - E_2$, определенные по потенциальным кривым, представленным на рис. 2, а.

С учетом данных табл. 1 необходимая для обеспечения ранее заданного значения k_0 относительная концентрация n_2/n_1 атомов A на втором уровне может быть рассчитана по вытекающему из (9) соотношению

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\{U_1(R_0) - [U_2(R_0) - E_2]\}/Ta} \left(\frac{4k_0 \Delta\omega e^{U_1(R_0)/Ta}}{\lambda_0^2 A_{21} \pi R_0^2 \Delta R n_1 n_B} + 1 \right). \quad (10)$$

Т а б л и ц а 1

T_a , эВ	R_0 , нм	ΔR , нм	$\Delta\omega$, с^{-1}	$U_1(R_0)$, эВ	$U_2(R_0) - E_2$, эВ
0,05	0,29	0,09	$7,62 \cdot 10^{13}$	0,28	0
0,1	0,26	0,06	$6,84 \cdot 10^{13}$	0,45	0
0,2	0,24	0,04	$5,53 \cdot 10^{13}$	0,71	0,02
0,3	0,22	0,03	$3,08 \cdot 10^{13}$	0,96	0,12

Затем в предположении, что заселенность уровня 2 атома A находится в равновесии с температурой электронов T_e и что статистические веса уровней 1 и 2 атома A равны между собой, можно рассчитать величину отношения

$$T_e/E_2 = 1/\ln(n_1/n_2), \quad (11)$$

при которой будет обеспечена заселенность уровня 2 атома A , необходимая для получения генерации на отталкивательных термах (см. рис. 2, а) разлетной молекулы AB .

В дальнейшем анализе условий получения непрерывной генерации на отталкивательных термах разлетной молекулы в качестве тест-атома A был выбран атом ртути (переход $6p^3P_1^0 \rightarrow 6s^2(1S_0)$), характеризующийся следующим набором параметров: $E_2 = 4,886$ эВ, $\lambda_{21} = 253,65$ нм, $A_{21} = 8,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Предполагалось, что длина волны генерации λ_0 больше λ_{21} и составляет 300 нм, что вероятность спонтанного перехода между отталкивательными термами разлетной молекулы равна приведенному значению A_{21} , а необходимое для получения генерации значение k_0 полагалось равным 10^{-2} см^{-1} . В качестве тест-атома B был выбран атом неона.

На рис. 4 представлены результаты расчета по соотношениям (10) и (11) температуры T_e , необходимой для получения генерации на разлетных термах отталкивательной молекулы AB для нескольких наборов значений концентраций атомов A и B в основном состоянии. На этом же рисунке приведены результаты расчета по формуле Саха (см., например, [3]) для рассчитанной температуры электронов T_e отношений концентраций ионов A^+ и B^+ соответственно к концентрациям атомов A и B в основных состояниях.

Итак, результаты расчетов, представленные на рис. 4, свидетельствуют о малой пригодности модельных атомов A с выбранными в расчете параметрами для использования их в предлагаемой в данной статье схеме получения генерации. Даже наилучшие (наиболее легко реализуемые) из рассчитанных параметров ($n_1 \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$; $n_B \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$; $T_a \leq 0,05$ эВ; $1 \text{ эВ} \leq T_e \leq 1,5$ эВ) выглядят труднодостижимыми. Тем не менее результаты расчетов, представленные на рис. 4, позволяют отчетливо выявить факторы, затрудняющие получение генерации по предлагаемой схеме, и определить если не сами условия получения непрерывной генерации на отталкивательных термах разлетных молекул, то, по меньшей мере, путь, по которому надо идти в поисках этих условий.

1. В результатах расчетов, представленных на рис. 4, прежде всего обращают на себя внимание высокие температуры электронов и высокие концентрации атомов A и B . Оба эти фактора обусловлены прежде всего трудностью достижения заложенного в расчет значения коэффициента усиления ($k = 10^{-2} \text{ см}^{-1}$) при использованных в расчете параметрах: $\lambda_0 = 300$ нм ($\lambda_{21} = 253,65$ нм), $A_{21} = 8,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ и $E_2 = 4,886$ эВ. Использование в качестве атома A атомов с $\lambda_{21} > 253,65$ нм ($E_2 < 4,886$ эВ) и $A_{21} > 10^8 \text{ с}^{-1}$, обеспечивающих возможность получения генерации при $k_0 < 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, позволит перейти в область как более низких электронных температур, так и более низких концентраций атомов A и B .

2. При больших концентрациях атомов B возможно влияние тройных соударений на излучательные характеристики лазерного перехода. Предполагая, что атомы A и B представляют собой упругие шары с одинаковым радиусом $r_a = R_M/2$, время жизни разлетной молекулы можно оценить как $\tau_M \approx R_M/v_a$, где v_a — тепловая скорость атомов. Предполагая также, что каждое соударение разлетной молекулы с атомом приводит к изменению излучательных характеристик лазерного перехода и оценивая сечение σ_M соударения разлетной молекулы с третьим атомом как сумму сечений столкновения двух атомов $\sigma_M \approx 2\pi R_M^2$, а константу q_M скорости соударений разлетных молекул с

атомами, как $q_M \approx \sigma_M v_a$, можно получить условие на концентрацию атомов, при которой время жизни разлетной молекулы меньше интервала времени, между ее последовательными во времени соударениями с атомами

$$n < n_{\max} = 1/2\pi R_M^3 \quad (12)$$

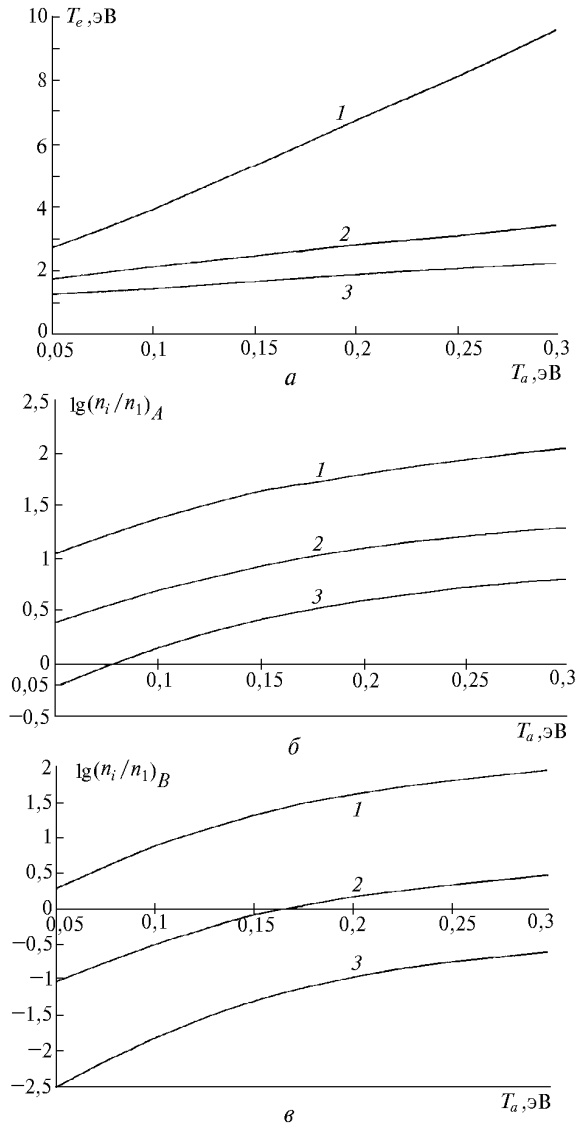


Рис. 4. Зависимость температуры электронов, необходимой для обеспечения коэффициента усиления в центре линии генерации $k_0 = 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ на переходе между модельными отталкивательными термами (см. рис. 2, а), когда в качестве атома A используется атом ртути (а). Зависимости отношений концентрации ионов A^+ и атомов A в основном состоянии (б) и концентраций ионов B^+ и атомов B в основном состоянии (в) от температуры атомов. В качестве модельного атома B использован атом Ne: 1 - $n_{A1} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $n_{B1} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$; 2 - 10^{19} см^{-3} , $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; 3 - 10^{19} см^{-3} , 10^{20} см^{-3}

Полагая $R_M \approx 0,4 \text{ нм}$, получаем из (12) $n_{\max} \approx 2,5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Это означает, что при концентрациях $n_B \approx 2,5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ необходимо учитывать возможное влияние тройных столкновений на излучательные характеристики лазерного перехода.

3. Согласно результатам расчетов, представленных на рис. 4, даже при самых благоприятных условиях степень

ионизации атомов A составляет около 50%, что соответствует концентрациям электронов n_e на уровне 10^{19} см^{-3} . При таких значениях n_e следует ожидать интенсивного перемешивания электронами лазерных термов разлетной молекулы, исключая возможность достижения инверсии их населенностей. Полагая, что константа q_e скорости тушения верхнего лазерного терма электронами порядка $10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, а вероятность A_{21} спонтанного распада разлетной молекулы по лазерному переходу – порядка $3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, можно оценить концентрацию электронов, при которой частота тушения верхнего лазерного терма электронами будет меньше частоты его спонтанного распада, $n_e < A_{21}/q_e \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, т.е. значительно меньше концентрации электронов, соответствующей результатам расчета, приведенным на рис. 4.

4. При концентрациях n_e порядка $10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в неравновесной плазме возможно развитие сильных неоднородностей. Во избежание этого, а также для уменьшения концентрации ионов A в двухкомпонентную активную среду, состоящую из атомов A и B , аналогично [4], в качестве третьего компонента активной среды можно добавлять атомы C (пары) щелочных металлов с низким потенциалом ионизации. В этом случае рекомбинационный поток ионов A^+ увеличится, а их концентрация уменьшится. С помощью формулы Саха легко получить соотношение, определяющее уменьшение концентрации n'_i ионов A^+ относительно равновесной с температурой электронов концентрацией n_i ионов при добавке легко ионизирующейся присадки с концентрацией n_C , все атомы которой ионизованы:

$$n'_i/n_i = (\sqrt{J^2 + 4} - J)/2$$

$$J = n_C/n_i \quad (13)$$

Присутствие в активной среде атомов щелочных металлов меняет предлагаемую схему генерации, ее новый вид показан на рис. 1.

5. Проведенный выше анализ принципиальной возможности получения генерации на отталкивательных термах разлетной молекулы проводился в предположении равновесия заселенности уровня 2 атома A с температурой электронов T_e . Однако для получения эффективной генерации на переходе между отталкивательными термами разлетной молекулы необходимо, чтобы заселенность уровня 2 атома A за счет излучательных соударений с атомами B значительно уменьшалась по сравнению с заселенностью, равновесной с T_e . Только в этом случае возможно замыкание основного потока возбуждения атомов A по пути $A_1 \rightarrow A_2 \rightarrow A_2B_1 \rightarrow A_1B_1 \rightarrow A_1$, обеспечивающему высокую эффективность преобразования электрической энергии, вводимой в разряд, в энергию лазерного излучения.

Итак, анализ, проведенный в данной статье, показал, что принципиальная возможность создания лазеров на отталкивательных термах, сталкиваясь с целым рядом существенных проблем, все-таки существует и в случае успеха можно надеяться на создание высокоэффективных лазеров широкого диапазона длин волн.

В табл. 2 указаны элементы, использование атомов которых в качестве атомов A в предлагаемой схеме получения генерации представляется перспективным, и проведено сопоставление давления p насыщенных паров этих элементов при температуре 1000 К [5] и некоторых взаимосвязанных из [6] характеристик соответствующих атомов с давлением паров ртути при температуре 1000 К и с аналогичными характеристиками атома ртути, использовав-

шегося в качестве атома A в описанных ранее расчетах (см. рис. 4). В табл. 2 даны также значения параметра $\alpha = (\lambda_{21}^2 A_{21})_{\text{Hg}} / (\lambda_{21}^2 A_{21})_A$, характеризующего в определенной мере в соответствии с (9) уменьшение заселенности уровня 2 приведенных в табл. 2 атомов по сравнению с заселенностью уровня 2 атома ртути при реализации одного и того же коэффициента усиления k_0 . Величина параметра α на уровне 0,02 для этих атомов означает, что при использовании их в качестве атома A можно существенно снизить концентрацию атомов A , температуру электронов и степень ионизации атомов по сравнению с теми, которые получаются при использовании в качестве атома A атома ртути.

Дальнейший анализ возможности получения генерации на отталкивательных термах разлетных молекул сле-

дует проводить как для конкретных пар атомов, так и для реальных потенциальных кривых отталкивательных термов разлетных молекул. Если температуру T_e поднять до 1500 К, то в рассмотрение можно включить атомы Li, Ca, Mg, Sr, Tl, Yb, Eu, а если до 2000 К, то список атомов, способных оказаться пригодными для создания лазеров на отталкивательных термах разлетных молекул, расширится еще больше.

В заключение следует отметить, что парами атомов, образующих разлетные молекулы с потенциальными кривыми отталкивательных термов, представляющимися перспективными для получения генерации на отталкивательных термах, являются пары атомов щелочных металлов и инертных газов (см., например, [7–10]).

Таблица 2

Элемент	p , кПа	E_2 , эВ	λ_{21} , нм	A_{21} , с ⁻¹	I , эВ	E_2/I	$\lambda_{21}^2 A_{21}$, нм ² ·с ⁻¹	α
Hg	$\approx 1,3 \cdot 10^3$	4,886	253,65	$8,5 \cdot 10^6$	10,434	0,468	$5,5 \cdot 10^{11}$	1
Cd	53,2	5,417	228,80	$6 \cdot 10^8$	8,994	0,602	$3,1 \cdot 10^{13}$	0,018
Zn	10,6	5,796	213,86	$7,4 \cdot 10^8$	9,394	0,617	$3,4 \cdot 10^{13}$	0,016
Na	33,2	2,102	589,592	$6,1 \cdot 10^7$	5,139	0,409	$2,1 \cdot 10^{13}$	0,026
Na	33,2	2,104	588,995	$6,1 \cdot 10^7$	5,139	0,409	$2,1 \cdot 10^{13}$	0,026
K	79,8	1,610	769,90	$3,9 \cdot 10^7$	4,341	0,371	$2,3 \cdot 10^{13}$	0,024
K	79,8	1,617	766,49	$4,0 \cdot 10^7$	4,341	0,372	$2,4 \cdot 10^{13}$	0,023
Rb	133	1,560	794,76	$3,4 \cdot 10^7$	4,177	0,373	$2,0 \cdot 10^{13}$	0,028
Rb	133	1,589	780,03	$3,7 \cdot 10^7$	4,177	0,380	$2,3 \cdot 10^{13}$	0,024
Cs	133	1,386	894,35	$3,3 \cdot 10^7$	3,894	0,356	$2,6 \cdot 10^{13}$	0,021
Cs	133	1,455	852,11	$3,7 \cdot 10^7$	3,894	0,374	$2,7 \cdot 10^{13}$	0,020

1. Елецкий А.В. Экимерные лазеры // УФН. 1978. Т. 125. Вып. 2. С. 279–314.
2. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Физические процессы в газовых лазерах. М.: Энергоатомиздат, 1985.
3. Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1964.
4. Жменяк Ю.В., Кельман В.А., Климовский И.И., Кубасов В.Н., Рибак А.С., Шпенник Ю.О. // Укр. физ. журн. 1995. Т. 40. N 4. С. 334–338.
5. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1976.

6. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Параметры атомов и атомных ионов: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1986.
7. Hedges R.E.M., Drummond D.L., Gallagher A. // Phys. Rev. A. 1972. V. 6. N 4. P. 1519–1544.
8. Pascale J., Vandeplanque J. // J. Chem. Phys. 1974. V. 60. N 6. P. 2278–2789.
9. Drummond D.L., Gallagher A. // J. Chem. Phys. 1974. V. 60. N 9. P. 3426–3435.
10. York G., Scheps R., Gallagher A. // J. Chem. Phys. 1975. V. 63. N 3. P. 1052–1064.

Klimovskii I.I., Shcheglov V.A. On a Principle Possibility to Create a New Lasers on the Repulsion Terms of Biatomic Flying Away.

The article is devoted to a possibility to create the laser generation on a transition between repulsion terms of biatomic flying away molecules. In analysis, the model potentials for upper and lower terms of flying away molecules are used. It is proposed that the flying away molecule on upper laser term is formed as the result of collision of atom B in basic state and atom A , excited by electrons on one of lower levels with energy E_2 .

In assumption that the concentration of the excited atom A is in equilibrium with temperature T_e of the electrons the necessary conditions for laser generation on a transition between the repulsion terms of flying away molecules are determined.