



Г. М. Васильев, С. А. Жданок

КИНЕТИЧЕСКИЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРАХ



НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛАРУСИ
Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова

Г. М. Васильев, С. А. Жданок

КИНЕТИЧЕСКИЕ
И ТРАНСПОРТНЫЕ
ПРОЦЕССЫ
В МОЛЕКУЛЯРНЫХ
ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРАХ



Минск
«Беларуская навука»
2010

УДК 621.375.8

Васильев, Г. М. Кинетические и транспортные процессы в молекулярных газовых лазерах / Г. М. Васильев, С. А. Жданок. – Минск : Беларус. навука, 2010. – 205 с. – ISBN 978-985-08-1177-6.

В монографии рассмотрены вопросы физики и техники проточных газовых лазеров на колебательно-вращательных переходах. Проведено исследование кинетических и транспортных процессов в молекулярных газовых лазерах с конвективным охлаждением рабочей среды и в газодинамических лазерах с околорезонансным колебательным обменом в зоне смещения. Значительное внимание уделено анализу экспериментальных результатов и выяснению влияния различных факторов на энергетические характеристики проточных лазерных систем.

Предназначена для научных работников, разработчиков проточных газовых лазеров, преподавателей, докторантов, аспирантов и студентов высших учебных заведений.

Табл. 2. Ил. 76. Библиогр.: 129 назв.

Рецензенты:

академик НАН Беларуси,

доктор технических наук, профессор А. Г. Шашков,

доктор физико-математических наук Б. А. Бушук

ISBN 978-985-08-1177-6

© Васильев Г. М., Жданок С. А., 2010

© Оформление. РУП «Издательский дом «Беларуская навука», 2010

ВВЕДЕНИЕ

Теплофизические процессы, протекающие с участием колебательно-возбужденных молекул, играют важную роль в различных областях науки и техники. В настоящее время строгий и последовательный подход к решению многих задач физики и химии плазмы, взаимодействия лазерного излучения с веществом, химии и физики атмосферы, физической газодинамики, физики и химии мощных молекулярных лазеров невозможен без детального анализа процессов колебательной кинетики.

Среди прикладных проблем, в которых особенно проявилось взаимовлияние процессов испускания и поглощения света, диссоциации, ионизации, распространения газодинамических возмущений, химической кинетики и процессов колебательного энергообмена, можно выделить вопросы устойчивости газового разряда в молекулярных системах, оптимизации мощных молекулярных лазеров, переноса ИК-излучения, плазмо- и лазерохимии, неравновесной газодинамики и физики атмосферы. Во всех перечисленных областях задачи колебательной релаксации осложнились как неоднородностью и нестационарностью самих исследуемых объектов, так и существенным влиянием на распределение молекул по колебательным уровням энергии физических и химических процессов, интенсивность протекания которых, в свою очередь, зависит от степени возбуждения колебаний молекул.

Содержание данной книги затрагивает обширный круг вопросов, относящихся к области физики и техники про-

точных газовых лазеров, возникшей на стыке физической газодинамики и квантовой электроники.

Первые четыре главы посвящены разработке нелинейной теории колебательной релаксации ангармонических молекул в сильнонеравновесных условиях в ее тесной взаимосвязи с кинетикой физико-химических процессов, протекающих с участием колебательно-возбужденных молекул, и рассмотрению ее на основе конкретных неравновесных физических и химических систем.

В последующих главах рассматриваются проблемы создания систем возбуждения рабочей среды газового лазера импульсно-периодического действия атмосферного давления, а также вопросы разработки газодинамического тракта проточного газового лазера с замкнутым циклом прокачки.

Основным элементом любого лазера является рабочее тело, которое может тем или иным способом переводиться в активное состояние, характеризующееся инверсной населенностью энергетических уровней атомов, ионов или молекул, составляющих эту среду (рис. В.1).

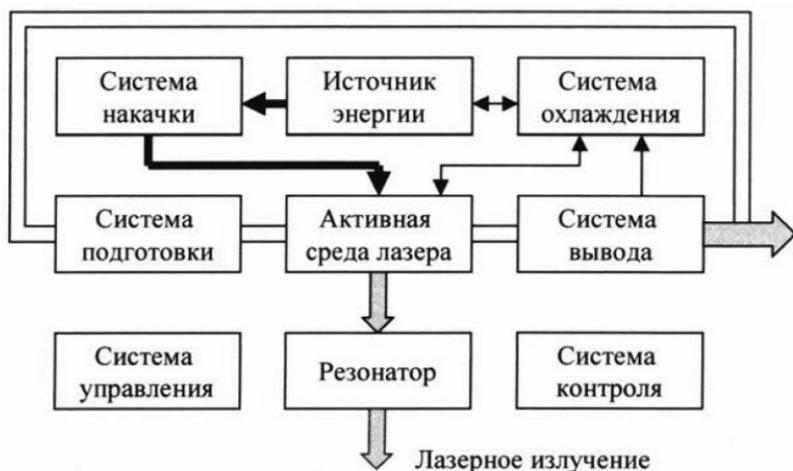


Рис. В.1. Структурная схема лазера

В качестве рабочих тел современных лазеров используются вещества, находящиеся в различных агрегатных состояниях: газы, жидкости, твердые тела. Наиболее часто в лазерах применяют способ создания инверсионной населенности, связанный с передачей энергии рабочему телу таким образом, что по крайней мере часть ее оказывается возможным преобразовать в лазерное излучение. Такое энергетическое воздействие получило название *накачки*, а соответствующая система лазера, обеспечивающая реализацию этого процесса, называется *системой накачки*.

Следует отметить, что в большинстве случаев источник энергии не входит в состав лазера и энергия отбирается от внешних по отношению к лазеру устройств. Так, для питания системы накачки низко- и среднеэнергетических лазеров используется электрическая энергия. И только в самых мощных лазерных установках, например газодинамических лазерах, почти вся необходимая для работы системы энергия запасена в рабочем теле и вырабатывается непосредственно в процессе функционирования. Поэтому лазер следует рассматривать как преобразователь различных видов энергии в энергию монохроматического оптического излучения. Способы передачи энергии от системы накачки к рабочему телу определяются средой, принципиальной схемой лазера, его назначением, условиями работы и т. д.

Для возбуждения газовых сред чаще применяется электрический разряд. Это наиболее общий метод получения инверсии в газовых лазерах, так как электроны разряда легко возбуждают газ в широком диапазоне энергий, создавая инверсию населенностей уровней энергии ионов, нейтральных атомов, устойчивых молекул. Газоразрядный метод применим для возбуждения лазеров как в непрерывном, так и в импульсном режимах.

Электрический разряд может быть самостоятельным и несамостоятельным. В последнем случае проводимость газа обеспечивается вводимыми извне носителями заряда или источниками ионизации, а передача энергии возбужде-

ния рабочему телу (энерговклад) выполняется независимо от условий пробоя газа при оптимальном значении напряженности электрического поля.

В газодинамических лазерах удается осуществить тепловую накачку, т. е. непосредственно преобразовать тепловую энергию нагретого газа в монохроматическое лазерное излучение. Такие лазеры могут иметь очень высокие энергетические характеристики.

В молекулярных газовых системах для получения инверсной населенности используются переходы между характерными для молекул колебательно-вращательными уровнями. Связующим элементом молекулы служит электронное облако, образуемое внешними «валентными» электронами атомов. При этом не только заряд, но и масса такой системы имеет определенное пространственное распределение. Молекула может вращаться вокруг центра масс и колебаться различными способами. Обеим формам движения присущи дополнительные уровни энергии. Переходам между колебательными и вращательными уровнями соответствуют в общем случае меньшие по сравнению с электронными уровни разности энергии. Спектральные линии такого излучения лежат обычно в инфракрасной области и даже в диапазоне микроволн.

В настоящее время известно много лазеров, активной средой в которых являются молекулярные газы и их смеси. Первый молекулярный лазер, созданный К. Пателем в США (1964 г.), остается до сих пор самым распространенным и особенно широко используемым в лазерных технологиях. Он работает на вынужденных переходах между колебательными уровнями молекулы CO_2 (рис. В.2).

Молекула CO_2 имеет линейную структуру, в которой атомы кислорода (О) могут совершать симметричные (ν_1), деформационные (ν_2) и асимметричные (ν_3) колебания относительно атома углерода (рис. В.2, а). Употребляемые для описания состояний такой молекулы квантовые числа ν_1 , ν_2 , ν_3 характеризуют число квантов, соответствующих колебанию данного типа.

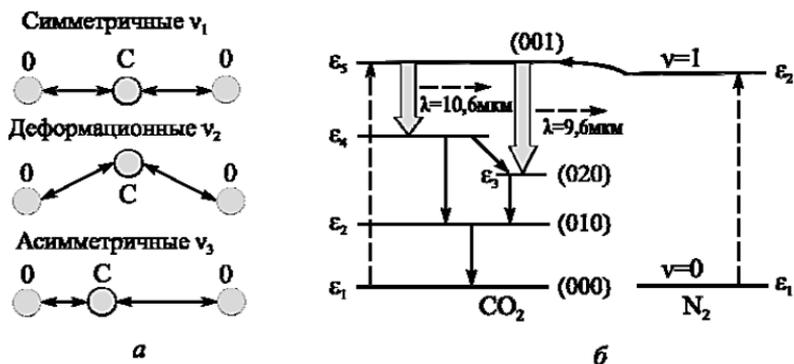


Рис. В.2. Типы колебаний (а) и схема основных энергетических уровней молекул CO_2 и N_2 (б)

Использование активной среды на основе чистого CO_2 не позволяет получить хорошие лазерные характеристики. Это связано с невысокой эффективностью процессов возбуждения и поддержанием инверсии населенностей между уровнями $\epsilon_5, \epsilon_4, \epsilon_3$ молекулы CO_2 .

Резкий рост показателей CO_2 -лазера был достигнут введением в состав смеси N_2 и He. Молекула N_2 имеет колебательный энергетический уровень $\nu = 1$, почти точно совпадающий с уровнем ϵ_5 (001) молекулы CO_2 . Поскольку переход $\epsilon'_2 \rightarrow \epsilon'_1$ для молекулы азота безызлучательный, то она является эффективным «донором» для молекулы CO_2 . В CO_2 -лазерах молекулы He способствуют расселению нижних уровней $\epsilon_4, \epsilon_3, \epsilon_2$ молекулы CO_2 и обеспечивают выравнивание и понижение температуры смеси. Вместо гелия можно применять с той же целью пары воды. Характеристики активной среды в большей мере определяются системой накачки и назначением лазера. Оптимальная температура активной среды для CO_2 -лазеров составляет 300–400 К и может несколько снижаться с ростом давления.

Повышение мощности лазера возможно только при принудительном охлаждении смеси периодической прокачкой отработавшего газа через холодильник. Для этого в схему

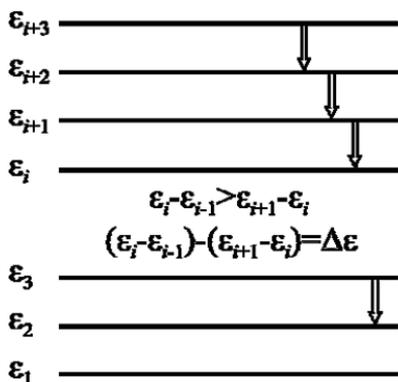


Рис. В.3. Схема энергетических уровней молекулы CO

лазера включают систему подготовки рабочего тела, состоящую из холодильника и вентилятора.

Использование для накачки несамостоятельного разряда позволяет реализовать импульсные CO_2 -лазеры высокого давления, в которых активная среда испытывает давление до нескольких атмосфер. Лазеры такого типа получили наименование TEA CO_2 -лазеров атмосферного давления с поперечным возбуждением (Transversly Excited Atmospheric).

Молекулярный лазер на окиси углерода (CO) обладает существенными особенностями, хотя, как и CO_2 -лазер, он работает на колебательно-вращательных переходах в основном электронном состоянии. Структура колебательных энергетических уровней молекулы CO характеризуется небольшой ангармоничностью, т. е. энергия, отдаваемая молекулой, находящейся в нижнем энергетическом состоянии, несколько превышает (на величину $\Delta\epsilon$) энергию, которую способна принять молекула, находящаяся в верхнем энергетическом состоянии (рис. В.3).

Из-за уменьшения расстояния между соседними уровнями вероятность столкновения с передачей энергии возбуждения от частиц, находящихся на нижних энергетических уровнях, к частицам на верхних уровнях превышает вероятность обратного процесса, требующего преодоления энергетического барьера, равного $\Delta\epsilon$. Лазерная генерация возникает между произвольной парой энергетических уровней, если система находится в состоянии инверсии. Конечное состояние одного лазерного перехода может служить начальным состоянием для другого. Молекула CO на

нижнем лазерном уровне снова возбуждается при соударении, а ее возврат в основное состояние, которое в общем случае находится ниже уровней лазерных переходов, не является необходимым условием. Вследствие этого в излучение может быть переведено свыше 90% энергии, получаемой средой от системы накачки. Каскадный генератор переходов приводит к некоторому разбросу длин волн генерации, в результате лазер одновременно работает в целой спектральной полосе 5–6,5 мкм.

Эффективность активной среды зависит от ее температуры (температура кипения СО равна 83 К), при температуре больше 400 К инверсию получить почти невозможно. Рабочая смесь для СО-лазеров помимо молекулы СО включает и молекулы Ar, N₂, He, O₂. Способы возбуждения СО-лазеров практически не отличаются от лазеров на СО₂. Они эффективно накачиваются при самостоятельном и несамостоятельном разряде, а также при глубоком охлаждении в сверхзвуковом потоке.

К недостаткам активных сред на основе молекулы СО наряду с низкими температурами для их эффективного использования следует отнести токсичность рабочей смеси, что требует принятия специальных мер защиты.

Структурная схема лазера, представленная на рис. В.1, в полном объеме может быть реализована только для специальных высокоэнергетических систем. Структуры лазеров меньшей мощности в зависимости от назначения и конкретной конструкции могут содержать меньшее число составляющих элементов и систем. Однако во всех случаях в состав лазера входят активная среда, система накачки и резонатор.

КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ АНГАРМОНИЧНЫХ МОЛЕКУЛ В СИЛЬНОНЕРАВНОВЕСНЫХ УСЛОВИЯХ

1.1. Элементарные процессы энергообмена и основная система кинетических уравнений

Рассмотрим молекулярную газовую систему, находящуюся в неравновесном состоянии [1–5]. Сформулируем сначала наиболее общие положения, лежащие в основе развиваемого подхода в настоящей главе, к анализу колебательной кинетики таких систем:

1) предполагаем, что поступательные и вращательные степени свободы молекул находятся в равновесии и характеризуются значением единой газовой температуры T ;

2) рассматриваем лишь объемные процессы, протекающие с участием колебательно-возбужденных молекул, не учитывая кинетических эффектов взаимодействия системы с ограничивающей ее поверхностью;

3) моделируем молекулярный газ набором ангармонических осцилляторов Морзе, соответствующих колебаниям нормальных мод многоатомных молекул.

Принятые допущения накладывают ряд ограничений на рассматриваемые неравновесные молекулярные системы.

Так, первое предположение требует, чтобы минимальный временной масштаб протекания кинетических процессов в газе $\tau_{k, \min}$ был существенно больше времен вращательной и поступательной релаксации τ_r и τ_t : $\tau_t < \tau_r \ll \tau_{k, \min}$.

Для выполнения второго условия необходимо, чтобы характерное время диффузии молекул из объема к границе системы τ_d существенно превышало максимальный временной масштаб исследуемых кинетических процессов $\tau_{k, \min}$: $\tau_{k, \min} \ll \tau_d$.

Вводя нормированную функцию распределения молекул сорта А по колебательным уровням энергии $f_A(v)$

$$N_A(v) = N_A f_A(v), \quad \sum f_A(v) = 1, \quad (1.1)$$

сформулируем основную систему кинетических уравнений материального баланса, полагая неизменным число частиц в системе $N_A = \text{const}$:

$$df_A(v)/dt = [\Pi_A(v+1) - \Pi_A(v)] + q_A(v) - R_A(v), \quad (1.2)$$

где $\Pi_A(v)$ – поток населенностей колебательных уровней энергии в пространстве колебательных квантовых чисел v ; $q_A(v)$ – частота возбуждения v -го колебательного состояния за счет внешних источников (электронного удара, излучения и т. п.); $R_A(v)$ – частота ухода молекул А из системы за счет протекания химических реакций с участием колебательно-возбужденных частиц.

В общем случае в поток $\Pi_A(v)$ вносят вклад различные кинетические процессы: колебательно-поступательный ($V-T$) и колебательный ($V-V$) обмен энергией, излучение и поглощение световых квантов и др. В настоящей главе рассмотрим простейший случай колебательной релаксации в неравновесной системе, где присутствуют только $V-V$ и $V-T$ процессы. В качестве такой системы будут использоваться нереагирующий колебательно-возбужденный газ неизлучающих двухатомных молекул или многоатомный газ, в случае применения которого можно пренебречь процессами межмодового колебательно-колебательного ($V-V'$) обмена энергией.

Согласно принятым допущениям, поток $\Pi(v)$ представим в виде

$$\Pi(v) = \Pi^{V-V}(v) + \Pi^{V-T}(v), \quad (1.3)$$

где составляющие $\Pi^{V-V}(v)$ и $\Pi^{V-T}(v)$ обусловлены процессами $V-V$ и $V-T$ обмена. Учитывая, что в широком интервале температур для большинства газов вероятности одноквантовых процессов существенно превышают вероятности

многоквантовых процессов, запишем выражение для величин $\Pi^{V-V}(v)$ и $\Pi^{V-T}(v)$:

$$\begin{aligned} \Pi^{V-V}(v+1) = -\sum [Q_{v+1,v}^{v',v'+1} f(v+1)f(v') - \\ Q_{v,v+1}^{v'+1,v'} f(v)f(v'+1)], \end{aligned} \quad (1.4)$$

$$\Pi^{V-T}(v+1) = - [P_{v+1,v} f(v+1) - P_{v,v+1} f(v)]. \quad (1.5)$$

Здесь $Q_{v+1,v}^{v',v'+1}$, $P_{v+1,v}$ – соответственно частоты одноквантовых $V-V$ и $V-T$ процессов.

В большинстве теоретических исследований для расчета вероятностей процессов $V-V$ и $V-T$ обмена используется методика Славинского–Шварца–Герцфельда с учетом влияния ангармонизма колебаний молекул лишь на величину адиабатического фактора, экспоненциальным образом определяющего зависимость вероятностей соответствующих переходов от энергии колебательного кванта. Используя модель ангармонического осциллятора Морзе, колебательная энергия которого в состоянии с номером v оценивается выражением

$$E_v = E_1 v [1 - \Delta E/E_1(v-1)], \quad (1.6)$$

где ΔE – энергия ангармонизма, представим частоты $V-V$ и $V-T$ процессов в виде

$$\begin{aligned} P_{v+1,v} = P_{1,0} (v+1) \exp(\delta_{V-T} v), \\ \delta_{V-T} = 0,427/\alpha(\mu/T)^{1/2} \Delta E, \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} Q_{v+1,v}^{v',v'+1} = Q_{1,0}^{0,1} (v+1)(v'+1) \times \\ \exp\{-\delta_{V-V} |v-v'|\} \{3/2 - \frac{1}{2} \exp[-\delta_{V-V} |v-v'|\}]. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Здесь μ – приведенная масса сталкивающихся частиц, ат. ед.; α – постоянная в экспоненциальном отталкивательном потенциале межмолекулярного взаимодействия, А; ΔE

и T – в К. Для δ_{V-T} выражение аналогично (1.7), однако μ и α могут быть другими. Во многих прикладных задачах важную роль играет величина полной колебательной энергии молекул ε_v : $\varepsilon_v = \sum f(v) E_v$.

Вводя понятия плотности потока колебательных квантов ρ_v и φ_v , а также плотности и потока дефекта квантов ε_v и Γ_v

$$\rho_v = f(v)v, \quad \varphi_v = v\Pi(v) - \sum \Pi(v'), \quad (1.9)$$

$$\varepsilon_v = f(v)(v-1)v, \quad \Gamma_v = (v-1)\varphi_v - \sum \varphi_v, \quad (1.10)$$

представим уравнение для изменения во времени величины ε_v в виде

$$d\varepsilon_v/dt = E_1 \sum d\rho_v/dt - \Delta E \sum d\zeta_v/dt, \quad (1.11)$$

$$d\rho_v/dt = -[\varphi_{v+1} - \varphi_v] + q(v)v - R(v)v, \quad v = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (1.12)$$

$$d\zeta_v/dt = -[\Gamma_{v+1} - \Gamma_v] + q(v)(v-1)v, \quad v = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (1.13)$$

Системы уравнений (1.2), (1.11)–(1.13) должны быть дополнены конкретными начальными и граничными условиями, учитывающими специфику исследуемой неравновесной системы, а также уравнениями тепло- и массообмена с окружающей средой.

1.2. Диффузионное приближение в колебательной кинетике ангармонических молекул

В большинстве реальных неравновесных систем вероятности элементарных процессов $V-V$ и $V-T$ обмена различаются на много порядков: $Q_{1,0}^{0,1} \gg P_{1,0}$, причем, как следует из (1.7), (1.8), это различие уменьшается с ростом колебательного квантового числа v . Вместе с тем даже в условиях сильного отклонения от равновесия, когда выполняется условие $\varepsilon_v \gg T$, основная доля молекул возбужденного газа сосредоточена на нижних колебательных уровнях энергии: $f(v \approx 1) \approx 1, f(v \gg 1) \ll 1$.

Таким образом, основной вклад в величину потока населенностей $\Pi(v)$ при значениях квантового числа v , меньших некоторого v^{**} , вносят $V-V$ процессы, а при больших – $V-T$. Если учесть, что для большинства известных способов возбуждения колебаний молекул выполняется условие $Q_{1,0}^{0,1} \gg q(v)$, то можно предположить, что ввиду высокой скорости процессов $V-V$ обмена на нижних колебательных уровнях энергии успевают установиться квазистационарное распределение, соответствующее равновесию прямых и обратных процессов $V-V$ обмена:

$$Q_{v+1,v}^{v',v'+1} f(v+1)f(v') = Q_{v,v+1}^{v',v'+1} f(v'+1)f(v),$$

$$v, v' = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (1.14)$$

Решением системы (1.14) является распределение Тринора

$$F_T(v) = f(0)\exp\{-v[E_1/T_1 - \Delta E/T(v-1)]\}, \quad (1.15)$$

где в общем случае колебательная температура v -го уровня энергии характеризуется соотношением $T_v = (E_v - E_{v-1}) \times \ln^{-1}[f(v-1)/f(v)]$.

При таком рассмотрении величина T_1 , определяющая распределение (1.15), служит функцией времени и зависит как от условий возбуждения системы, так и от функции $f(v)$ вне области, описываемой формулой (1.15). При этом граница самой области, выражаемая формулой (1.15), должна находиться из анализа кинетических процессов во всем диапазоне изменения квантового числа v . Важной особенностью, характеризующей распределение Тринора, является гладкость функции $f(v)$ вблизи квантового числа v_T , соответствующего минимуму выражения (1.15):

$$v_T = (E_1/T_1)(T/2\Delta E + 1/2),$$

$$|f_T(v_T) - f_T(v_T - \Delta v)| / f_T(v_T) \ll 1. \quad (1.16)$$

Условие (1.16) позволяет сделать переход от набора дискретных квантовых чисел ν к непрерывной переменной и описывать функцию распределения $f(\nu)$, хотя бы в ограниченной области изменения аргумента, на языке дифференциальных уравнений. Так как распределение Тринора предсказывает нефизическое поведение функции распределения $f(\nu)$ в области квантовых чисел $\nu \gg \nu_T$, то следует надеяться, что, проводя дифференциальный анализ вблизи значений аргумента $\nu \approx \nu_T$ с учетом всех кинетических процессов, можно приближенно найти вид $f(\nu)$ в некоторой окрестности числа ν_T . При этом соответствие найденной функции распределения Тринора при $\nu \leq \nu_T$ должно служить критерием справедливости применяемого подхода. В дифференциальном приближении при условии достаточной гладкости все функции квантового числа ν являются дифференцируемыми и интегрируемыми:

$$\begin{aligned} \varphi(\nu + 1) - \varphi(\nu) &= (\partial/\partial\nu)\varphi(\nu), & \Sigma\varphi(\nu) &= \int\varphi(\nu)d\nu, \\ | \varphi(\nu + 1) - \varphi(\nu) | / \varphi(\nu) &\ll 1. \end{aligned} \quad (1.17)$$

В диффузионном приближении помимо условия гладкости (1.17) требуется, чтобы изменение колебательной энергии в процессах $V-V$ обмена было небольшим: $(2\Delta E/T) | \nu - \nu' | \ll 1$.

Так как вероятность процессов $V-V$ обмена в соответствии с (1.8) убывает с ростом расстояния между квантовыми числами ν и ν' , характеризующими колебательные состояния сталкивающихся молекул, то должно существовать некоторое квантовое число ν^* , разделяющее две существенно различающиеся механизмом передачи энергии области. При $\nu < \nu^*$ основной вклад в формирование потока квантов φ_ν и потока населенностей $\Pi(\nu)$ будут вносить процессы нерезонансного $V-V$ обмена молекул, находящихся в состояниях с квантовыми числами, близкими к ν , с молекулами, находящимися в нижних колебательных состояниях, где функция

распределения близка к триноровской. Используя диффузионное приближение, Б. Ф. Гордиец получил аналитическое выражение для нерезонансного потока населенностей $\Pi^{V-V}(v)$:

$$\Pi^{V-V}(v) = 3/2 Q_{1,0}^{0,1} \varepsilon(v+1) \exp(-\delta_{V-V}) f(0) f(v) [(2\Delta E/T) \times (v - v_T) - d \ln f(v)/dv], \quad (1.18)$$

$$\varepsilon = \exp[-(2\Delta E/T)v_T] \{1 - \exp[-(\Delta E/T)v_T - \delta_{V-V}]\}^{-2}, \quad v < v^*.$$

В области квантовых чисел $v > v^*$ из-за большого расстояния между квантовыми числами v и $v' \approx 1$ и как следствие этого экспоненциального уменьшения вероятности нерезонансного $V-V$ обмена основной вклад в величину $\Pi(v)$ вносят процессы резонансного $V-V$ обмена молекул с близкими значениями квантовых чисел ($v \approx v^*$). Используя условия дифференциального приближения и заменив соответствующие суммы в (1.4) интегралами, при вычислении которых учитывался экспоненциальный спад вероятности $V-V$ обмена с увеличением разности $v - v'$, представим выражения для величин $\Pi(v)$ и $\varphi(v)$ в дифференциальном виде:

$$\varphi^{V-V}(v) \approx G^{V-V}(v) + v \Pi^{V-V}(v), \quad \Pi^{V-V}(v) \approx - (d/dv) G^{V-V}(v), \quad v > v^*, \quad (1.19)$$

$$G^{V-V}(v) = v(v+1)^2 f^2(v) \{1 - (T/2\Delta E) [d^2 \ln f(v)/dv^2]\}, \quad v = (6\Delta E/T) (Q_{1,0}^{0,1} / \delta_{V-V}^3). \quad (1.20)$$

Квантовое число v^* , соответствующее границе областей нерезонансного и резонансного $V-V$ обмена, должно определяться из условия одинакового вклада соответствующих процессов в величину потока населенностей $\Pi(v)$:

$$Q_{v+1, v^*}^{1,0} f(v) F(v^* + 1) \approx Q_{v^*+1, v^*}^{v^*, v^*+1} f(v^*) f(v^* + 1). \quad (1.21)$$

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
<i>Глава 1. Колебательная релаксация ангармонических молекул в сильнонеравновесных условиях</i>	10
1.1. Элементарные процессы энергообмена и основная система кинетических уравнений	10
1.2. Диффузионное приближение в колебательной кинетике ангармонических молекул	13
1.3. Распределение ангармонических молекул по колебательным уровням энергии в условиях квазистационарного возбуждения	17
1.4. Распределение ангармонических молекул по колебательным уровням энергии в условиях импульсного возбуждения	20
<i>Глава 2. Колебательная релаксация ангармонических молекул в неравновесной газодинамике</i>	29
2.1. Тепловыделение в процессе колебательного энергообмена ангармонических молекул	29
2.2. Дисперсия и поглощение ультразвука в сильно неравновесных колебательно-возбужденных газах	32
2.3. Колебательная релаксация ангармонических молекул в условиях адиабатического расширения в сверхзвуковом сопле	36
<i>Глава 3. Кинетика колебательного энергообмена в лазерах на колебательно-вращательных переходах двухатомных молекул</i>	40
3.1. Кинетика колебательного энергообмена в газодинамическом СО-лазере	40
3.2. Колебательная кинетика импульсных СО-лазеров с селекцией линий	44
3.3. Кинетические процессы, протекающие с участием колебательно-возбужденных молекул в стационарных СО-лазерах	50

Глава 4. Кинетика химических процессов, протекающих с участием колебательно-возбужденных молекул в сильно-неравновесных условиях	54
4.1. Аналитическое описание кинетики реагирующих ангармонических молекул	54
4.2. Колебательная кинетика ангармонических молекул, реагирующих в возбужденном состоянии в отсутствие $V-T$ процессов	56
4.3. Колебательная кинетика ангармонических молекул, реагирующих в возбужденном состоянии при наличии $V-T$ процессов	58
4.4. Диссоциация ангармонических молекул, реагирующих в возбужденном состоянии в сильнонеравновесных условиях	61
4.5. Кинетика ионизационных процессов, протекающих с участием колебательно-возбужденных молекул в сильно неравновесных условиях	65
Глава 5. Система возбуждения рабочей среды	69
5.1. Схемы электродных систем	69
5.2. Условия зажигания объемно-однородного разряда с УФ-предыонизацией	76
5.3. Выбор профиля электродов для создания однородного электрического поля	83
5.4. Энергетические и частотные характеристики электродной системы	87
5.5. Влияние начальных условий на степень однородности и запас устойчивости разряда	96
5.6. Плазмохимические процессы в смеси CO_2-N_2-He в условиях импульсно-периодического разряда	101
Глава 6. Источники питания импульсно-периодических электроразрядных лазеров	108
6.1. Основные функции и принципы построения источников питания	108
6.2. Электрические схемы ввода энергии в разряд	111
6.3. Схемы заряда накопительной емкости. Резонансный заряд накопительной емкости	115
6.4. Генераторы с магнитным сжатием высоковольтного импульса	119
6.5. Элементы генераторов высоковольтных импульсов	121

Глава 7. Газодинамический контур проточного CO_2-лазера с замкнутым циклом прокачки	128
7.1. Взаимосвязь энергетических и расходных характеристик в проточном CO_2 -лазере импульсно-периодического действия	130
7.2. Компоновка газодинамического контура проточного CO_2 -лазера	133
7.3. Взаимосвязь и взаимное влияние параметров элементов газодинамического контура	135
Глава 8. Прокачные устройства для газоразрядных лазеров импульсно-периодического действия	141
8.1. Особенности работы прокачных устройств в замкнутых газодинамических контурах CO_2 -лазеров	141
8.2. Характеристики вентиляторов	148
8.3. Диаметральные вентиляторы	152
Глава 9. Газодинамические характеристики замкнутого контура прокачки с многопоточным центробежным вентилятором	178
9.1. Исследование многопоточного центробежного вентилятора	178
9.2. Газодинамические характеристики замкнутого газодинамического контура с многопоточным центробежным вентилятором	184
9.3. Подавление акустических колебаний в замкнутом газодинамическом контуре	190
Литература	193