

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

536.73+621.378.3

**ВТОРОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ И КВАНТОВЫЕ
ГЕНЕРАТОРЫ С ТЕПЛОВЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ***В. К. Конюхов, А. М. Прохоров*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	541
2. Тепловой мазер	541
3. Газодинамический лазер как тепловая машина	546
Цитированная литература	550

1. ВВЕДЕНИЕ

Появление газодинамического лазера, первого действующего прибора, который использует принцип квантовой генерации электромагнитных колебаний и непосредственно преобразует тепловую энергию в когерентное излучение, возродило интерес к взаимосвязи между развивающейся квантовой электроникой и термодинамикой, наукой с хорошо устоявшимися положениями. При ознакомлении с историей оказалось, что идея непосредственного преобразования тепла в когерентное излучение с помощью квантовых генераторов была высказана довольно давно, в 1959 г., еще до появления лазеров. Оказалось также, что второе начало термодинамики остается справедливым для тепловых машин (генераторов излучения), у которых рабочее тело имеет дискретный, ограниченный сверху энергетический спектр.

Представляется интересным проанализировать в новой ситуации эти незаслуженно забытые работы. С педагогической точки зрения доказательство второго начала, основанное на квантовых переходах частиц между дискретными уровнями энергии, оказывается проще, чем традиционный способ с использованием циклического процесса.

2. ТЕПЛОВОЙ МАЗЕР

Из электронного парамагнитного резонанса известно, что населенность спиновых уровней парамагнитной частицы можно изменить, если образец поместить в переменное магнитное поле радиочастоты. Переменное поле должно быть резонансным, т. е. его частота должна соответствовать расстоянию по энергии между уровнями, и достаточно сильным, чтобы вероятность квантовых переходов под действием поля была сравнима со скоростью процессов релаксации, которые стремятся восстановить нарушенное распределение частиц по спиновым уровням. Если радиочастотного поля нет, то парамагнетик находится в термически равновесном состоянии и распределение частиц по уровням больцмановское. В кри-

сталлах с малой концентрацией парамагнитных ионов процесс тепловой релаксации определяется взаимодействием парамагнитных ионов с фононами кристаллической решетки. Тепловые колебания кристаллической решетки играют роль термостата для парамагнитных частиц. Если число магнитных уровней в спин-системе больше двух, то в результате совместного действия сильного радиочастотного поля и тепловой релаксации в системе возможно появление инверсной населенности, когда на некотором уровне оказывается больше ионов, чем на уровне, расположенном ниже

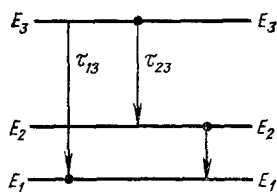


Рис. 1. Система трех уровней энергии. Стрелками показаны релаксационные переходы.

него по энергии. В простейшем случае инверсная населенность может существовать в системе трех уровней (нижний E_1 , промежуточный E_2 и верхний E_3), если радиочастотное поле вызывает переходы частиц между нижним и верхним уровнями (рис. 1).

Парамагнитный ион и экспериментальную обстановку выбирают такими, чтобы время релаксационного перехода τ_{32} с верхнего уровня на промежуточный и с промежуточного на нижний τ_{21} удовлетворяли условию $\tau_{32} \ll \tau_{21}$ и оба эти времени были по возможности меньше, чем τ_{31} .

В этом случае существует инверсная населенность промежуточного уровня по отношению к нижнему уровню. Это объясняется тем, что частицы, идущие с верхнего уровня за счет тепловой релаксации, задерживаются на промежуточном уровне и дополнительно заселяют его. А с нижнего уровня, наоборот, часть частиц поднята радиочастотным полем на верхний, и населенность нижнего стала меньше равновесной. На частоте сигнального перехода $h\nu_s = E_2 - E_1$ парамагнитный кристалл становится способным усиливать и генерировать электромагнитные колебания радиочастотного диапазона.

Хотя принцип мазерного усиления электромагнитных колебаний открыл возможность для генерирования излучения в инфракрасной и оптической областях спектра, в то время, еще до появления лазеров, в представлении физиков существовала трудность принципиального характера, которая вынуждала их искать новые способы создания инверсной населенности.

Для работы трехуровневого мазера на какой-либо частоте ν_s необходимо, чтобы уже существовало мощное и достаточное монохроматичное излучение на частоте накачки $\nu_p > \nu_s$ для возбуждения активной среды. Другими словами, для того чтобы генерировать излучение, его нужно было уже иметь и к тому же на более высокой частоте. Эта трудность в понимании возникла потому, что в микроволновом диапазоне ширина линий ЭПР была относительно малой и мощность тепловых источников излучения была явно недостаточна для создания инверсной населенности. Позже при переходе к оптическому диапазону оказалось, что накачку можно произвести в широкие полосы люминесцирующих центров, а генерацию излучения получать на оптических переходах, которым соответствуют узкие спектральные линии. После чего эта, казавшаяся принципиальной трудность, которая препятствовала распространению мазерного принципа генерации на оптический диапазон, была забыта, а вместе с ней на время прекратились активные поиски методов получения инверсной населенности, для которых не требуется возбуждающего излучения.

Изобретение Шульца-дю-Буа и Сковила¹, описание которого приводится ниже, содержит новый способ создания усиливающей среды для мазеров. Этот способ не требует вспомогательного излучения, он использует энергию теплового источника, осуществляя тем самым прямое пре-

образование тепловой энергии в высшую ее форму, в когерентное электромагнитное излучение.

На рис. 2 изображено устройство, которое поясняет суть лазера с тепловым возбуждением. Цилиндрический стержень 1 представляет собой монокристалл, центральная часть которого 2 содержит парамагнитные ионы, имеющие подходящую систему уровней. Например, стержень может быть сделан из корунда (Al_2O_3) с присадкой хрома. Как показали исследования, проведенные Маненковым и Прохоровым², ионы хрома Cr^{3+} в кристалле корунда имеют систему магнитных уровней, по своим характеристикам вполне пригодную для создания лазеров микроволнового диапазона. Так, например, образец розового рубина с концентрацией хрома 0,05% при температуре $1,5^\circ K$ и магнитном поле 2 кэ при перпендикулярной ориентации можно использовать для лазера на частоту 1420 Мгц ³. При этих условиях времена спин-решеточной релаксации оказываются следующими: $\tau_{12} = 150\text{ мсек}$, $\tau_{13} = 150\text{ мсек}$, $\tau_{23} = 40\text{ мсек}$ ¹.

На один конец стержня намотана спираль для нагревания 3, которая с помощью ключа периодически подключается к источнику электроэнергии. Другой конец стержня находится в хорошем тепловом контакте с тепловым резервуаром 4, который имеет достаточно низкую температуру T_1 . Таким резервуаром может служить, например, сосуд с жидким гелием. Размеры кристалла и температуропроводность материала должны быть такими, чтобы выравнивание температуры по всему образцу происходило за время короче, чем времена спин-решеточной релаксации. Для небольших образцов рубина время установления температуры кристаллической решетки можно сделать $\sim 10\text{ мсек}$.

Центральная часть кристалла индуктивно связана с помощью петли связи 5 с коаксиальной линией 6, которая предназначена для связи с внешними устройствами, когда тепловой мазер используется в усилительном режиме, или образует колебательный контур, когда мазер используется как генератор.

Устройство работает следующим образом. Сначала пропускают ток через нагревающую спираль до тех пор, пока температура T_0 центральной части кристалла не станет существенно большей, чем температура резервуара T_1 , скажем, $T_0 = 20^\circ K$, и спин-система не придет в тепловое равновесие, соответствующее этой температуре. Распределение частиц по уровням для этой части цикла показано на рис. 3, а, где длина горизонтальных линий пропорциональна населенности уровней. Равновесное бальмановское распределение для $T = T_0$ показано кривой 1. Затем нагрев выключают и кристалл быстро остывает, при этом температура кристаллической решетки в центральной части образца становится близкой к температуре T_1 термостата. В следующий момент начинается процесс перераспределения частиц по уровням в спин-системе в соответствии с новой температурой решетки. Населенность уровня E_2 увеличится за счет частиц, пришедших с уровня E_3 . Населенность уровня E_1 также возрастет за счет переходов частиц с E_2 и E_3 , однако в меньшей степени, поскольку соответствующие времена τ_{21} , τ_{31} спин-решеточной релаксации больше, чем τ_{32} . В результате этого населенность уровня E_2 на некоторое время может превысить число частиц на уровне E_1 . В этот промежуток времени,

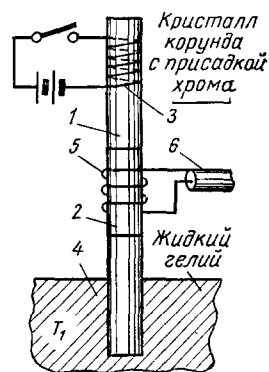


Рис. 2. Схема лазера с тепловым возбуждением, в котором используется кристалл рубина.

пока существует такое состояние, кристалл оказывается способным усиливать и генерировать электромагнитные колебания на частоте сигнального перехода. Это состояние показано на рис. 3, б. В следующие моменты времени населенность по уровням будет стремиться к больцмановскому распределению с температурой T_1 и состояние инверсной населенности исчезает (кривая 2). Затем описанный выше цикл повторяется сначала.

Часть тепловой энергии, которая была передана от нагревателя к кристаллу, расходуется на возбуждение спин-системы, а та в свою очередь преобразуется в энергию электромагнитных колебаний.

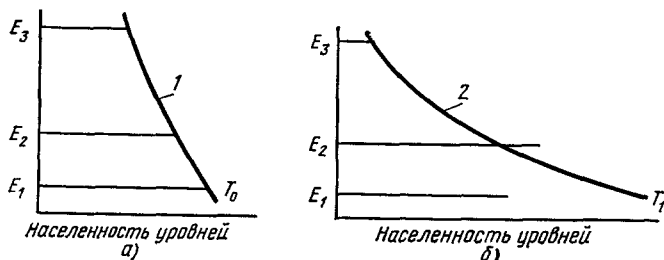


Рис. 3. а) Распределение частиц по уровням при высокой начальной температуре T_0 (длина горизонтальных линий пропорциональна числу частиц на уровне; кривая 1 — больцмановское распределение с температурой T_0); б) распределение частиц по уровням в некоторый момент времени после того, как кристаллическая решетка охладилась до низкой температуры T_1 (между уровнями 2 и 1 существует состояние инверсной населенности; кривая 2 — больцмановское распределение с температурой T_1).

Существенно, что инверсная населенность в спин-системе существует только некоторую долю цикла и она обязана тому, что частицы, находящиеся на разных энергетических уровнях, имеют существенно разные времена тепловой релаксации.

Система трех энергетических уровней с различными временами релаксации, которая впервые была предложена Шульцем-дю-Буа и Сквиллом¹, играет такую же фундаментальную роль для квантовых генераторов с тепловым возбуждением, какую сыграла трехуровневая система, предложенная Басовым и Прохоровым⁴, для развития квантовой электроники.

Перераспределение частиц по уровням, которое происходит при понижении или повышении температуры, описывается системой скоростных уравнений. Такое описание для случая мгновенного нагревания трехуровневой системы с последующей релаксацией при высокой температуре проведено в работе⁵. Проведем соответствующее рассмотрение при охлаждении системы, чтобы количественно описать процесс перераспределения частиц по магнитным уровням в тепловом лазере.

Будем считать, что охлаждение кристаллической решетки от начальной температуры T_0 до конечной T_1 происходит быстро по сравнению с временами спин-решеточной релаксации. Это означает, что времена спин-решеточной релаксации τ_{ih} постоянны и соответствуют температуре T_1 , а населенности магнитных уровней в начальный момент времени $t = 0$ соответствуют температуре T_0 . Поскольку сигнальный переход связывает первый и второй уровни, то уравнения записываются для числа частиц N_1 и N_2 на этих уровнях:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -(w_{13} + w_{12}) N_1 + w_{21} N_2 + w_{31} N_3, \\ \frac{dN_2}{dt} &= -(w_{21} + w_{23}) N_2 + w_{12} N_1 + w_{32} N_3, \\ N_1 + N_2 + N_3 &= N_0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где N_0 — полное число частиц на уровнях спин-системы, $w_{ik} = \tau_{ik}^{-1}$ — вероятности релаксационных переходов. Вероятность перехода w_{ih} с верхнего уровня E_i на нижний уровень E_h всегда больше, чем вероятность перехода w_{hi} в обратном направлении:

$$w_{ik} = w_{hi} \exp\left(\frac{h\nu_{ik}}{T}\right), \quad \nu_{ik} = E_i - E_h,$$

$\nu_{21} = 14,25 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$, $\nu_{31} = 11,31 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$. Это равенство следует из принципа детального равновесия. Введем относительные населенности $n_i = N_i/N_0$ и запишем неоднородную систему уравнений (1) в векторной форме ⁶

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{n}} + A\mathbf{n} &= \mathbf{v}, \\ \mathbf{n} &= (n_1, n_2), \quad A = \begin{vmatrix} w_{13} + w_{12} + w_{31} & w_{31} - w_{21} \\ w_{32} - w_{12} & w_{21} + w_{23} + w_{32} \end{vmatrix}, \\ \mathbf{v} &= (w_{31}, w_{32}), \end{aligned}$$

Решение системы (1) имеет вид

$$\mathbf{n} = \mathbf{n}_\infty + c_1 e^{-\lambda_1 t} \mathbf{h}_1 + c_2 e^{-\lambda_2 t} \mathbf{h}_2,$$

где $\lambda_1 = 67,86 \text{ сек}^{-1}$, $\lambda_2 = 21,31 \text{ сек}^{-1}$ — собственные значения матрицы A , которым соответствуют собственные векторы

$$\begin{aligned} \mathbf{h}_i &= (1, b_i), \quad b_i = \frac{\lambda_i - a_{11}}{a_{12}}, \\ c_1 &= \frac{(n_1^{(0)} - n_1^{(1)}) b_2 - (n_2^{(0)} - n_2^{(1)})}{b_2 - b_1}, \quad c_2 = \frac{(n_2^{(0)} - n_2^{(1)}) - b_1 (n_1^{(0)} - n_1^{(1)})}{b_2 - b_1}; \\ \mathbf{n}_\infty &= (n_1^{(1)}; n_2^{(1)}) = (0,377; 0,360), \\ &(n_1^{(0)}; n_2^{(0)}) = (0,337; 0,336), \end{aligned}$$

где $n_{1,2}^{(0)}$, $n_{1,2}^{(1)}$ — относительные населенности уровней 1, 2 при начальной температуре T_0 и конечной температуре T_1 . Разность населенностей этих двух уровней

$$n_2 - n_1 = c_1 (b_1 - 1) e^{-\lambda_1 t} + c_2 (b_2 - 1) e^{-\lambda_2 t} + n_2^{(1)} - n_1^{(1)}.$$

Ход кривой $n_2 - n_1$ показан на рис. 4. На начальном участке населенность верхнего уровня меньше, чем нижнего, затем функция $n_2 - n_1$ изменяет знак, появляется инверсная населенность, которая существует до $t = 4,3 \text{ мсек}$, затем $n_2 - n_1$ медленно стремится к значению $n_2^{(1)} - n_1^{(1)}$, соответствующему равновесной населенности при конечной температуре T_1 . Следует отметить, что дополнительная населенность уровня 2 возникла за счет частиц, пришедших с высоко расположенного уровня 3, чья населенность за время релаксации изменяется наиболее сильно от $n_3^{(0)} = 0,328$ до $n_3^{(1)} = 0,262$.

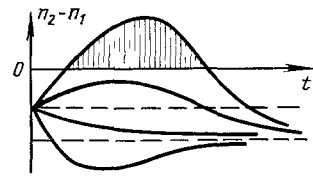


Рис. 4. Изменение разности населенности уровней 2 и 1 со временем.

В том интервале времени, когда $n_2 - n_1 > 0$, система способна усиливать электромагнитные колебания на частоте сигнального перехода.

Приведенный выше подсчет показывает, что тепловой мазер с точки зрения релаксационных процессов в кристалле рубина может быть реализован. Авторам обзора не известно, действовал ли где-либо этот прибор, однако ценность его состоит в том, что он впервые демонстрирует принцип теплового возбуждения квантовых систем для генерации электромагнитного излучения. Идея этого прибора обсуждалась на Первой международной конференции по квантовой электронике. В докладе говорилось о том,

что генерация излучения с помощью тепла может быть осуществлена экспериментально и что это может иметь практический интерес⁷. Первой действующей машиной, в которой реализован принцип теплового возбуждения, явился газодинамический лазер.

3. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ ЛАЗЕР КАК ТЕПЛОВАЯ МАШИНА

Трехуровневую квантовомеханическую систему с тепловым возбуждением можно рассматривать как тепловую машину и, применяя к ней термодинамический метод рассмотрения, получить ее тепловой к. п. д.

Следуя работе Сквилла и Шульца-дю-Буа⁸, будем рассматривать для конкретности трехуровневый лазер. Как это принято в термодинамике, введем в рассмотрение некоторые идеализированные по своим свойствам тела и системы. Может оказаться, что реализация этих систем представляется чрезвычайно сложным делом. Однако это не будет влиять на правильность конечного вывода, если ни одно из свойств тела или системы не противоречит первому и второму закону термодинамики⁹.

Относительно трехуровневой системы предположим, что в ней отсутствуют уют всякие релаксационные процессы, но разрешены радиационные

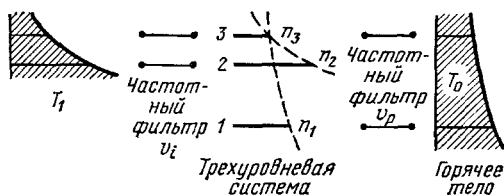


Рис. 5. Система трех уровней энергии в тепловом контакте с двумя термостатами.

переходы между любой парой уровней. Используя лазерную терминологию, назовем переход $1 \leftrightarrow 3$ переходом возбуждения или накачки на частоте ν_p , переход $1 \leftrightarrow 2$ сигнальным переходом на частоте ν_s и переход $2 \leftrightarrow 3$ холостым переходом на частоте ν_i . Введем в рассмотрение идеализированные частотные фильтры, которые не

имеют собственного теплового излучения, без ослабления пропускают излучение вблизи некоторой частоты ν и полностью задерживают тепловое излучение во всем остальном частотном диапазоне.

Пусть трехуровневая система приведена в тепловой контакт сразу с двумя термостатами (рис. 5), один из которых имеет высокую температуру T_0 , а другой значительно более низкую T_1 . Контакт осуществляется с помощью излучения, которое для термостата T_0 проходит через фильтр на частоте ν_p , а для термостата T_1 через фильтр на частоте ν_i . В этом случае относительная населенность уровней 1, 3 будет соответствовать высокой температуре T_0 , а относительная населенность уровней 2, 3 низкой температуре T_1 :

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{n_2}{n_3} \frac{n_3}{n_1} = \exp\left(\frac{h\nu_i}{T_1}\right) \exp\left(-\frac{h\nu_p}{T_0}\right), \quad (2)$$

где n_i — населенность соответствующего уровня.

Усиление и генерация радиочастотного поля на частоте ν_s возможны только при инверсной населенности по сигнальному переходу $n_2/n_1 \geq 1$. Каждый квант теплового излучения $h\nu_p$, идущего от термостата T_0 и поглощенного системой, порождает одну частицу на верхнем уровне 3. Эта частица переходит последовательно на уровни 2 и 1 с излучением квантов $h\nu_i$ и $h\nu_s$. Переход $3 \leftrightarrow 2$ происходит под действием теплового излучения термостата T_1 , энергия фотона $h\nu_i$ поглощается термостатом T_1 и превращается в тепло. Энергия кванта $h\nu_s$ может быть выведена из системы в качестве полезного сигнала. В нашей идеализированной лазерной

системе без потерь на каждый квант $h\nu_p$ приходится один квант $h\nu_s$ на частоте сигнального перехода, поэтому величина квантового к. п. д. системы $\eta_q = \nu_s/\nu_p$. Квантовый к. п. д. есть энергетическая характеристика мазерной системы как преобразователя тепловой энергии, взятой от резервуара T_0 , в энергию электромагнитных колебаний на частоте сигнального перехода.

Преобразовывая выражение (2) при условии $\nu_p = \nu_s + \nu_i$, имеем

$$\frac{n_2}{n_1} = \exp \left[\frac{h\nu_s}{T_1} \left(\frac{\nu_p}{\nu_s} \frac{T_0 - T_1}{T_0} - 1 \right) \right].$$

Выражение $\eta_c = (T_0 - T_1)/T_0$ представляет собой к. п. д. тепловой машины, работающей по циклу Карно, когда термостат T_0 служит нагревателем, а термостат T_1 — холодильником. Учитывая условие инверсной населенности $n_2/n_1 \geq 1$ и физический смысл отношения частот ν_s/ν_p , имеем, что

$$\eta_q \leq \eta_c.$$

Это означает, что невозможно построить такой прибор, используя принципы квантовой генерации электромагнитного излучения, который отбирал бы энергию от теплового резервуара, преобразовывал бы ее в энергию когерентного излучения и не производил бы никаких изменений в состоянии окружающих его тел. Другими словами, квантовые генераторы с тепловым возбуждением подчиняются второму закону термодинамики, для их действия нужен не только нагреватель, но и холодильник. Энергетический к. п. д. таких устройств не может быть больше, чем к. п. д. тепловой машины циклического действия, работающей с тем же нагревателем и с тем же холодильником.

Обсудим далее конкретные физические системы, которые могли представлять собой мазерную систему, термостаты и фильтры. Одна система рассматривалась Сквиллом и Шульцем-дю-Буа⁸, где система уровней энергии принадлежит ионам гадолиния, в качестве термостата с высокой температурой используется газоразрядная лампа, излучение которой проходит через отрезающий волноводный фильтр. Низкотемпературный термостат представляет собой колебания кристаллической решетки, находящейся при низкой температуре. В кристалле, кроме ионов гадолиния, присутствуют ионы церия, которые, с одной стороны, связаны спин-спиновым взаимодействием с холостым переходом на частоте ν_i с ионами гадолиния, а с другой стороны, имеют короткое время спин-решеточной релаксации и поэтому находятся в хорошем тепловом контакте с колебаниями решетки. Видно, что при конкретной реализации системы тепловое излучение и частотные фильтры, фигурировавшие в наших рассуждениях, вообще могут не быть (в этом примере роль переносчика энергии на одной частоте играют ионы церия).

Второй пример относится к газодинамическим CO₂-лазерам, который впервые был рассмотрен Конюховым и Прохоровым^{10, 11}. Газодинамические лазеры (ГДЛ) — это разновидность молекулярных газовых лазеров, у которых источником энергии служат колебательно-возбужденные молекулы, содержащиеся в газе, нагретом до высокой температуры, а усиливающая среда образуется за счет процессов тепловой релаксации молекул во время течения газа через сверхзвуковое сопло. Газовая среда ГДЛ представляет собой трехкомпонентную газовую смесь. Первый компонент, концентрация которого в составе смеси наибольшая (молекулярный азот, объемных 80—90%), представляет собой молекулярный газ с большим временем колебательной релаксации. Его молекулы способны длительно сохранять колебательное возбуждение, полученное ими при

высокой температуре газовой смеси. Благодаря этому свойству потери колебательно-возбужденных молекул незначительны во время движения газа через сверхзвуковое сопло. Энергия колебательного движения молекул азота является тем самым термостатом T_0 , откуда черпается энергия для генерации лазерного излучения. По порядку величины колебательная температура T_0 молекул азота составляет 1000°K .

Второй компонент (углекислый газ, объемных 5—10%) представляет собой молекулярный газ с коротким временем колебательной релаксации. Молекула CO_2 имеет разрешенные дипольные переходы в инфракрасной области спектра и, в частности, колебательно-вращательную полосу $10,6 \text{ мкм}$, поэтому она взаимодействует с электромагнитным полем. У молекулы CO_2 имеется колебательный уровень 00^01 ($E = 2349 \text{ см}^{-1}$), который почти совпадает по энергии (дефект энергии $E = 18 \text{ см}^{-1}$) с первым колебательным уровнем молекулы N_2 , поэтому между ними существует резонансный обмен колебательным возбуждением. Нижний лазерный уровень 10^00 ($E = 1388 \text{ см}^{-1}$) расположен высоко над основным колебательным состоянием молекулы. Схема колебательных уровней молекулы CO_2 : верхний лазерный уровень (00^01), нижний (10^00) и основное состояние (00^00) образуют трехуровневую систему с разрешенным радиационным переходом $3 \leftrightarrow 2$, который соответствует сигнальному переходу в схеме лазера. Перенос энергии от термостата T_0 к трехуровневой системе протекает без участия теплового излучения, оно происходит при столкновении молекул в газе. Селективность взаимодействия по энергии между термостатом T_0 и системой обеспечивается резонансным характером передачи возбуждения от молекул N_2 к молекулам CO_2 .

Третий компонент (пары H_2O , содержание объемных 1—2%) представляет собой молекулярный газ с еще более коротким временем колебательной релаксации. Его назначение состоит в том, чтобы сократить время жизни молекулы CO_2 на нижнем лазерном уровне и ускорить переход молекул CO_2 в основное состояние. При генерации излучения молекула CO_2 совершает цикл, который состоит из перехода из основного состояния на уровень (00^01) при столкновении с возбужденной молекулой азота, затем излучательного перехода между лазерными уровнями и релаксационного перехода в основное состояние. Если третьего компонента нет или его концентрация незначительна, то узким местом в этой цепочке переходов оказывается переход с нижнего лазерного уровня в основное состояние. Молекулы H_2O осуществляют связь между трехуровневой системой по переходу $2 \leftrightarrow 1$, который соответствует холостому переходу в случае лазера, и термостатом T_1 . Термостат T_1 образован поступательными и вращательными степенями свободы всех молекул, входящих в состав смеси. Молекулы H_2O , с одной стороны, имеют короткое время колебательной релаксации, поэтому населенность их колебательных уровней равновесно с температурой T_1 , с другой стороны, с большой вероятностью идет обмен колебательными квантами между молекулами H_2O и молекулами CO_2 на нижнем лазерном уровне. Селективность этого взаимодействия хуже, чем колебательный обмен $\text{CO}_2 - \text{N}_2$ по верхнему уровню, поэтому большая концентрация паров воды (выше объемных 5—8%) в составе смеси ускоряет релаксацию молекул CO_2 и с верхнего лазерного уровня и, как следствие этого, заметную дезактивацию молекул азота.

Термостат T_1 с низкой температурой первоначально не существует в исходном горячем газе до его расширения, поскольку все степени свободы молекул находятся в тепловом равновесии, он образуется во время движения газа через сопло. Расширение газа сопровождается преобразованием энергии хаотического движения молекул в энергию направленного

массового движения газа. Поскольку течение происходит адиабатически, без подвода тепла, то энергия, приходящаяся на долю хаотического, теплового движения молекул, уменьшается и в сверхзвуковом потоке устанавливается низкая поступательная и вращательная температура газа $T_1 \sim 300^\circ\text{K}$.

Выясним далее, какие физические допущения нужно сделать для того, чтобы модель трехуровневой системы, находящейся в тепловом равновесии с двумя термостатами, была применима для случая газодинамического лазера. Три уровня, о которых шла речь выше, принадлежат многоатомной молекуле с богатой системой колебательных уровней. Однако они расположены невысоко над основным состоянием, когда применимо понятие типа нормального колебания (моды), и они принадлежат различным модам. Это означает, что термостаты взаимодействуют с различными колебательными модами в молекуле. Обмен квантами внутри моды происходит быстро по сравнению с обменом между модами, поэтому моды можно считать независимыми, для них справедливо понятие температуры T_i типа колебания. Величины T_i следует приравнять температурам соответствующих термостатов. В равновесии с термостатом T_1 находятся симметричная $(v_s, 0, 0)$ и деформационная $(0, v_d, 0)$ моды, в равновесии с термостатом T_0 асимметричная мода $(0, 0, v_a)$. Статистическая сумма такого состояния

$$\frac{1}{Q(T_0, T_1)} = \left[1 - \exp\left(-\frac{\theta_a}{T_0}\right) \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{\theta_d}{T_1}\right) \right]^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{\theta_s}{T_1}\right) \right],$$

где θ — характеристическая частота колебания. Число молекул на уровне равно

$$n_i = \frac{1}{Q} \exp\left(-\frac{E_i}{T}\right),$$

где вместо T подставляется T_1 либо T_0 в зависимости от того, к какой моде принадлежит уровень.

Следующее предположение в рассуждениях с идеализированной лазерной системой состояло в том, что исключались всякие релаксационные переходы. Это означало, что нет никаких других физических факторов, кроме взаимодействия с термостатами, которые влияли на распределение частиц по уровням энергии. Для случая молекулы CO_2 это предположение означает, что процессы межмодового обмена и $V - T$ -релаксации оказывают пренебрежимо малое влияние на населенность уровней (00^01) и (10^00) по сравнению с $V - V$ -обменом с молекулами N_2 для уровня (00^01) и с молекулами H_2O для уровня (10^00) . Для условий работы ГДЛ это предположение также выполняется.

Соотношение (2) для случая газодинамического лазера выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{n_3}{n_2} &= \exp\left(-\frac{E_3}{T_0}\right) \exp\left(\frac{E_2}{T_1}\right) = \exp\left[\frac{h\nu}{T_1} \left(\frac{E_3}{h\nu} \frac{T_0 - T_1}{T_0} - 1\right)\right]; \\ E_2 &= E(10^00) - E(00^00), \\ E_3 &= E(00^01) - E(00^00), \quad h\nu = E_3 - E_2. \end{aligned}$$

Кроме тех выводов относительно справедливости второго начала термодинамики для квантовых генераторов с тепловым возбуждением, которые были сделаны ранее, это соотношение имеет следствие, которое относится к газодинамическому CO_2 -лазеру.

Существует нижняя граница по перепаду температур $(T_0/T_1)_{\text{min}}$ на входе и выходе сверхзвукового сопла, выше которой в потоке газа может осуществляться инверсная населенность. Этот перепад опреде-

ляется только положением колебательных уровней молекулы, которые играют роль верхнего и нижнего лазерных уровней. Для молекулы углекислого газа $(T_0/T_1)_{\min} = E_3/E_2 = 1,69$ ¹². Этому перепаду соответствует минимальная степень расширения газа при течении его через сопло. Если характеризовать ее числом Маха на выходе сопла, то

$$\frac{T_0}{T_1} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2, \quad M_{\min} = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \frac{h\nu}{E_2}},$$

где γ — показатель адиабаты.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. E. O. Schulz-DuBois, H. E. D. Scovil, патент США № 3015072, приоритет от 26.12.1961 г.
2. А. А. Маненков, А. М. Прохоров, ЖЭТФ 28, 762 (1955).
3. Н. В. Карлов, А. А. Маненков, Квантовые усилители (сер. «Итоги наук»), М., Изд. ВИНТИ, 1966.
4. Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, ЖЭТФ 28, 249 (1955).
5. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, ЖЭТФ 44, 1742 (1963).
6. Л. С. Понтрягин, Обыкновенные дифференциальные уравнения, М., Физматгиз, 1961.
7. E. O. Schulz-DuBois, in: Quantum Electronics (a Symposium), N. Y., Columbia Univ. Press, 1960, p. 217.
8. H. E. D. Scovil, E. O. Schulz-DuBois, Phys. Rev. Lett. 2, 262 (1959).
9. К. А. Путилов, Термодинамика, М., «Наука», 1971.
10. В. К. Конюхов, А. М. Прохоров, Авторское свидетельство № 223954, приоритет от 19.11.1966 г.; Бюллетень изобретений..., № 25 (1968).
11. В. К. Конюхов, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 3, 436 (1966).
12. В. К. Конюхов, И. В. Матросов, А. М. Прохоров, Д. Т. Шалянов, Н. Н. Широков, *ibid.* 10, 84 (1969).