

УДК 621.373.826

РАСЧЕТ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ РЕЗОНАТОРА ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ЛАЗЕРА ПО ЗАДАНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ ПОТОКА

Д. Г. Баканов, А. И. Одинцов, А. И. Федосеев

(кафедра оптики)

Проблема оптимизации оптического резонатора имеет важное значение для улучшения выходных характеристик газодинамических лазеров, так как в зоне резонатора ГДЛ, как правило, имеют место значительные потери колебательной энергии потока [1]. В ряде работ [2—4] параметры резонатора ГДЛ оптимизировались совместно с параметрами газодинамического потока. Однако на основе такого рода «многофакторной» оптимизации оказывается практически невозможным получить сколько-нибудь общие соотношения для расчета параметров резонатора, коэффициента пропускания зеркал и геометрических размеров резонатора. В работе [5] оптимизация резонатора рассматривалась в более узкой постановке, когда параметры потока на входе в резонатор считаются заданными. Такая постановка задачи представляет несомненный интерес, поскольку в ряде случаев изменение характеристик потока встречает трудности. Расчеты [5] ограничивались случаем одного фиксированного набора параметров, характеризующих газодинамический поток в типичных условиях работы CO_2 -ГДЛ. В настоящей статье приводятся результаты более полных расчетов, охватывающих все практически интересные режимы работы ГДЛ.

Как и в [5], в основу расчетов кладется трехуровневая модель ГДЛ, работающего на смеси газов, включающей активную компоненту, газ-носитель колебательной энергии и релаксатор нижнего рабочего уровня. В отличие от [6, 7] модель учитывает конечную скорость передачи колебательного возбуждения. Состояние потока на входе в резонатор определяется набором безразмерных параметров, характеризующих относительное содержание в смеси активной компоненты (α), отношение скорости релаксации колебательной энергии в потоке к скорости колебательного V — V -обмена между молекулами активной компоненты и газа-носителя (β), отношение населенностей нижнего и верхнего лазерных уровней на входе в резонатор (θ). Величины α , β , θ определяются соотношениями: $\alpha = W_{32}/W$, $\beta = \tau_2^{-1}/W$, $\theta = n_0^1/n_0^2$, где W_{32} — вероятность передачи колебательной энергии возбужденной молекулой газа-носителя в процессе V — V -обмена с активной компонентой, W_{23} — вероятность обратного процесса, $W = W_{32} + W_{23}$, τ_2 — время релаксации населенности верхнего лазерного уровня, n_0^2 , n_0^1 — населенности верхнего и нижнего лазерных уровней на входе в резонатор. При наличии близкого резонанса колебательных уровней обоих газов (как это имеет место в системе CO_2 — N_2) величина α приблизительно равна молярной доле активной компоненты в ее смеси с газом-носителем. Предполагается, что населенность нижнего лазерного уровня находится в равновесии с газовой температурой. В расчетах учитывается имеющее место в реальных ГДЛ уменьшение насыщенного коэффициента усиления вдоль потока.

Расчет, основанный на решении системы линеаризованных кинетических уравнений, дает пространственные распределения населенностей

уровней и значение насыщенного коэффициента усиления в зоне резонатора в зависимости от интенсивности поля. Получены соотношения для выходной мощности генерации $P_{\text{вых}}$ и предельной мощности генерации $P_{\text{пр}}$, которая может быть снята с активной среды при условии полного ее насыщения полем. Резонатор характеризуется величиной эффективности полезного съема мощности (ЭПС) $\eta = P_{\text{вых}}/P_{\text{пр}}$. На основании полученных расчетных соотношений решалась задача определения оптимального коэффициента пропускания выходного зеркала резонатора $t_{\text{опт}}$ и оптимальной протяженности резонатора вдоль потока $h_{\text{опт}}$. В расчетах и графиках используется безразмерная длина резонатора $H = hW/v$ (v — скорость потока). Расчеты выполнялись на ЭВМ

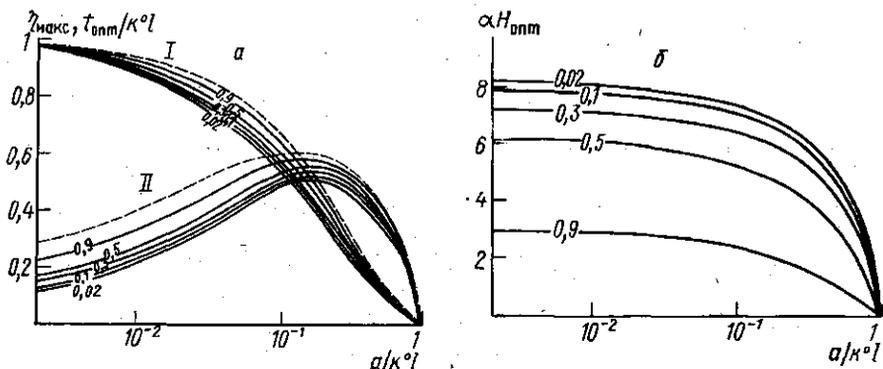


Рис. 1. Оптимизация резонатора для смесей с различным содержанием активной компоненты: а — максимальная величина эффективности полезного съема η_{max} (I) и оптимальное пропускание выходного зеркала $t_{\text{опт}}/k^0$ (II); б — оптимальная нормированная длина резонатора вдоль потока $\alpha H_{\text{опт}}$. Параметром кривых является величина α ($\beta=0,03$, $\theta=0,1$), a/k^0 — относительная величина диссипативных потерь на проход

для различных значений отношения (a/k^0) , где a — величина диссипативных потерь на один проход, k^0 — ненасыщенный коэффициент усиления, l — длина активной среды.

На рис. 1 показаны результаты оптимизации резонаторов ГДЛ, использующих смеси с различным относительным содержанием активной компоненты. Каждая из приведенных кривых получена для заданного параметра α (для всех кривых приняты значения $\beta=0,03$, $\theta=0,1$, характерные для ГДЛ на смеси $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—H}_2\text{O}$). Из рис. 1, а видно, что при не слишком больших значениях α ($\alpha \leq 0,5$) влияние α на величину оптимального пропускания зеркала и эффективность энергосъема не очень значительно. Однако по мере приближения α к 1 наблюдается существенное возрастание значения $t_{\text{опт}}$ и η_{max} . Такое поведение кривых можно объяснить тем, что с увеличением содержания активной компоненты относительно снижается роль колебательного обмена между компонентами газа, конечная скорость которого является одним из факторов, ограничивающих эффективность энергосъема. При $\alpha \rightarrow 1$ получаются зависимости, характерные для однокомпонентной смеси* (пунктирные

* Такие же зависимости имеют место и для предельного случая смеси с бесконечно быстрым $V\text{—}V$ -обменом. В этих случаях для расчета мощности генерации использовалось соотношение

$$A/k^0 l = \frac{1}{1-\theta} \left[\frac{1 - e^{-(\beta+\omega)\alpha H}}{(\beta+\omega)\alpha H} \left(1 - \frac{\omega\theta}{\beta+\omega} \right) - \frac{\beta\theta}{\beta+\omega} \right],$$

где $\omega = cI/hvW$ — нормированная внутренняя мощность (σ — сечение оптического перепада, I — интенсивность поля в резонаторе, A — величина полных потерь резонатора).

линии), которые описываются формулами

$$t_{\text{опт}} = \frac{1 - \tilde{a}}{-\ln \tilde{a}} - \tilde{a}, \quad \eta_{\text{макс}} = 1 - \tilde{a} + \tilde{a} \ln \tilde{a}, \quad \tilde{a} = a/k^0 l.$$

Значения $H_{\text{опт}}$ уменьшаются с увеличением a , однако в области малых a ($a \ll 0,3$) произведение $aH_{\text{опт}}$ слабо зависит от a ($H_{\text{опт}} \sim \frac{1}{a}$). Для смесей со значительным содержанием активной компоненты ($a > 0,3$) процессы релаксации верхнего лазерного уровня происходят более интенсивно, вследствие чего величина $aH_{\text{опт}}$ с ростом a уменьшается (см. рис. 1, б).

Влияние параметра β (нормированной вероятности релаксации верхнего лазерного уровня) на результаты оптимизации резонатора

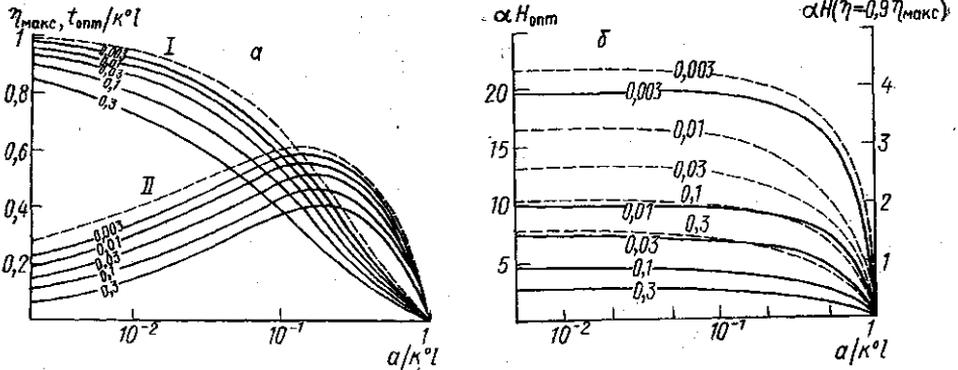


Рис. 2. Оптимизация резонатора для смесей с различной скоростью релаксации колебательной энергии: а — максимальная величина эффективности полезного съема $\eta_{\text{макс}}$ (I) и оптимальное пропускание выходного зеркала $t_{\text{опт}}/k^0 l$ (II); б — оптимальная нормированная длина резонатора вдоль потока $aH_{\text{опт}}$ (сплошные линии) и величина $a\tilde{H}$, соответствующая $\eta = 0,9\eta_{\text{макс}}$ (пунктир). Параметром кривых является величина β ($a=0,1, \theta=0,1$)

иллюстрируются рис. 2. Значения других параметров в этих расчетах фиксированы и приняты равными $a=0,1, \theta=0,1$. Графики на рис. 2, а показывают, что релаксационные потери приводят к уменьшению энергосъема и позволяют количественно оценить их влияние. Величина $t_{\text{опт}}$ уменьшается с увеличением β . Это объясняется тем, что для больших значений β интенсивность поля в оптимальном резонаторе должна быть сравнительно более высокой, с тем чтобы уменьшилось отрицательное влияние релаксации на величину энергосъема. Для слабoreлаксирующих смесей ($\beta \rightarrow 0$) кривые $\eta_{\text{макс}}$ и $t_{\text{опт}}/k^0 l$ близки к кривым, рассчитанным для однокомпонентной смеси или смеси с бесконечно быстрым V—V-обменом (пунктирные линии). Релаксационные потери оказывают сильное влияние на значение оптимальной длины резонатора (рис. 2, б). Как и следует ожидать, величина $aH_{\text{опт}}$ значительно уменьшается с ростом β .

Роль параметра θ (нормированной величины заселенности нижнего лазерного уровня) проявляется прежде всего в том, что с его увеличением снижается доля колебательной энергии, запасенной в потоке, которая может быть переведена в излучение. В то же время изменение θ значительно слабее сказывается на величине η , характеризующей эф-

фективность работы резонатора, а вместе с ней и на значениях оптимальных характеристик последнего. Расчет показывает, что величина η_{\max} при фиксированных значениях α , β , a/k^0l изменяется всего на $\sim 5\%$ при изменении θ в диапазоне $0,01 \leq \theta \leq 0,4$.

С практической точки зрения важным является вопрос о «критичности» оптимальных значений параметров резонатора, т. е. о допустимых отклонениях от расчетных значений, которые еще не влекут за собой значительного снижения выходной мощности лазера. Пунктир-

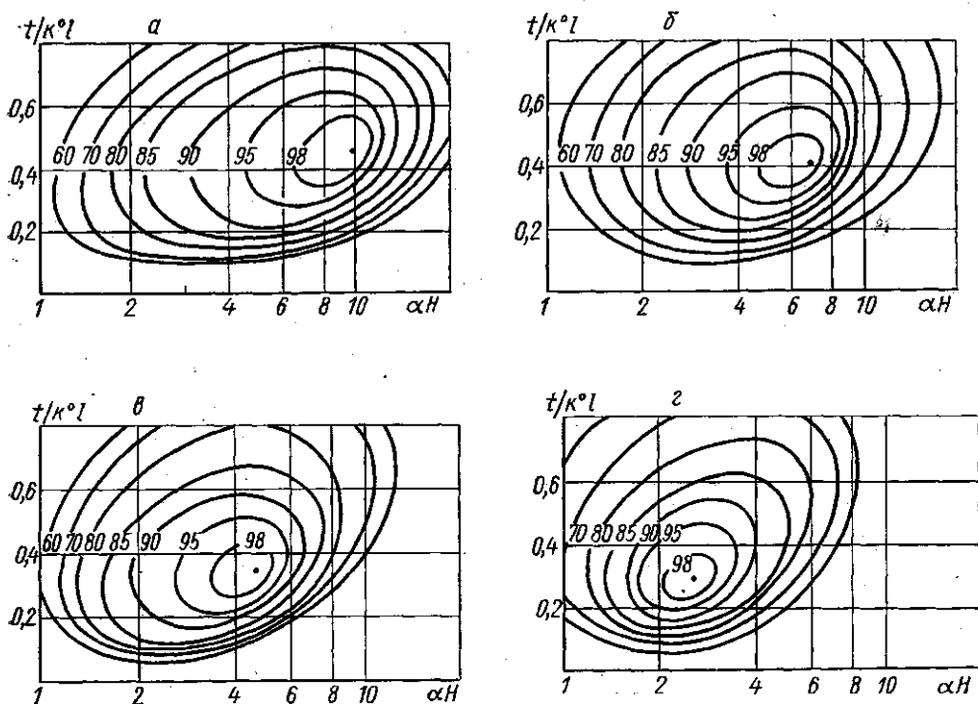


Рис. 3. Уровни одинаковых значений эффективности полезного сьема (в процентах от η_{\max}) в координатах $t/k^0l - \alpha H$. Приняты значения параметров: $a/k^0l = 0,05$, $\alpha = 0,1$, $\theta = 0,1$. Значения параметра β : а — 0,01, б — 0,03, в — 0,1, г — 0,3

ными кривыми на рис. 2, б показаны значения αH , при которых достигается величина ЭПС, равная $0,9 \eta_{\max}$. Во всем диапазоне значений a/k^0l значения αH оказываются существенно меньше $\alpha H_{\text{опт}}$. Наибольшее различие получается для малых значений β . Это обстоятельство необходимо учитывать при практическом выборе геометрических размеров резонаторов ГДЛ.

Влияние на величину ЭПС одновременного отклонения величин t и H от их оптимальных значений иллюстрируется рис. 3, где приведены расчетные уровни одинаковых значений ЭПС в процентах от максимальной величины для резонатора с $a/k^0l = 0,05$. Расчет проведен для значений параметров $\alpha = 0,1$, $\theta = 0,1$. Каждая карта уровней получена для фиксированного значения параметра β . Из рисунка видно, что в плоскости (t, H) существуют направления, вдоль которых допустимы наибольшие отклонения параметров зеркал от оптимальных значений. Эти направления различны для различных значений β .

Приведенные расчетные зависимости получены в безразмерном виде, что позволяет применять их для расчета резонаторов проточных

систем с различными параметрами и конструкцией. При этом активная среда характеризуется минимальным набором величин: значением нена- сыщенного усиления на входе в резонатор k^0 , которое может быть легко измерено экспериментально, и параметрами α , β , θ . Последние зависят от состава смеси и от значений колебательной и газовой температур на входе в резонатор.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Конюхов В. К. — Квант. электроника, 1977, 4, с. 1014. [2] Генералов Н. А., Козлов Г. И., Селезнева Н. К. — Журн. прикл. мех. и технич. физики, 1972, № 5, с. 33. [3] Лосев С. А., Макаров В. Н. — Квант. электроника, 1974, 1, с. 1633. [4] Лосев С. А., Макаров В. Н. — Квант. электроника, 1976, 3, с. 960. [5] Баканов Д. Г., Одинцов А. И., Федосеев А. И., Шарков В. Ф. — Квант. электроника, 1979, 6, с. 1019. [6] Микаэлян А. Л., Минаев В. П., Обод Ю. А., Турков Ю. Г. Квант. электроника, 1974, 1, с. 1175. [7] Напартович А. П., Шарков В. Ф. Теплофиз. высоких температур, 1974, 12, с. 659.

Поступила в редакцию
22.11.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 6

УДК 539.12.01

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ $N-N$ -СИЛ В РЕАКЦИЯХ $N+d \rightarrow 3N$ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

М. С. Головков, М. И. Журина, С. Н. Кондратьев, Т. Н. Михалева,
А. М. Попова, Д. Л. Чупрунов

(НИИЯФ)

В последнее время в ядерной физике низких и средних энергий возникло новое направление, связанное с исследованием $N-N$ -сил на основе анализа дифференциальных сечений ядерных реакций с образованием нескольких нуклонов. Как хорошо известно, исследование нуклон-нуклонного рассеяния в широком диапазоне энергий не позволяет однозначно установить параметры $N-N$ -потенциала. Это приводит к большому произволу в выборе функции, описывающей $N-N$ -силы, и, следовательно, в трактовке природы ядерного взаимодействия. Однако в 70-х годах в ряде работ [1] было установлено, что поведение амплитуды рассеяния двух нуклонов вне поверхности энергии в большой мере определяется характерными параметрами ядерного потенциала: глубиной, радиусом, радиусом отталкивающей сердцевинки. Более того, в работах [2, 3] была установлена связь поведения амплитуды рассеяния двух нуклонов вне поверхности энергии с ходом кривых дифференциальных сечений реакции $N+d \rightarrow 3N$ в различных кинематических областях. Далее, были сделаны попытки [4] определить параметры $N-N$ -потенциала, в частности радиус отталкивающей сердцевинки, на основе анализа угловых распределений протонов в реакции $p+d \rightarrow p+d$ при средних и высоких энергиях в области больших углов вылета.

Не менее интересным с точки зрения исследования $N-N$ -сил является анализ энергетических распределений нуклонов, образующихся в реакциях $N+d \rightarrow 3N$ и при невысоких энергиях (~ 10 МэВ), где эксперименты могут быть выполнены с большей точностью.

На рис. 1 приведены кривые изменения реальной части амплитуды s -рассеяния двух нуклонов $Re t_0(p, k, k^2)$ вне поверхности энергии для