

P O L S K A A K A D E M I A N A U K
I N S T Y T U T M A S Z Y N P R Z E P Ł Y W O W Y C H

PRACE
I N S T Y T U T U M A S Z Y N
P R Z E P Ł Y W O W Y C H

T R A N S A C T I O N S
O F T H E I N S T I T U T E O F F L U I D - F L O W M A C H I N E R Y

82

W A R S Z A W A - P O Z N A Ń 1982

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględnieniem problematyki maszyn przepływowych

*

THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

exist for the publication of theoretical and experimental investigations of all aspects of the mechanics and thermodynamics of fluid-flow with special reference to fluid-flow machinery

RADA REDAKCYJNA – EDITORIAL BOARD

TADEUSZ GERLACH · HENRYK JARZYNA · JERZY KRZYŻANOWSKI
STEFAN PERYCZ · WŁODZIMIERZ PROSNAK
KAZIMIERZ STELLER · ROBERT SZEWAŁSKI (PRZEWODNICZĄCY · CHAIRMAN)
JÓZEF ŚMIGIELSKI

KOMITET REDAKCYJNY – EXECUTIVE EDITORS

KAZIMIERZ STELLER – REDAKTOR – EDITOR
WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ · ZENON ZAKRZEWSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA – EDITORIAL OFFICE

Instytut Maszyn Przepływowych PAN
ul. Gen. Józefa Fiszer 14, 80-952 Gdańsk, skr. pocztowa 621, tel. 41-12-71

Copyright
by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1982

Printed in Poland

ISBN 83-01-03979-5
ISSN 0079-3205

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE – ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 340 + 90 egz.	Oddano do składania 12 X 1981 r.
Ark. wyd. 12 Ark. druk. 9,25	Podpisano do druku 18 V 1982 r.
Pap. druk. sat. kl. V, 70 g 70 × 100 cm.	Druk ukończono w maju 1982 r.
Nr zam. 577/122. W-6/523.	

DRUKARNIA UNIwersytetu IM. A. MICKIEWICZA W POZNANIU

ANDRZEJ ZIELIŃSKI, MAREK BRUNNÉ

Gdańsk

Analiza numeryczna wpływu przejść dwukwantowych na wartości parametrów lasera gazodynamicznego $\text{CO} + \text{N}_2 + \text{Ar}^*$

W pracy rozpatrzono wpływ przejść dwukwantowych na sprawność lasera $\text{CO} + \text{N}_2 + \text{Ar}$. Wykonano pełne obliczenia optymalizacyjne tego lasera z uwzględnieniem przejść jedno- i dwukwantowych. Otrzymane wyniki porównano z obliczeniami przeprowadzonymi dla identycznego lasera, w którym uwzględniano tylko przejścia jednokwantowe.

1. Wstęp

Lasery gazodynamiczne pracujące na mieszaninie $\text{CO} + \text{N}_2$ lub $\text{CO} + \text{N}_2 + \text{Ar}$ były jednymi z pierwszych, w których generowano promieniowanie na przejściach oscylacyjno-rotacyjnych podstawowego stanu elektronowego molekuly CO [1]. W ośrodku czynnym laserów tego typu powstaje częściowa inwersja obsadzeń na kilku poziomach oscylacyjno-rotacyjnych. Generowane promieniowanie w pasmie P jest niemonochromatyczne, a długość fali zmienia się w przedziale $\lambda = 4,5 \div 6,5 \mu\text{m}$. Podobnie jak dla lasera gazodynamicznego CO_2 i w tym przypadku centralnym problemem jest określenie kinetyki wszystkich procesów relaksacyjnych zachodzących w aktywnym ośrodku, prowadzących do powstania inwersji obsadzeń. Szczegółowe badania eksperymentalne [2, 3, 4, 5] i teoretyczne [6, 7, 8] tych procesów pozwoliły opracować model matematyczno-fizyczny takiego lasera [9]. W modelu tym przyjęto następujące założenia:

- przepływ czynnika roboczego przez dyszę naddźwiękową można opisać jako jednowymiarowy,
- decydujący wpływ na populację poziomów oscylacyjno-rotacyjnych molekuly CO posiadają jednokwantowe procesy typu $V-T$, $V-V$ oraz $VV'-T$,
- przebieg akcji laserowych opisano na podstawie kinetycznej teorii laserów.

Takie ujęcie problemu pozwala wyznaczyć i optymalizować wszystkie charakterystyki lasera poprzez dobór początkowych parametrów fizycznych oraz konstrukcyjnych dyszy naddźwiękowej. W modelu tym nie uwzględnia się przejść wielokwantowych, które dla tego typu laserów mają duże znaczenie. Należy oczekiwać, że przy uwzględnieniu tych przejść, funkcja rozkładu (w tych samych warunkach) będzie posiadała inny kształt, czyli przebieg akcji laserowych w obszarze rezonatora będzie odmienny niż w przypadku, kiedy uwzględnia się tylko przejścia jednokwantowe. Konsekwencją uwzględnienia przejść dwu-

* Praca wykonana w ramach problemu międzyresortowego MR.I.23, „Mechanika ciała stałego, cieczy i gazów”, grupa tematyczna 5.4B.

kwantowych w modelu [9] będzie inna wartość sprawności akcji laserowej η_i , moc promieniowania wyjściowego P_c oraz sprawność całkowita η_c .

W niniejszej pracy przeprowadzono analizę wpływu procesów dwukwantowych na wartości głównych parametrów lasera $\text{CO} + \text{N}_2 + \text{Ar}$ wychodząc, podobnie jak w pracy [9], z równań kinetycznych. Zachowano również identyczny jak w rozprawie [9] tok postępowania przy wyznaczaniu tych parametrów oraz identyczne oznaczenia poszczególnych wielkości.

2. Kinetyka procesów relaksacyjnych w laserze $\text{CO} + \text{N}_2$

Przy opisie procesów relaksacyjnych zachodzących w laserze CO należy uwzględnić efekty związane z anharmonicznością molekuly CO [8]. Ta anharmoniczność powoduje nieboltzmanowski charakter funkcji opisującej obsadzenie poszczególnych poziomów oscylacyjno-rotacyjnych.

Dla modelu oscylatora harmonicznego wszystkie procesy relaksacyjne charakteryzują się czasami relaksacji: τ_{VV} oraz τ_{VT} , przy zachowaniu zależności $\tau_{VV} \ll \tau_{VT}$ i przebiegają w dwóch etapach. W pierwszym, na skutek szybkich procesów $V-V$, uzyskuje się boltzmanowski rozkład energii na poziomach oscylacyjnych w zależności od temperatury oscylacyjnej T_v , natomiast w drugim etapie zostaje zachowana boltzmanowska forma rozkładu energii, lecz następuje spadek temperatury T_v będący skutkiem zachodzących procesów $V-T$. W przypadku oscylatora anharmonicznego procesy typu $V-V$ zachodzą z czasem relaksacji $\tau_{VV} \ll \tau_{VT}$ tylko dla niższych poziomów oscylacyjnych, określonych liczbą oscylacyjną v_0 . Dla wszystkich poziomów $v > v_0$ procesy typu $V-T$ przebiegają znacznie szybciej od procesów typu $V-V$ [10].

Fakty te mają decydujące znaczenie w procesie pompowania molekuly CO , który można wyjaśnić pogładowo rozpatrując zderzenia dwóch molekuł wzbudzonych do różnych stanów oscylacyjnych.

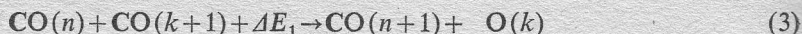
Załóżmy, że gaz składa się z molekuł CO , z których każda może znaleźć się w stanie energetycznym n lub $n+1$ oraz k i $k+1$, gdzie stan k odpowiada dużym, a stan n małym liczbom oscylacyjnym. Molekuła znajdująca się w stanie $n+1$ w zderzeniu z molekułą znajdującą się w stanie k przechodzi do stanu n , oddając swoją energię powoduje wzbudzenie molekuly do stanu $k+1$. Proces ten można zapisać w postaci



gdzie

$$\Delta E_1 = (E_{n+1} - E_n) - (E_{k+1} - E_k). \quad (2)$$

Prawdopodobieństwo zajścia procesów odwrotnych typu



jest wprost proporcjonalne do wyrażenia $\exp(-\Delta E/kT)$ i dla niskich temperatur jest znacznie mniejsze od prawdopodobieństwa zajścia procesu wyrażonego zależnością (1). W takim przypadku molekuła w stanie k jest pompowana przez molekułę w stanie $n+1$. Procesy określone równaniem (1) i (3) noszą wspólną nazwę tzw. pompowania drabinkowego.

Jeśli założyć, że na wyższych poziomach (wpływ anharmoniczności większy) zachodzą procesy dwukwantowe, wówczas równanie (1) należy uzupełnić związkami

$$\text{CO}(n+1) + \text{O}(k) \rightleftharpoons \text{CO}(n-1) + \text{CO}(k+2) + \Delta E_2, \quad (4)$$

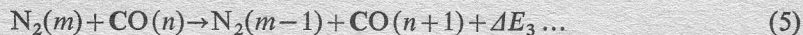
gdzie

$$\Delta E_2 = (E_{n+1} - E_{n-1}) - (E_{k+2} - E_k).$$

Procesy opisane równaniem (4) w zależności od temperatury gazu będą zwiększać obsadzenia górnych poziomów oscylacyjnych (T — duże) lub dolnych (T — małe) molekuly CO.

Efektywność procesów (1), (3) i (4) można zwiększyć poprzez stosowanie odpowiednich domieszek, które mają decydujący wpływ na kinetykę przebiegających procesów, a co za tym idzie — na wartość inwersji obsadzeń.

Rolę domieszki dopompowującej w laserze CO spełnia molekula azotu, która w zderzeniu z molekulą CO przekazuje jej energię do oscylacyjnych oraz translacyjnych stopni swobody ($VV'-T$) w reakcji typu:



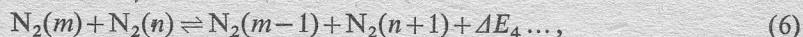
Procesy opisane równaniem (5) są szczególnie efektywne w przypadku zderzenia molekuly azotu znajdującej się na pierwszym poziomie oscylacyjnym ($m=1$) z molekulą CO znajdującą się w stanie podstawowym ($n=0$, $\Delta E_3 = 188 \text{ cm}^{-1}$). Wymiana energii oscylacyjnej przebiegająca zgodnie z (5), prowadzi do wzrostu liczby molekul CO na pierwszym poziomie oscylacyjnym, które z kolei przekazują tę energię na poziomy wyższe w procesie kolejnego zderzenia zgodnie z relacją (1).

Dodatkowo azot jako molekula metastabilna odgrywa rolę nośnika użytecznej energii oscylacyjnej przez dyszę. Energia ta przekazana jest w zderzeniach z molekulami CO, pogłębiając tym samym naruszony już przez szybką ekspansję stan równowagi pomiędzy oscylacyjnymi i translacyjnymi stopniami swobody. Odminną rolę odgrywa często stosowana domieszka argonu w gazie roboczym, powodująca zwiększenie szybkości wypływu gazu z dyszy. Należy również podkreślić, że argon, jako gaz jednoatomowy, nie wpływa na zmianę obsadzeń poziomów oscylacyjnych molekuly CO, ponieważ czasy relaksacji procesów typu $V-T$ dla zderzeń molekuly CO—Ar są tego samego rzędu co w przypadku zderzeń CO—CO.

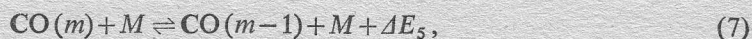
Zakładając, że o pracy lasera gazodynamicznego w głównej mierze decydują procesy omówione wyżej, można ograniczyć się do analizy kinetyki procesów zachodzących w mieszaninie $\text{CO} + \text{N}_2 + \text{Ar}$. Ponadto założono, że rozpatruje się taki przedział temperatur i ciśnień, dla których można pominąć procesy dysocjacji molekul CO i N_2 oraz tworzenia się związków chemicznych ($T < 3000 \text{ K}$, $p < 100 \text{ atm}$).

Przyjmując takie założenia można w mieszaninie $\text{CO} + \text{N}_2 + \text{Ar}$ wyodrębnić, oprócz opisanych równaniami (1), (3), (4) i (5), następujące procesy zderzeniowe:

1) typu $V-V$



2) typu $V-T$

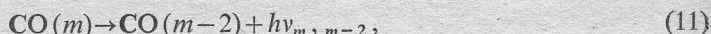




gdzie $M = \text{CO}, \text{N}_2, \text{Ar}$.

Oprócz procesów typu zderzeniowego występują dodatkowo efekty oddziaływania ośrodka aktywnego z promieniowaniem. Praktyczne znaczenie mają jednak tylko niektóre z nich, a mianowicie te, które związane są ze zmianą stanów wzbudzeń oscylacyjnych molekuł CO. Są to procesy:

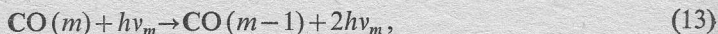
1) emisji spontanicznej



2) absorpcji



3) emisji wymuszonej



dla których prawdopodobieństwa zachodzenia są określone przez einsteinowskie współczynniki emisji spontanicznej A_{mn} , absorpcji B_{mn}^a i emisji wymuszonej B_{mn}^e .

W warunkach kiedy procesy absorpcji i emisji wymuszonej można pominąć, równania kinetyczne opisujące zmianę obsadzeń poziomów oscylacyjnych molekuł CO i N_2 przybierają postać:

$$\begin{aligned} \frac{dx_n}{dt} = & Z_{AA} \sum_{m \neq n} [P_{mn}(A, A)x_m - P_{nm}(A, A)x_n] + \\ & + Z_{AB} \sum_{m \neq n} [P_{mn}(A, B)x_m - P_{nm}(A, B)x_n] + \\ & + \frac{Z_{AA}}{N_A} \sum [P_{mn}^{ij}(A, A)x_i x_m - P_{nm}^{ji}(A, A)x_j x_n] + \\ & + \frac{Z_{AB}}{N_B} \sum [P_{mn}^{ij}(A, B)y_i x_m - P_{nm}^{ji}(A, B)y_j x_n] + \\ & + \sum_{m > n} A_{mn} x_m - \sum_{m < n} A_{nm} x_n, \end{aligned} \quad (14)$$

gdzie $A, B = \text{CO}, \text{N}_2, \text{Ar}$; N_A, N_B – koncentracja molekuł CO, N_2 ; x_n, y_n – obsadzenie n -tego poziomu oscylacyjnego molekuły CO lub N_2 ; Z – częstość zderzeń gazokinetycznych; $m = n+1$ lub $m = n+2$, $i = j+1$ lub $i = j+2$.

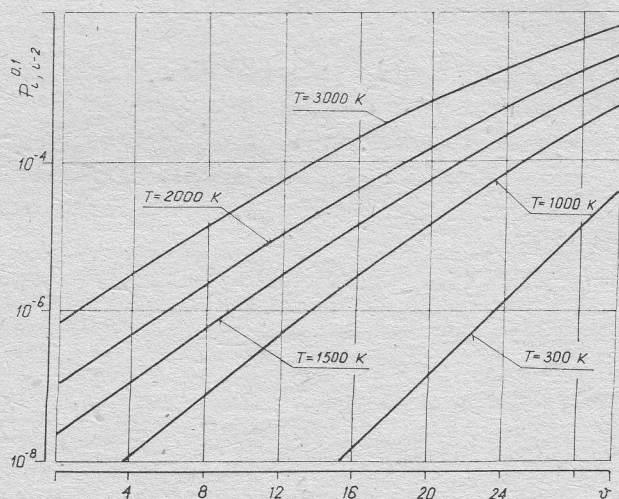
W równaniu (14) wyrażenie pierwsze i drugie opisuje zmianę energii oscylacyjnej na postępową zachodzącą z prawdopodobieństwem P_{mn} , natomiast trzecie i czwarte charakteryzuje procesy wymiany energii oscylacyjnej pomiędzy zderzającymi się molekułami, zachodzą z prawdopodobieństwem P_{mn}^{ij} . Pozostałe człony równania (14) opisują zmianę obsadzeń poziomów oscylacyjnych spowodowanych emisją spontaniczną.

Wartości prawdopodobieństwa dla procesów opisujących przejścia jednokwantowe zaczerpnięto z [9]. W pracy tej szczegółowo przeanalizowano kryteria stosowalności róż-

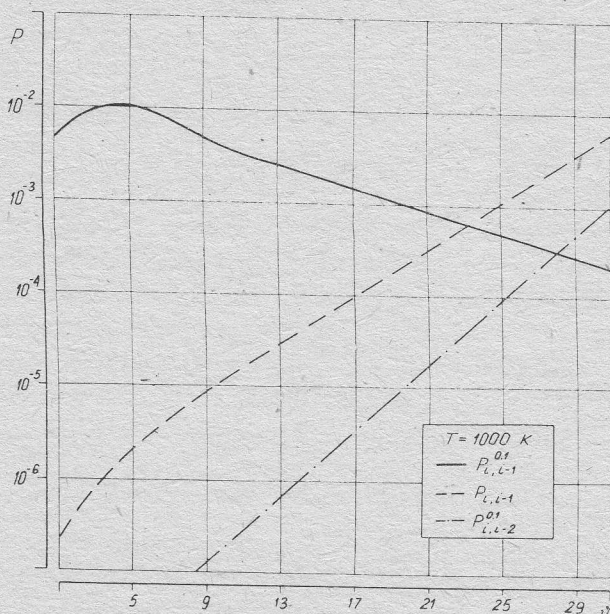
nych metod obliczeniowych, a wyznaczone wartości prawdopodobieństw porównano z dostępnymi danymi eksperymentalnym.

Dla przejść dwukwantowych wykonano dodatkowe obliczenia wartości prawdopodobieństw oparte na metodzie S. S. H. [11], uwzględniając zakres zmian temperatury $T = 200 \div 3000$ K i liczby oscylacyjnej $v = 1 \div 30$.

Wyniki przeprowadzonych obliczeń przedstawiono w formie graficznej na rysunku 1. Wartości te porównano z wyznaczonymi wartościami prawdopodobieństw procesów



Rys. 1. Wartości prawdopodobieństw $VV - T$ dla molekuly CO w funkcji temperatury oraz oscylacyjnej liczby kwantowej v



Rys. 2. Porównanie wartości prawdopodobieństwa dla przejść jednokwantowych typu $V - Vi$ $V - T$ z obliczonymi wartościami prawdopodobieństw dla przejść dwukwantowych typu $VV - T$

jednokwantowych na rysunku 2. Jak wynika z rysunku 2, w przypadku anharmonicznej molekuly CO wartości prawdopodobieństw $P_{v+1,v}^{n,n+1}$ dla procesów jednokwantowych V-V są większe od prawdopodobieństw $P_{v,v-2}^{n,n+1}$ i $P_{v+1,v}$ tylko dla pewnej wartości liczby kwantowej v_0 . Wartość minimum poziomu oscylacyjnego v_0 , przy którym prawdopodobieństwa te są sobie równe, zależy od temperatury translacyjnej gazu i maleje z jej wzrostem. Wynik ten oznacza, że przy rozpatrywaniu kinetyki procesów relaksacyjnych można wyodrębnić trzy następujące stadia:

1) dla $v < v_0$ i niskich temperatur rolę decydującą odgrywają procesy jednokwantowe typu V-V.

2) w przypadku $v \approx v_0$, należy rozpatrywać jednocześnie procesy jednokwantowe typu V-V, V-T oraz dwukwantowe typu VV-T.

3) dla $v > v_0$ i przy wysokich temperaturach decydującą rolę odgrywają jednokwantowe procesy typu V-T, dwukwantowe VV-T oraz emisja spontaniczna.

Fakty te mają decydujące znaczenie przy wyznaczaniu funkcji rozkładu obsadzeń poziomów oscylacyjnych molekuly CO.

Układ równań kinetycznych (14) wraz z jednowymiarowymi równaniami przepływu typu

– ciągłości

$$\rho v H = \frac{G}{L_y}, \quad (15)$$

– impulsu

$$\rho v \frac{dv}{dx} + \frac{dp}{dx} + \frac{\rho v^2}{2} \frac{\lambda_f}{2H} = 0, \quad (16)$$

– zachowania energii

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{v^2}{2} + q \right) = g_r - g_w, \quad (17)$$

– stanu

$$p = \frac{\kappa - 1}{\kappa} p q, \quad (18)$$

w których uwzględniono tarcie, wymianę energii między przepływającą strugą a ściankami dyszy oraz ciepło relaksacji poziomów oscylacyjnych oddane do translacyjnych i rotacyjnych stopni swobody, w pełni opisują procesy molekularne zachodzące w przepływie. Dla zadanych warunków przed ekspansją i zadanego stopnia rozprężenia gazu w obszarze rezonatora na podstawie równań (14)÷(18) można wyznaczyć na drodze numerycznej rozkłady ciśnień, temperatury, prędkości gazu oraz obsadzenia poziomów oscylacyjnych molekuly CO wzdłuż dyszy.

3. Analiza numeryczna lasera gazodynamicznego CO + N₂ + Ar

Obliczenia przebiegu ekspansji i akcji laserowej wykonano według algorytmu podanego w [9]. Jako parametry wejściowe przyjęto skład mieszaniny $X_{CO}=0,18$, $X_{N_2}=0,32$, $X_{Ar}=0,5$, dla którego wykonano pełne obliczenia optymalizacyjne z uwzględnieniem przejść jednokwantowych. Wyniki tych obliczeń zaczerpnięte z [11] zestawiono w tabeli 1.

Tabela 1

$T_0 = 2500 \text{ K}$	$p_0 = 40 \text{ atm}$	$M_{2s} = 9$
$\varphi = 30^\circ$	$H_1 = 1,14 \text{ mm}$	$M_2 = 6,2887$
$v_k = 851 \text{ ms}^{-1}$	$L_x = 6,8 \text{ cm}$	$M_3 = 5,93$
$L_n = 25,09 \text{ cm}$	$L_y = 11,427 \text{ cm}$	$L_z = H_2 = 9,31 \text{ cm}$
$\eta_w = 6,33 \%$	$\eta_v = 96,5 \%$	$\eta_r = 93,285 \%$
$\eta_i = 7,168 \%$	$\eta_c = 0,4379 \%$	$p_g = 8,813 \text{ KWskg}^{-1}$
$P_c = 4,05 \text{ KW}$	$T_2/T_0 = 0,09092$	$p_2/p_0 = 0,0003364$
$p_v = 5,6 \text{ W/cm}^3$	$G_p = 0,46 \text{ kg/s}^{-1}$	$H_L = \text{const}$

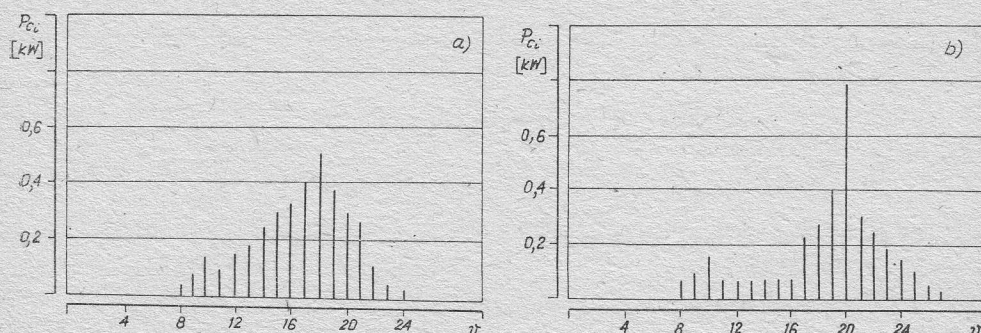
Dla tak wyznaczonych parametrów wykonano ponownie obliczenia tego lasera uwzględniając jednocześnie w równaniach kinetycznych (14) przejścia dwukwantowe. Wyniki tych obliczeń podano w tabeli 2.

Tabela 2

$T_0 = 2500 \text{ K}$	$p_0 = 40 \text{ atm}$	$M_{2s} = 9$
$\varphi = 30^\circ$	$H_1 = 1,14 \text{ mm}$	$M_2 = 6,288$
$v_k = 848 \text{ ms}^{-1}$	$L_x = 6,8 \text{ cm}$	$M_3 = 5,93$
$L_n = 25,07 \text{ cm}$	$L_y = 11,45 \text{ cm}$	$L_z = H_2 = 9,38 \text{ cm}$
$\eta_w = 6,331 \%$	$\eta_v = 95,4 \%$	$\eta_r = 92,74 \%$
$\eta_i = 6,32 \%$	$\eta_c = 0,32187 \%$	$p_g = 8,18 \text{ KWskg}^{-1}$
$P_c = 3,765 \text{ KW}$	$T_2/T_0 = 0,0912$	$p_2/p_0 = 0,000342$
$p_v = 4,88 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$	$G_p = 0,46 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$	$H_L = \text{const}$

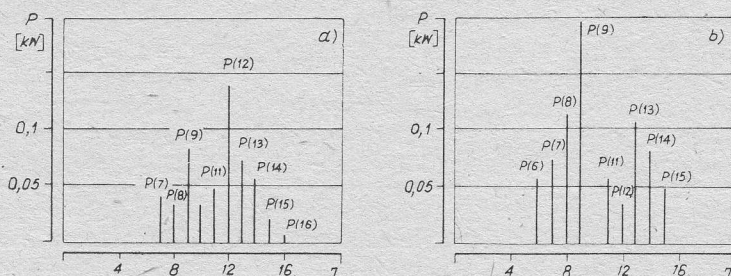
Z porównania tabel 1 i 2 wynika, że wartości parametrów energetycznych lasera, wyznaczone metodą, w której uwzględniano przejścia dwukwantowe, uzyskano niższe niż w przypadku obliczeń uwzględniających tylko przejścia jednokwantowe.

Sprawność całkowita η_c tego lasera jest około 25% mniejsza przy porównywalnych sprawnościach η_v . Oznacza to, że w przepływie do strefy laserowej procesy dwukwantowe nie odgrywają zbyt dużej roli. Wydaje się zatem, że podstawowymi procesami odpowiedzialnymi za proces pompowania molekuly CO są przejścia jednokwantowe opisane równaniami (1), (5), (7) i (8).



Rys. 3. Rozkład mocy generowanej w mieszaninie $X_{CO}/X_{N_2}/X_{Ar} = 0,18/0,32/0,5$ na poszczególne przejścia $\nu \rightarrow \nu^{-1}$ a) z uwzględnieniem przejść dwukwantowych, b) dla przejść jednokwantowych

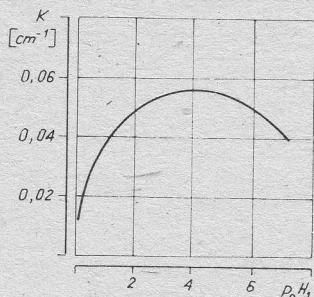
Należy jednak pamiętać, że znaczna część użytecznej energii oscylacyjnej dostarczona w przepływie do brzegu rezonatora, niesiona przez molekuly azotu nie zostaje przekazana w procesie $VV'-T$ molekułom CO.



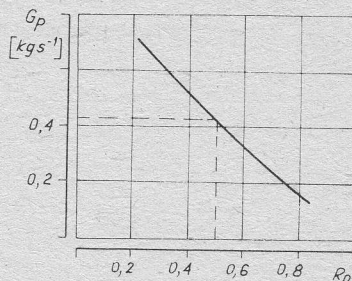
Rys. 4. Widmo mocy generowanej dla przejścia o maksymalnej mocy P_c a) z uwzględnieniem przejść dwukwantowych, b) dla przejść jednokwantowych

Z drugiej strony, jeśli porównać wartości prawdopodobieństwa dla przejść dwukwantowych i jednokwantowych (rys. 2), można twierdzić, że procesy jednokwantowe (VV i VT) głównie są odpowiedzialne za proces pompowania molekuly CO w górę, natomiast dwukwantowe w dół.

Można zatem przyjąć, że ilość energii oscylacyjnej doprowadzona do brzegu obszaru rezonatora w obu przypadkach jest stała (porównaj wartości η_v – tabela 1 i 2), natomiast zmienia się kształt funkcji obsadzeń. Wraz ze zmianą funkcji obsadzeń zmienia się w obu przypadkach przebieg akcji laserowej, który winien uwidaczniać się zmianą rozkładu mocy generowanej dla poszczególnych przejść $(v, J) \rightarrow (v^{-1}, J^{-1})$. Wyznaczone rozkłady mocy przedstawiono na rysunku 3, gdzie widać, że wyznaczone widmo mocy generowanej z uwzględnieniem przejść dwukwantowych charakteryzuje się bardziej regularnym przebiegiem. Akcja laserowa dla tego przypadku kończy się na poziomie o liczbie oscylacyjnej $v=24$, co świadczy o mechanizmie szybkiej depopulacji wyższych poziomów oscylacyj-



Rys. 5. Przebieg zmian wartości współczynnika k w funkcji $p_0 H_1$



Rys. 6. Zmiana wartości brzegowej współczynnika odbicia R_0 w funkcji wydatku masowego G_p

nych molekuly CO. Mechanizm ten potwierdza również przesunięcie linii, dla której generowana jest maksymalna moc oraz fakt zmniejszenia mocy generowanej na przejściach o niskiej wartości liczby oscylacyjnej.

Zmienia się również widmo dla przejścia, w którym generowana jest maksymalna moc. Widmo takie dla obu przypadków podano na rysunku 4. Te duże zmiany w sprawności całkowitej η_c oraz innych wielkości mogą również wynikać z faktu, że dla lasera, w którym uwzględnia się procesy wielokwantowe, parametry opisujące kształt dyszy nie są wielkościami optymalnymi. Celem sprawdzenia tego przypuszczenia, przeprowadzono analizę numeryczną laserów pracujących na mieszaninie $X_{CO}/X_{N_2}/X_{Ar}=0,18/0,32/0,5$ dla przepływu przez strefę laserową określoną warunkiem $H_L = \text{const}$.

Przyjmując wartości parametrów wejściowych $T_0=2500$ K, $p_0=40$ atm, $M_{2s}=9$, $\varphi=30^\circ$, $T_s=300$ K oraz $s=0,02$, zoptymalizowano pozostałe parametry dyszy oraz wydatku masowego tak, aby uzyskana sprawność całkowita lasera η_c miała wartość maksymalną.

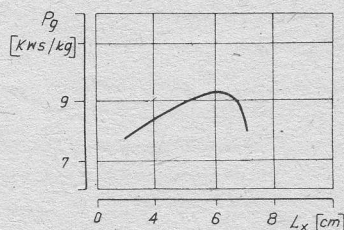
Dla tak przyjętych wartości początkowych wykonano obliczenia wartości współczynnika wzmocnienia K_i w funkcji parametru $p_0 H_1$. Zmiany wartości $K=K(p_0 H_1)$ w wybranym przekroju dyszy ($H/H_1=90$) ilustruje krzywa na rysunku 5. Z przebiegu krzywej dla przejścia ($v=19 \rightarrow v=18$) wynika, że optymalną wartość K_i otrzymuje się dla $(p_0 H_1)_{\text{opt}} = 4,22$ atm·cm.

Uzyskana w ten sposób optymalna wartość wysokości dyszy w przekroju krytycznym $H_1=1,055$ mm jest mniejsza od wartości $H_1=1,14$ mm uzyskanej dla lasera, w którym uwzględniono tylko przejścia jednokwantowe.

Zmniejszenie wartości optymalnej parametru $p_0 H_1$ oznacza, że efektywny czas relaksacji τ_{ef} maleje, oraz że maleje również czas przebywania molekuł wzbudzonych w przekroju krytycznym dyszy. Można to wyjaśnić na podstawie zależności (4) i (9). Jak wynika z rysunku 1, procesy te zachodzą w obu kierunkach ze skończoną prędkością, powodując przekazywanie użytecznej energii oscylacyjnej do translacyjnych stopni swobody.

Wydatek masowy mieszaniny G_p ustalono na podstawie kryterium $R_0 \geq 0,5$, dokonując obliczeń wartości parametru $R_0=f(G_p)$ przy nie zmienionych wartościach pozostałych parametrów. Wyniki tych obliczeń przedstawiono w formie graficznej na rysunku 6, stąd określona wartość optymalna wydatku masowego wynosi $G_p=0,417$ kg s⁻¹.

Wpływ długości strefy laserowej L_x na wartość parametru p_g podano na rysunku 7. Maksymalną wartość parametru p_g uzyskano dla rezonatora posiadającego zwierciadła o długości $L_x=6,6$ cm. Zwiększenie lub zmniejszenie długości L_x , jak wynika z rysunku 7, powoduje spadek wartości parametru p_g . Dla $L_x > 6,6$ cm spadek ten jest spowodowany



Rys. 7. Zmiana współczynnika wykorzystania ośrodka optymalnie czynnego w funkcji długości strefy laserowej L_x

głównie stratami energii oscylacyjnej, która w wyniku procesów relaksacyjnych typu V-T odprowadzana jest do translacyjnych stopni swobody mieszaniny CO+N₂+Ar. W przypadku $L_x < 6,6$ cm spadek wartości p_g jest spowodowany głównie przez zahamo-

wanie procesów typu V-V. Za pomocą tak wyznaczonych wartości optymalnych H_1 , L_x i G_p oraz nie zmienionych parametrów wejściowych wykonano pełne obliczenia lasera gazodynamicznego $\text{CO} + \text{N}_2 + \text{Ar}$. Wartości wyznaczonych parametrów tego lasera podano w tabeli 3.

Tabela 3

$T_0 = 2500 \text{ K}$	$p_0 = 40 \text{ atm}$	$M_{2s} = 9$
$\varphi = 30^\circ$	$H_1 = 1,035 \text{ mm}$	$M_2 = 6,17$
$v_k = 850 \text{ ms}^{-1}$	$L_x = 6,6 \text{ cm}$	$M_3 = 5,9$
$L_n = 24,8 \text{ cm}$	$L_y = 11,2 \text{ cm}$	$L_z = H_2 = 9,2 \text{ cm}$
$\eta_w = 6,331 \%$	$\eta_v = 96,1 \%$	$\eta_r = 93,1 \%$
$\eta_i = 6,77 \%$	$\eta_c = 0,412 \%$	$p_g = 9,29 \text{ KWkgs}^{-1}$
$P_c = 3,85 \text{ KW}$	$T_2/T_0 = 0,091$	$p_2/p_0 = 0,000338$
$p_v = 5,67 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$	$G_p = 0,417 \text{ kgs}^{-1}$	$H_L = \text{const}$

Z porównania tabel 3 i 2 wynika, że dla optymalnych parametrów tego lasera uzyskuje się większą sprawność całkowitą lasera η_c i lepsze wykorzystanie ośrodka aktywnego p_g . Wartości parametrów tego lasera są jednak nieco niższe niż dla lasera obliczonego z uwzględnieniem przejść jednokwantowych. Różnice te wynikają z innego charakteru przebiegu procesów relaksacyjnych w przepływie.

Praca wpłynęła do Redakcji w czerwcu 1980 r.

Literatura

- [1] R. L. Mc Kenzie, Appl. Phys. Lett., vol. 17, no. 10, 1970.
- [2] W. S. Watt, Appl. Phys. Lett., vol. 17, no. 11, 1971.
- [3] R. L. Mc Kenzie, Phys. of Fluids, vol. 15, no. 12, 1972.
- [4] W. F. Gavrikov, A. P. Dronov, Kwantovaja elektronika 1, no. 1, 1974.
- [5] W. F. Gavrikov, A. P. Dronov, Kwantovaja elektronika 2, no. 1, 1975.
- [6] C. E. Caledonia, R. E. Center, J. Chem. Phys., vol. 55, no. 2, 1971.
- [7] R. E. Center, C. E. Caledonia, Appl. Optics, vol. 10, no. 8, 1971.
- [8] I. W. Rich, J. Appl. Phys., vol. 42 no. 7, 1971.
- [9] A. Zieliński, Zeszyty Naukowe IMP PAN, 10/889/1977.
- [10] B. F. Gordijec, A. I. Osipov, Preprint FIAN SSSR, no. 63, 1970.
- [11] A. Zieliński, M. Brunné, II Int. Symp. on Gas-Flow and Chemical Lasers, Belgium, Brussel 1978.

Численный анализ влияния двухквантовых параметров на значения параметров газодинамического лазера

Резюме

На основе одномерной физико-математической модели газодинамического лазера производится численный анализ лазера работающего на смеси $\text{CO} + \text{N}_2 + \text{Ar}$. Примененная к анализу модель расширена путем учтения двухквантовых переходов, влияющих на ход релаксационных

процессов происходящих в течении а также лазерной акции. Значения вероятностей происхождений этих процессов определяются для различных температур а также осцилационных чисел на основе теории ССХ.

В рамках так измененной модели при заданных значениях начальных параметров определяются параметры лазера $\text{CO} + \text{N}_2 + \text{Ar}$, которые сравниваются с параметрами идентичного лазера, в котором не учитывались двухквантовые переходы. Констатируется, что полное значение к.п.д. лазера в случае учета двухквантовых переходов меньше на 25 %. Проводится подробная дискуссия касающаяся выяснения этого эффекта, а также выполняются оптимизационные расчеты. Полученные результаты показывают на большое влияние двухквантовых переходов на форму функции населений и на ход лазерных акций в зоне резонатора.

Numerical Analysis of the Influence of Two-quantum Transitions on Parameters of $\text{CO} + \text{N}_2 + \text{Ar}$ GDL

Summary

Numerical analysis of the $\text{CO} + \text{N}_2 + \text{Ar}$ gasdynamic laser has been carried out based on a 1-D mathematical and physical model of the GDL. The model used for the analysis was extended by taking into consideration two-quantum transitions affecting relaxation processes in the flow and lasing. Probabilities of these processes for various temperatures and vibrational numbers were determined based on the SSH theory.

Parameters of the $\text{CO} + \text{N}_2 + \text{Ar}$ laser were determined for given values of initial parameters using the modified model and compared with those obtained for identical GDL without two-quantum transitions taken into account. The modified model yielded the overall efficiency of the laser lower by approximately 25 %. Detailed discussion of this effect was presented together with results of optimizing calculations. It is evident that two-quantum transitions affect significantly the energy level distribution function and lasing within the optical cavity.