

INSTYTUT MASZYN PRZEPIYWOVYCH
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

redakcja

PRACE
INSTYTUTU MASZYN
PRZEPIYWOVYCH

TRANSACTIONS
OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

65

WARSZAWA—POZNAŃ 1974

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 uwzględ-
nieniem 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

KOMITET REDAKCYJNY — EXECUTIVE EDITORS
KAZIMIERZ STELLER — REDAKTOR — EDITOR
JERZY KOŁODKO · JÓZEF ŚMIGIELSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA — EDITORIAL OFFICE

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

Copyright
by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1974

Printed in Poland

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 400+90 egz.	Oddano do składania 31 V 1974 r.	
Ark. wyd. 14. Ark. druk. 11.	Podpisano do druku 2 XII 1974 r.	
Papier ilustrac. kl. V, 70 g 70×100 cm.	Druk ukończono w grudniu 1974 r.	
Nr zam. 449/30.	F-15/1068.	Cena zł 42,—

DRUKARNIA UNIwersytetu IM. A. MICKIEWICZA W POZNANIU

JERZY MIZERACZYK

Gdańsk

Lasery jonowe na parach metali *

W pracy przedstawiono aktualny stan wiedzy o laserach jonowych na parach metali z uwzględnieniem historycznego rozwoju badań nad laserami tego typu. Opisano typowe konstrukcje laserów jonowych na parach metali. Omówiono zjawiska fizyczne, z mechanizmami inwersji obsadzeń poziomów we wzbudzonych jonach metali. Bardziej szczegółowo opisano poszczególne typy laserów (He-Cd^+ , He-Zn^+ , He-Sn^+ , He-Se^+ , He-Hg^+ , He-Mg^+ , He-J_2 , He-Te^+ , Ne-Te^+). Omówiono również wpływ składu izotopowego i pola magnetycznego na parametry wyjściowe laserów jonowych na parach metali. Podano przykłady zastosowań praktycznych.

1. Wstęp

W rodzinie laserów coraz liczniejszą grupę stanowią lasery jonowe na parach metali**. Jedyną publikacją, kompleksowo traktującą o laserach jonowych na parach metali jest artykuł Hattori [1], który ukazał się w języku japońskim w roku 1971, nie licząc bardzo popularnego opracowania Silfvasta [2]. Wobec szybkiego rozwoju badań oraz wzrostu zainteresowania tą grupą laserów w ciągu ostatnich dwóch lat, artykuł Hattori stracił nieco na aktualności. Z tego względu przedstawienie aktualnego stanu wiedzy o laserach jonowych na parach metali wydaje się jak najbardziej celowe.

Ośrodkami aktywnymi laserów jonowych na parach metali są mieszaniny gazów szlachetnych i par metali. Składnikiem laserującym mieszaniny: gaz szlachetny – pary metalu są jony metalu, wzbudzone do poziomu wyjściowego przejścia laserowego zazwyczaj w procesach zderzeń z atomami lub jonami gazu szlachetnego (buforowego).

Pierwsza informacja o uzyskaniu akcji laserowej w parach metalu pochodzi z roku 1961. Jacobs i in. [3] uzyskali wówczas impulsową akcję laserową w parach atomowego cezu, w podczerwonym zakresie widma (Cs I , $\lambda = 3,2 \mu\text{m}$). W rok później ta sama grupa badaczy zaobserwowała drugą podczerwoną linię laserową w cecie (Cs I , $\lambda = 7,18 \mu\text{m}$, [4]). W obu przypadkach atomy cezu wzbudzono za pomocą helowej lampy błyskowej. W roku 1963 Rigden i White [5] oraz Paananen i in. [6] uzyskali impulsową akcję laserową w parach rtęci neutralnej (Hg I , $\lambda = 1,529 \mu\text{m}$).

Po raz pierwszy akcję laserową w parach zjonizowanego metalu (Hg^+ , $\lambda = 6150 \text{ \AA}$)

* Praca wykonana w ramach problemu resortowego PAN-19, grupa tematyczna 4.

** Często używa się również nazwy lasery na jonach metali. W artykule omawia się także niektóre lasery jonowe na parach niemetalu ze względu na pewne podobieństwa w mechanizmach inwersji obsadzeń oraz konstrukcji.

Tabela 1

Przejścia laserowe w laserach jonowych na parach metali o pracy impulsowej

Długość fali w Å	Oznaczenia górnego i dol- nego poziomu przejścia lase- rowego	Energia górnego i dolnego poziomu laserowego w cm ⁻¹	Gaz buforowy	Literatura	
Hg ⁺	5677,2	5f ² F _{7/2} ⁰ — 6d ² D _{5/2}	207336 — 189727	He	[7, 16, 17]
	6149,5	7p ² P _{3/2} ⁰ — 7s ² S _{1/2}	196154 — 179898	Ar	[19]
	7346	7d ² D _{5/2} — 7p ² P _{3/2} ⁰	209762 — 196154	He	[7, 16 - 18, 20]
	7418,1	5d ² P _{3/2} ⁰ — 7s ² S _{1/2}	193373 — 179898	Ar	[19]
	7944,7	7p ² P _{1/2} ⁰ — 7s ² S _{1/2}	192482 — 179898	He	[7, 16, 17]
	8547	5g ² G — —	217837 — —	He	[20]
	8628	8p ² P _{3/2} ⁰ — —	211979 — —	He	[21]
	9396	10s ² S _{1/2} — 8p ² P _{3/2} ⁰	226618 — 211979	He	[21]
	10585	8s ² S _{1/2} — 7p ² P _{3/2} ⁰	205600 — 196154	He	[7, 16, 17]
	11181	7g ² G — 6f ² F _{5/2}	226477 — 217534	He	[21]
	15550	7p ² P _{3/2} ⁰ — 6d ² D _{5/2}	196154 — 189727	He	[21]
J ⁺	5407,36	6p ³ D ₂ — 6s ³ D ₂ ⁰	196527 — 178039	He	[22]
	5678,08	6p ³ F ₂ — 6s ³ D ₂ ⁰	195646 — 178039		[22]
	5760,72	6p ³ D ₂ — 6s ³ D ₁ ⁰	196527 — 176480		[22, 23]
	6127,49	6p ³ D ₁ — 6s ³ D ₂ ⁰	198160 — 178039		[22, 23]
	6516,18	6p ³ F ₂ — 5p ⁵ P ₁ ⁰	195646 — 180303		[24]
	5585,21	6p ³ D ₁ — 6s ³ D ₁ ⁰	198160 — 176480		[22]
	7032,99	6p ³ F ₂ — 5d ³ D ₂ ⁰	195646 — 181431		[22]
S ⁺	5320,7	4p ² F _{7/2} ⁰ — 4s ² D _{5/2}	223878 — 205089	He, Ne, Ar, O ₂ , H ₂ , N ₂ , powietrze	[25]
	5345,7	4p ² F _{5/2} ⁰ — 4s ² D _{3/2}	223789 — 205088		
	5428,7	4p ⁴ D _{3/2} ⁰ — 4s ⁴ P _{1/2}	211536 — 193120		
	5432,8	4p ⁴ D _{5/2} ⁰ — 4s ⁴ P _{3/2}	211792 — 193391		
	5453,8	4p ⁴ D _{7/2} ⁰ — 4s ⁴ P _{5/2}	212158 — 193828		
	5473,6	4p ⁴ D _{1/2} ⁰ — 4s ⁴ P _{1/2}	211384 — 193120		
	5640,0	4p ² D _{5/2} ⁰ — 4s ² P _{3/2}	214746 — 197021		
	5647,0	4p ² D _{3/2} ⁰ — 4s ² P _{1/2}	214200 — 196497		
P ⁺	6024,18	4p ³ D ₂ — 4s ³ P ₁ ⁰	191900 — 175305	He, Ne	[25]
	6034,19	4p ³ D ₁ — 4s ³ P ₀ ⁰	191727 — 175159	He, Ne	[26]
	6043,12	4p ³ D ₃ — 4s ³ P ₂ ⁰	192229 — 175686		[25]
	6088,04	4p ³ D ₁ — 4s ³ P ₁ ⁰	191727 — 175305		[26]
	6165,74	4p ³ D ₂ — 4s ³ P ₂ ⁰	191900 — 175686	He, Ne	[26]
	7845,63	—	—		[25]
Zn ⁺	4911,7	4f ² F _{5/2} ⁰ — 4d ² D _{3/2}	193029 — 172676	He	[29]
	4924,04	4f ² F _{7/2} ⁰ — 4d ² D _{5/2}	193030 — 192726		[27]
	5894,3	4s ² D _{3/2} — 4p ² P _{1/2} ⁰	141208 — 124247		[29]
	6021,3	5d ² D _{3/2} — 5p ² P _{1/2} ⁰	195654 — 177132		[29]
	6102,8	5d ² D _{5/2} — 5p ² P _{3/2} ⁰	195726 — 177378		[28]
	7478,3	5s ² D _{5/2} — 4p ² P _{3/2} ⁰	138391 — 125121		[28]
	7587,5	5p ² P _{3/2} ⁰ — 5s ² S _{1/2}	177448 — 164204		[28]
	7611,8	6s ² S _{1/2} — 5p ² P _{1/2} ⁰	190265 — 177132		[28]
	7757,86	6s ² S _{1/2} — 5p ² P _{3/2} ⁰	190265 — 177378		[27]

Tabela 1 cd.

Długość fali w Å	Oznaczenia górnego i dol- nego poziomu przejścia lase- rowego	Energia górnego i dolnego poziomu laserowego w cm^{-1}	Gaz buforowy	Literatura
Cd^+ 4415,6 5337,49 5378,04	$5s^{22}D_{5/2} - 5p^2P_{3/2}^0$ $4f^2F_{5/2} - 5d^2D_{3/2}$ $4f^2F_{7/2}^0 - 5d^2D_{5/2}$	141798 — 119157 180958 — 162228 180971 — 162383	He, Ne He Ne He Ne	[28] [29, 30] [29] [29, 30] [29]
Se^+ 5095 5175,7 5227,1 5253,5 5253,9 5271,2 5305,7	$5p^4D_{7/2}^0 - 4d^4F_{9/2}$ $5p^4D_{5/2}^0 - 5s^4P_{3/2}$ $5p^4D_{7/2}^0 - 5s^4P_{5/2}$ $5p^2D_{5/2}^0 - 5s^2P_{3/2}$ $5p^4D_{1/2}^0 - 5s^4P_{1/2}$ $5p^4D_{5/2}^0 - 4d^4F_{7/2}$ $5p^2D_{3/2}^0 - 5s^2P_{1/2}$	196458 — 176831 194726 — 175412 196458 — 177333 199045 — 180014 192957 — 173928 194726 — 175755 196398 — 177554	He, Ne	[31, 32] [32] [31, 32] [32] [32] [32] [32]
Ge^+ 5131,5 5178,4	$4f^2F_{5/2}^0 - 4d^2D_{3/2}$ $4f^2F_{5/2}^0 - 4d^2D_{5/2}$	163917 — 144436 163917 — 144612		[28]
Sn^+ 5798,7 6453,0 6844,0	$4f^2F_{7/2}^0 - 5d^2D_{5/2}$ $6p^2P_{3/2}^0 - 6s^2S_{1/2}$ $6p^2P_{1/2}^0 - 6s^2S_{1/2}$	148518 — 131279 131609 — 116118 130726 — 116118	He, Ne He	[28] [28]
Pb^+ 5372,1	$5f^2F_{7/2}^0 - 6s6p^4P_{5/2}$	152335 — 133726	He	[28]
In^+ 4680,5	$4f^3F_4^0 - 5d^3D_3$	170330 — 148973	He, Ne	[28]
Ca^+ 8541,8 8662,0	$4p^2P_{3/2}^0 - 3d^2D_{5/2}$ $4p^2P_{1/2}^0 - 3d^2D_{3/2}$	74719 — 63016 74496 — 62955	He	[33]
Te^+ 5454,0 5576,0 5640,5 5708,5 5936,5 6245,5 6350 7039,0	— $112_{7/2}^0 - 94_{5/2}$ — $103_{7/2}^0 - 85_{5/2}$ $99_{3/2}^0 - 82_{3/2}$ $99_{3/2}^0 - 83_{1/2}$ — $97_{1/2}^0 - 83_{1/2}$	— 185456 — 167528 — 175773 — 158259 172252 — 155411 172252 — 156244 — 170448 — 156244	Ne Ne Ne Ne He, Ne Ne He, Ne	[34, 35] [34, 35] [34] [34, 35] [34] [34] [35] [34]
Sb^+ 6130	$6p^3D_3 - 6s^3P_2^0$	161283 — 144975	Ne	[35]
Mg^+ 24041,6 241125,2	$5p^2P_{3/2}^0 - 4d^2D_{5/2}$ $5p^2P_{1/2}^0 - 4d^2D_{3/2}$	159138 — 154981 159124 — 154981		[36]

zaobserwował Bell [7] w roku 1964. W latach następnych otrzymano impulsowe akcje laserowe na innych przejściach wzbudzonych jonów rtęci, a przede wszystkim znaleziono przejścia laserowe w jonach innych metali, które okazały się bardziej odpowiednimi materiałami laserowymi niż rtęć.

Przełomowym momentem dla rozwoju techniki laserów jonowych na parach metali był rok 1967. W roku tym Fowles i Hopkins [8] zaobserwowali po raz pierwszy quasi-ciągłą akcję laserową we wzbudzonych jonach kadmu na fali o długości 4416 Å. Za początek gwałtownego wzrostu zainteresowania laserami na parach metali należy jednakże uważać rok 1969, w którym Fendley i in. ([9, 10]), Sosnowski [11] oraz Goldsborough ([12 - 14]) niezależnie od siebie zaproponowali wykorzystanie zjawiska kata-

Tabela 2

Przejścia laserowe w laserach jonowych na parach metali o pracy ciągłej

Długość fali w Å	Oznaczenie górnego i dol- nego poziomu laserowego	Energia górnego i dolnego poziomu laserowego w cm^{-1}	Sposób wzbud- zania (KD – kolum- na dodatnia KW – katoda wnękowa * – wzbudza- nie w plazmie wyładowania 50 Hz s – silne prze- jście laserowe)	Literatura
Cd^+ 3250	$5s^2 \ ^2D_{3/2} - 5p \ ^2P_{1/2}^0$	147432 – 116675	KD s	[9, 12 - 14, 37, 42]
			KW	[109]
4415,9	$5s^2 \ ^2D_{5/2} - 5p \ ^2P_{3/2}^0$	141798 – 119157	KW	[38, 39, 44, 47, 109]
			*	[45, 46]
			KD s	[8 - 14, 37, 43]
4882,0	$5p \ ^4F_{5/2} - 5d \ ^2D_{3/2}$	182707 – 162228	} KD	[41]
5025,9	$5p \ ^4F_{7/2} - 5d \ ^2D_{5/2}$	182276 – 162383		
5337,5	$4f \ ^2F_{5/2}^0 - 5d \ ^2D_{3/2}$	180958 – 162228	} KW	[39, 48]
5378,2	$4f \ ^2F_{7/2}^0 - 5d \ ^2D_{5/2}$	180971 – 162383		
6354,8	$6g \ ^2G_{7/2} - 4f \ ^2F_{5/2}^0$	196690 – 180958	} KW	[38, 44, 47, 109]
6360,1	$6g \ ^2G_{9/2} - 4f \ ^2F_{7/2}^0$	196690 – 180971		
7236,9	$6f \ ^2F_{5/2}^0 - 6d \ ^2D_{3/2}$	196527 – 182713	} s	
7284,3	$6f \ ^2F_{7/2}^0 - 6d \ ^2D_{5/2}$	196511 – 182786		
8066,9	$6p \ ^2P_{3/2}^0 - 6s \ ^2S_{1/2}$	167922 – 155530	} KW	[40, 44, 48, 49, 109]
8530,9	$6p \ ^2P_{1/2}^0 - 6s \ ^2S_{1/2}$	167249 – 155530		
8877,8	$9s \ ^2S_{1/2} - 7p \ ^2P_{3/2}^0$	196290 – 185029	} KW	[109] [40, 44, 49]
Zn^+ 4911,6	$4f \ ^2F_{5/2}^0 - 4d \ ^2D_{3/2}$	193029 – 172676	KW s	[39, 44, 47, 49 - 51, 109]
4923,9	$4f \ ^2F_{7/2}^0 - 4d \ ^2D_{5/2}$	193030 – 172726	KD	[41] [39, 44, 47, 48, 50, 51, 109]
			KW s	
5894	$4s^2 \ ^2D_{3/2} - 4p \ ^2P_{1/2}^0$	141208 – 124247	KD s	[37, 41, 50]
			KW	[40, 44, 52, 109]
6021	$5d \ ^2D_{3/2} - 5p \ ^2P_{1/2}^0$	195654 – 177132	KW	[50, 51]
6102,5	$5d \ ^2D_{5/2} - 5p \ ^2P_{3/2}^0$	195726 – 177378	KW	[39, 44, 47, 50, 51]
			s	

Tabela 2 cd.

Długość fali w Å	Oznaczenie górnego i dol- nego poziomu laserowego	Energia górnego i dolnego poziomu laserowego w cm^{-1}	Sposób wzbu- dzania (KD – kolum- na dodatnia KW – katoda wnękowa * – wzbudza- nie w plazmie wyładowania 50 Hz s – silne przej- ście laserowe)	Literatura
Zn^+ 7478	$4s^2 \ ^2D_{5/2} - 4p \ ^2P_{3/2}^0$	138391 – 125121	KD s	[37, 41, 50]
7588,5	$5p \ ^2P_{3/2}^0 - 4s \ ^2S_{1/2}$	177448 – 164204	KW KD KW s	[40, 44, 47, 52, 109] [37, 41, 50] [40, 44, 47, 48, 109]
Sn^+ 6453	$6p \ ^2P_{3/2}^0 - 6s \ ^2S_{1/2}$	131609 – 116118	KD	[37]
6844	$6p \ ^2P_{1/2}^0 - 6s \ ^2S_{1/2}$	130726 – 116118		
Se^+ 4468,0	$5p \ ^2P_{3/2}^0 - 5s \ ^2P_{1/2}$	199931 – 177554	KW	[109]
4604,6	$5p \ ^2D_{5/2}^0 - 5s \ ^4P_{5/2}$	199045 – 177332		
4619,1	$5p \ ^4P_{5/2}^0 - 5s \ ^4P_{3/2}$	197056 – 175412		
4648,6	$5p \ ^4P_{3/2}^0 - 5s \ ^4P_{1/2}$	195435 – 173928		
4718,5	$5p \ ^4S_{1/2}^0 - 3$	197967 – 176776		
4740,6	$5p \ ^2P_{3/2}^0 - 5s4p \ ^42P_{3/2}$	200040 – 178953		
4764,1	$5p \ ^2D_{3/2}^0 - 4s \ ^4P_{3/2}$	196398 – 175412		
4765,1	$5p \ ^2P_{1/2}^0 - 5s \ ^2P_{3/2}$	199931 – 180014		
4840,6	$5p \ ^2S_{1/2}^0 - 5s \ ^4P_{3/2}$	196064 – 175412		
4845,0	$5p \ ^4S_{3/2}^0 - 5s \ ^4P_{5/2}$	197967 – 177332		
4976,1	$5p \ ^2D_{5/2}^0 - 4s4p \ ^42P_{3/2}$	199045 – 178953	KW KW s	[109] [109]
4992,9	$5p \ ^4P_{3/2}^0 - 5s \ ^4P_{3/2}$	195435 – 175412	KW s	[109]
5068,7	$6p \ ^4P_{5/2}^0 - 5s \ ^4P_{5/2}$	197056 – 177332	KW s	[109] [53 - 56, 32]
5096,1	$5p \ ^4D_{7/2}^0 - 4d \ ^4F_{9/2}$	196458 – 176831	KD	
5141,9	$5p \ ^4D_{3/2}^0 - 5s \ ^4P_{1/2}$	193370 – 173928	KW s	[109]
5176,0	$5p \ ^4D_{5/2}^0 - 5s \ ^4P_{3/2}$	194726 – 175412		
5227,6	$5p \ ^4D_{7/2}^0 - 5s \ ^4P_{5/2}$	196458 – 177333	KW s	[109]
5252,6	$5p \ ^2D_{5/2}^0 - 5s \ ^2P_{3/2}$	199045 – 180014	KW	[109]
5253,2	$5p \ ^4D_{1/2}^0 - 5s \ ^4P_{1/2}$	192957 – 173928	KW	[109]
5271,3	$5p \ ^4D_{5/2}^0 - 4d \ ^4F_{7/2}$	194726 – 175755	s	
5305,5	$5p \ ^2D_{3/2}^0 - 5s \ ^2P_{1/2}$	196398 – 177554		
5522,8	$5p \ ^4P_{3/2}^0 - 5s \ ^4P_{5/2}$	195435 – 177332	KW	[109]

Tabela 2 cd.

Długość fali w Å	Oznaczenie górnego i dolnego poziomu laserowego	Energia górnego i dolnego poziomu laserowego w cm^{-1}	Sposób wzbudzenia (KD – kolumna dodatnia KW – katoda wnekowa * – wzbudzenie w plazmie wyładowania 50 Hz s – silne przejście laserowe)	Literatura
Se ⁺ 5567,1	5p $^4D_{3/2}^0$ – 5s $^4P_{3/2}$	193370 – 175412		
5591,6	5p $^4P_{3/2}^0$ – 5s $^2P_{1/2}$	195435 – 177554		
5622,8	5p $^4P_{1/2}^0$ – 5s $^4P_{1/2}$	191707 – 173928		
5697,9	5p $^4D_{1/2}^0$ – 5s $^4P_{3/2}$	192957 – 175412		
5747,9	5p $^4D_{5/2}^0$ – 5s $^4P_{5/2}$	194726 – 177332		
5842,8	5p $^2S_{1/2}^0$ – 5s $^2P_{3/2}$	196064 – 180014		
5866,7	5p $^4P_{5/2}^0$ – 5s $^2P_{3/2}$	197056 – 180014		
6056,3	5p $^2P_{3/2}^0$ – 7	200040 – 183532	KW	[109]
6066,1	5p $^4P_{3/2}^0$ – 5s $^2P_{3/2}$	195435 – 180014		
6102,1	5p $^2D_{3/2}^0$ – 5s $^2P_{3/2}$	196398 – 180014		
6443,9	5p $^2D_{5/2}^0$ – 7	199045 – 183532	KW	[109]
6490,1	5p $^4D_{1/2}^0$ – 5s $^2P_{1/2}$	192957 – 177554	KW	[109]
6534,6	5p $^2P_{1/2}^0$ – 9	199931 – 184632		
7064,2	5p $^4P_{1/2}^0$ – 5s $^2P_{1/2}$	191707 – 177554		
7392,4	5p $^4P_{5/2}^0$ – 7	197056 – 183532		
7674,9	5p $^2P_{3/2}^0$ – 5s' $^2D_{5/2}$	200040 – 187014		
7723,6	5p $^4D_{1/2}^0$ – 5s $^2P_{3/2}$	192957 – 180014		
7796,2	5p $^2P_{1/2}^0$ – 5s' $^2D_{3/2}$	199931 – 187108		
7839,3	5p $^4P_{1/2}^0$ – 4s4p $^4P_{3/2}$	191707 – 178953		
8308,9	5p $^2D_{3/2}^0$ – 5s' $^2D_{5/2}$	196398 – 187014		
9249,3	—	—		
9954,7	5p $^4P_{5/2}^0$ – 5s' $^2D_{5/2}$	197056 – 187014		
10409,4	5p $^4D_{1/2}^0$ – 6	192957 – 183353	s	
12587,9	5p $^4P_{3/2}^0$ – 10	195435 – 187492	s	
Hg ⁺ 6149,9	7p $^2P_{3/2}^0$ – 7s $^2S_{1/2}$	196154 – 179898	} KW KD	[57]
7944,5	7p $^2P_{1/2}^0$ – 7s $^2S_{1/2}$	192482 – 179898		[58], linia atomowa
15295	6p' $^3P_2^0$ – 7s 3S_1	68886 – 62350		
Mg ⁺ 9218	4p $^2P_{3/2}^0$ – 4s $^2S_{1/2}$	142320 – 131474	} KD	[59]
9244	4p $^2P_{1/2}^0$ – 4s $^2S_{1/2}$	142290 – 131474		
10952	4p $^2P_{1/2}^0$ – 3d $^2D_{3/2}$	142290 – 133160		
	4p $^2P_{3/2}^0$ – 3d $^2D_{3/2}$	142320 – 133160		
10915	4p $^2P_{3/2}^0$ – 3d $^2D_{5/2}$	142320 – 133160		
J ⁺ 5407,36	6p' 3D_2 – 6s' $^3D_2^0$	196527 – 178039		
5678,08	6p' 3F_2 – 6s' $^3D_2^0$	195646 – 178039		
5760,72	6p' 3D_2 – 6s' $^3D_1^0$	196527 – 176480		
6127,49	6p' 3D_1 – 6s' $^3D_2^0$	198160 – 178039	KD	[60, 89]
6516,18	6p' 3F_2 – 5p ⁵ $^1P_1^0$	195646 – 180303	KW	[61, 109]

Tabela 2 cd.

Długość fali w Å	Oznaczenie górnego i dol- nego poziomu laserowego	Energia górnego i dolnego poziomu laserowego w cm^{-1}	Sposób wzbu- dzania (KD – kolum- na dodatnia KW – katoda wnękowa * – wzbudza- nie w plazmie wyładowania 50 Hz s – silne przej- ście laserowe)	Literatura
J ⁺ 6585,21 7032,99 7138,97 8253,81 8804,28	$6p' \ ^3D_1$ – $6s' \ ^3D_1^0$ $6p' \ ^3F_2$ – $5d' \ ^3D_2^0$ $6p' \ ^3D_2$ – $5d' \ ^3D_3^0$ $6p' \ ^3D_1$ – $5d' \ ^3P_0^0$ $6p' \ ^3F_2$ – $5d' \ ^3F_3^0$	198160 – 176480 196546 – 181431 196527 – 184290 198160 – 186044 195646 – 182523		
Te ⁺ 4843,3 5020,0 5256,4 5449,8 5479,3 5576,5 5666,1 5707,9	$122'_{5/2}$ – $102_{3/2}$ – – $103^0_{3/2}$ – $85'_{5/2}$ $105^0_{3/2}$ – $86_{3/2}$ $112^0_{7/2}$ – $94_{5/2}$ $101^0_{3/2}$ – $83_{1/2}$ $103^0_{7/2}$ – $85'_{5/2}$	193864 – 174912 – – 176603 – 158259 177674 – 159427 185456 – 167528 173888 – 156244 175773 – 158259	s s s s s KD	[62]
5741,5 5755,7 5764,9 5851,0 5935,9 5972,3 5974,3 6014,7 6082,4 6230,4 6245,4 6585,0 6648,2 6676,5 6885,3 7039,2 7801,6 7921,4 8604,4 8734,3 8971,9 8998,2 9377,9	$112^0_{3/2}$ – $94_{5/2}$ $100^0_{5/2}$ – $82_{3/2}$ $112^0_{5/2}$ – $95_{3/2}$ $111^0_{5/2}$ – $94_{5/2}$ $99^0_{3/2}$ – $82_{3/2}$ $111^0_{5/2}$ – $95_{3/2}$ $102^0_{5/2}$ – $85'_{5/2}$ $105^0_{5/2}$ – $88_{3/2}$ – $105^0_{3/2}$ – $88_{3/2}$ $99^0_{3/2}$ – $83_{1/2}$ – $97^0_{1/2}$ – $82_{3/2}$ $103^0_{3/2}$ – $88_{3/2}$ $100^0_{5/2}$ – $85'_{5/2}$ $97^0_{1/2}$ – $83_{1/2}$ $105^0_{3/2}$ – $92_{3/2}$ $97^0_{1/2}$ – $85_{3/2}$ – – $103^0_{3/2}$ – $92_{5/2}$ – $99^0_{3/2}$ – $88_{5/2}$	184940 – 167528 172780 – 155411 185216 – 167876 184614 – 167528 172252 – 155411 184614 – 167876 174992 – 158259 178250 – 161629 – 177674 – 161629 172252 – 156244 – 170448 – 155411 175773 – 161629 172780 – 158259 170448 – 156244 177674 – 164859 170448 – 157827 – – 175773 – 165461 – 172252 – 161592	s s s s s KD s s s s s s s s s s s s s s s s s	[63]

forezy [15] jako metody wytwarzania aktywnego ośrodka laserowego w mieszaninach gazów szlachetnych i par metali. Wykorzystanie zjawiska kataforezy dla przygotowania jonowego ośrodka do ciągłej akcji laserowej uprościło zasadniczo technologię laserów na parach metali.

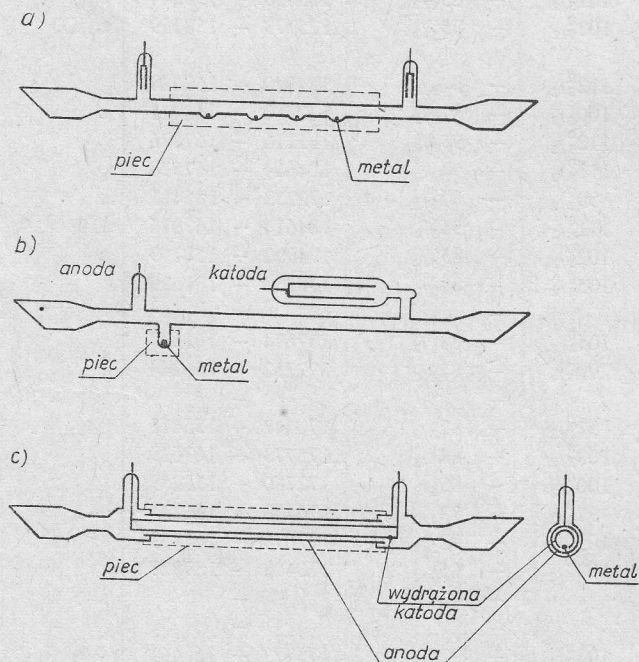
Dotychczas udało się otrzymać impulsowe akcje laserowe w zjonizowanych parach następujących metali (i niemetalu): Hg [7, 16 - 21], J [22 - 24], S [25], P [25, 26], Zn [27 - 29], Cd [27, 28, 30], Se [31, 32], Ge [28], Sn [28], Pb [28], In [28], Ca [33], Te [34, 35], Sb [35] i Mg [36]. W tabeli 1 zestawiono znane przejścia laserowe wzbudzonych jonów metali (i niemetalu), uzyskane przy pobudzaniu impulsowym. Jednakże tylko w niektórych spośród wyżej wymienionych metali (i niemetalu) uzyskano ciągłe akcje laserowe, a mianowicie: w Cd [8 - 14, 37 - 49], Zn [37, 39 - 41, 47 - 52], Sn [37], Se [53 - 56], Hg [57, 58], Mg [59], J [60, 61] i Te [62, 63]. Przejścia laserowe w laserach jonowych na parach metali (i niemetalu) o pracy ciągłej zestawione są w tabeli 2.

W laserach jonowych na parach metali pracujących w sposób ciągły jako gazy buforowe stosowane są: przede wszystkim hel, rzadziej neon, ewentualnie mieszanina helu i neonu [64 - 66].

2. Konstrukcje laserów jonowych na parach metali

Ciągłą akcję laserową w parach wzbudzonych jonów metali otrzymuje się w laserowych rurach wyładowczych trzech rodzajów.

W rurze wyładowczej pierwszego rodzaju ośrodek optycznie czynny stanowi plazma



Rys. 1 Schematy rur wyładowczych stosowanych w laserach jonowych na parach metali:
 a) z zewnętrznym grzaniem części czynnej rury wyładowczej, b) typu KD, c) typu KW

kolumny dodatniej wyładowania jarzeniowego, ewentualnie plazma wyładowania elektrycznego niskiej lub wysokiej częstotliwości w mieszaninie gazu buforowego i par metalu. Dla zapewnienia właściwej koncentracji jonów metalu w obszarze wyładowania, część czynna rury wyładowczej jest grzana dodatkowo z zewnątrz. Z tego powodu lasery jonowe na parach metali, w których stosuje się tego typu rury wyładowcze nazywać się będzie laserami z zewnętrznym grzaniem części czynnej rury wyładowczej.

W rurze wyładowczej drugiego rodzaju ośrodkiem optycznie czynnym jest również plazma kolumny dodatniej wyładowania jarzeniowego w mieszaninie gazu buforowego i par metalu. Właściwą koncentrację jonów metalu w kolumnie dodatniej wyładowania jarzeniowego otrzymuje się wykorzystując zjawisko kataforezy. Ponieważ procesy inwersji obsadzeń poziomów laserowych w laserach jonowych na parach metali, w których zastosowano rury wyładowcze drugiego rodzaju, zachodzą w obszarze kolumny dodatniej wyładowania jarzeniowego, dlatego lasery tego typu nazywać będziemy laserami KD.

Natomiast w rurze wyładowczej trzeciego rodzaju ośrodek optycznie czynny stanowi plazma poświaty ujemnej (*negative glow*) wyładowania jarzeniowego w mieszaninie gazu buforowego i par metalu. Dla efektywnego wytworzenia obszaru poświaty ujemnej wyładowania jarzeniowego w tego rodzaju mieszaninie używa się rury wyładowczej z katodą wnękową (*hollow-cathode*). Z tego względu lasery jonowe na parach metali z rurami wyładowczymi, z katodami wnękowymi nazywać będziemy laserami KW.

Schematy typowych konstrukcji rur wyładowczych stosowanych w laserach jonowych na parach metali przedstawiono na rysunku 1.

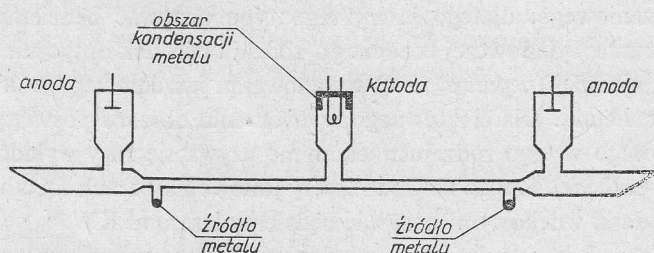
2.1. Lasery z zewnętrznym grzaniem części czynnej rury wyładowczej

Schemat rury wyładowczej, stosowanej w laserach jonowych na parach metalu z zewnętrznym grzaniem części czynnej rury przedstawiono na rys. 1a. Jak widać na rysunku, w kilku miejscach (lub na całej długości) części czynnej rury wyładowczej umieszcza się metal. Po wypełnieniu rury gazem buforowym inicjuje się wyładowanie jarzeniowe, a część czynną rury podgrzewa się dodatkowo z zewnątrz do takiej temperatury, że wytworzone ciśnienie par metalu jest optymalne dla generacji promieniowania laserowego. Rura wyładowcza zasilana jest napięciem stałym (Silfvast [37 i 43] lub zmiennym (Fowles i Hopkins [8], Csillag i in. [45 i 46]).

Wykorzystanie zewnętrznego grzania rury wyładowczej dla otrzymania odpowiedniej koncentracji jonów metalu w wyładowaniu: gaz buforowy – pary metalu jest najstarszą metodą ze stosowanych i w chwili obecnej ma raczej znaczenie historyczne. Wady metody, takie jak konieczność dodatkowego grzania rury wyładowczej, a przede wszystkim brak niezależnej w szerokim zakresie regulacji natężenia prądu wyładowania i ciśnienia par metalu w wyładowaniu, koniecznej dla optymalizacji warunków pracy lasera, zdecydowały, że metodę tę zastąpiono innymi. Jedynie w przypadkach szczególnych (np. badania własności laserów na parach metali w warunkach wzbudzania w plazmie wyładowania elektrycznego niskiej lub wysokiej częstotliwości, Csillag i in. [45 i 46]) nadal wykorzystuje się zewnętrznie grzanie rury wyładowczej, jako metodę regulacji ciśnienia par metalu w wyładowaniu.

2.2. Lasery KD

Wykorzystanie zjawiska kataforezy dla uzyskania jednorodnej koncentracji jonów metalu wzdłuż laserowej rury wyladowczej pozwoliło zrezygnować z zewnętrznego grzania rury oraz zredukowało liczbę źródeł metalu w zasadzie do jednego. Metal bowiem został umieszczony w jednym pojemniku, znajdującym się w części przyanodowej rury wyladowczej (rys. 1b). Po zainicjowaniu wyladowania jarzeniowego w rurze wypełnionej gazem buforowym, pojemnik z metalem zostaje podgrzany za pomocą niewielkiego pieca do odpowiedniej temperatury. Wytworzone w pojemniku pary metalu dyfundują do rury wyladowczej, a następnie po zjonizowaniu są wskutek efektu kataforezy jednokierunkowo przenoszone wzdłuż rury do katody. Natężenie prądu wyladowania, optymalne dla generacji promieniowania laserowego jest wystarczające dla utrzymania części czynnej rury



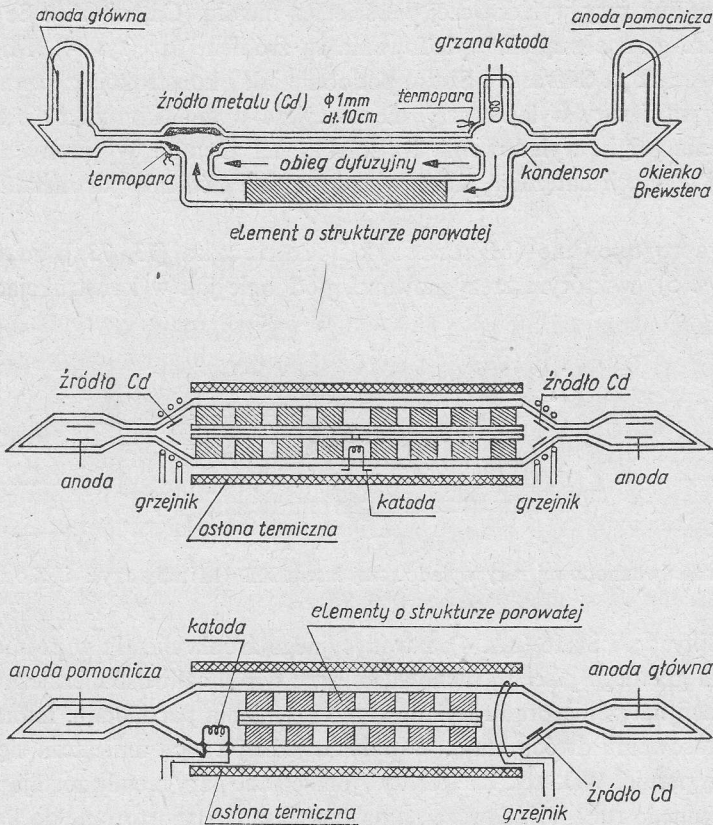
Rys. 2. Schemat symetrycznej rury wyladowczej lasera KD (Sosnowski [11], Sosnowski i Klein [69])

wyladowczej w takiej temperaturze, bez dodatkowego grzania z zewnątrz, że metal nie osadza się na ściankach rury. Dzięki zastosowaniu źródła metalu, jak na rys. 1b, oraz wykorzystaniu efektu kataforezy uzyskano w zasadzie możliwość niezależnej regulacji natężenia prądu wyladowania i ciśnienia par metalu w rurze wyladowczej.

Należy zauważyć, że czasami stosuje się podgrzewanie części rury wyladowczej lasera KD (np. Silfvast i Szeto [67], Giallorenzi i Ahmed [97]). Jednakże i w tych przypadkach za właściwą koncentrację jonów metalu w rurze wyladowczej odpowiedzialne jest przede wszystkim zjawisko kataforezy.

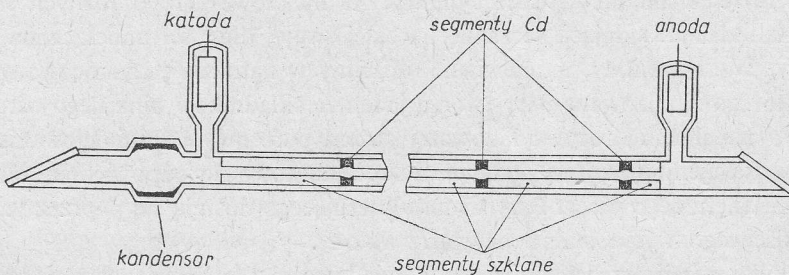
Istnieje kilka innych rozwiązań konstrukcyjnych rury wyladowczej lasera KD. Przede wszystkim klasyczną konstrukcją niesymetryczną: anoda – źródło metalu – katoda (rys. 1b) często zastępuje się konstrukcją symetryczną: anoda – źródło metalu – katoda – źródło metalu – anoda (Sosnowski [11], Sosnowski i Klein [69], rys. 2). Zastąpienie niesymetrycznej konstrukcji symetryczną zmniejsza prawdopodobieństwo napylenia metalem wewnętrznej powierzchni okienek Brewstera oraz skutecznie eliminuje pochłanianie gazu buforowego w obszarze kondensacji metalu [69].

Innym problemem, którego częściowe rozwiązanie znalazło odbicie w dwóch wersjach klasycznej konstrukcji rury wyladowczej lasera KD są szумы mocy wyjściowej. Szумы mocy wyjściowej laserów na parach metali są bowiem znacznie większe niż np. w przypadku laserów helowo-neonowych. Na rysunku 3 przedstawiono konstrukcję Hernqvista rury wyladowczej [70, 71], za pomocą której udało się zredukować szумы mocy wyjściowej z 50% do około 5%. Istota konstrukcji Hernqvista polega na zastosowaniu



Rys. 3. Schemat rury wyladowczej lasera KD z obiegiem dyfuzyjnym: a) wersja niesymetryczna z obiegiem kołowym, b) wersja symetryczna z obiegiem o geometrii współosiowej, c) wersja niesymetryczna z obiegiem o geometrii współosiowej (Hernqvist [70 i 71])

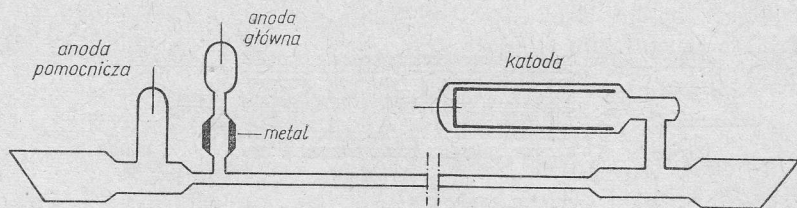
obiegu dyfuzyjnego par metalu, regulowanego poprzez dobór temperatury kondensora metalu. Przy odpowiedniej temperaturze kondensora otrzymuje się minimalną, dla tej konstrukcji, wartość szumów mocy wyjściowej lasera. Inną wersję klasycznej konstrukcji rury wyladowczej lasera KD, zmniejszającą szumy mocy wyjściowej oraz zapewniającą wysoki stopień jednorodności rozkładu koncentracji jonów metalu wzdłuż rury wyladowczej, zaproponowali Silfvast i Szeto [72]. Modyfikacja polega na odpowiednim roz-



Rys. 4. Schemat segmentowej rury wyladowczej lasera KD (Silfvast i Szeto [72])

mieszczeniu wzdłuż rury wyładowczej pierścieni z metalu (Cd, również Se i Zn – Silfvast [2]), które grzane prądem wyładowania są źródłem par (rys. 4). Mimo niewątpliwych zalet konstrukcja Silfvasta i Szeto, podobnie jak i konstrukcja z zewnętrznym grzaniem części czynnej rury wyładowczej, nie zapewnia w szerokim zakresie niezależnej regulacji natężenia prądu wyładowania i ciśnienia par metalu. W pewnych przypadkach brak szerokiej regulacji natężenia prądu wyładowania i ciśnienia par metalu może okazać się wadą.

Ostatnio zaproponowano (Mizeraczyk i Konieczka [73, 73a]) rozwiązanie konstrukcyjne (rys. 5), w którym zrezygnowano, podobnie jak w konstrukcjach Hernqvista



Rys. 5. Schemat dwuanodowej rury wyładowczej lasera KD (Mizeraczyk i Konieczka [73])

(rys. 3) oraz Silfvasta i Szeto (rys. 4), z tradycyjnego źródła metalu w postaci przyanodowego zbiornika grzanego piecem, zachowując przy tym możliwość niezależnej w szerszym zakresie regulacji natężenia prądu wyładowania i ciśnienia par metalu. Istota rozwiązania polega na zastosowaniu dwóch anod. W pobliżu jednej z nich umieszcza się metal, który grzany prądem paruje. Wskutek kataforezy zjonizowane pary metalu zostają wprowadzone do obszaru czynnego rury wyładowczej, a następnie są transportowane do katody. Dobierając odpowiednio wartości natężeń prądów obu anod uzyskuje się optymalne warunki generacji promieniowania laserowego, określone przez koncentrację jonów metalu i natężenie prądu w obszarze czynnym rury wyładowczej.

2.3. Lasery KW

Tego rodzaju lasery jonowe na parach metali charakteryzują się tym, że czynny ośrodek laserowy otrzymuje się w poprzecznym do osi rury wyładowania jarzeniowym w rurze wyładowczej z katodą wewnętrzną (Schuebel [68]). W rurze wyładowczej z katodą wewnętrzną (rys. 1c) elektrodami są dwie cylindryczne metalowe rury o różnych średnicach, przy czym katoda, posiadająca szczelinę na całej swojej długości umieszczona jest wewnątrz anody. Wzdłuż anody, naprzeciwko szczeliny w katodzie przymocowany jest drut z metalu, którego zjonizowane pary tworzą jeden ze składników binarnego ośrodka laserującego. Po napełnieniu rury wyładowczej gazem buforowym i zainicjowaniu wyładowania (poświata ujemna), anodę podgrzewa się dodatkowo do odpowiedniej temperatury za pomocą zewnętrznego pieca. Pary metalu laserującego dostają się poprzez szczelinę do obszaru właściwego wyładowania wewnątrz katody.

Istnieje kilka wersji przedstawionej rury wyładowczej z katodą wewnętrzną. Jedną z modyfikacji polega na zamianie pojedynczej cylindrycznej anody kilkoma anodami prętowymi,

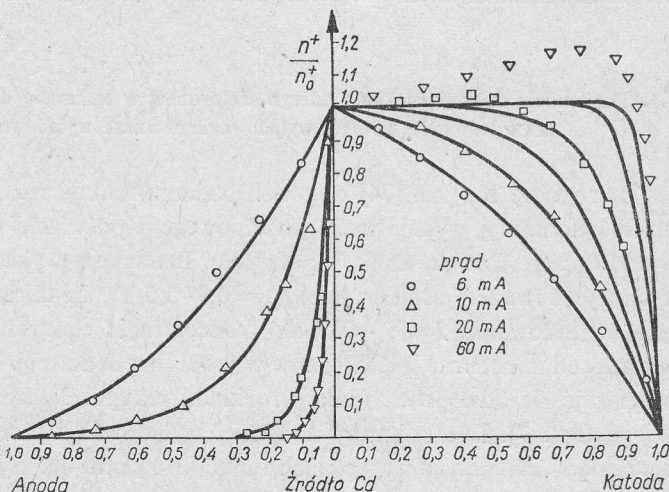
wprowadzonymi do otworów w cylindrycznej katodzie (Sugawara i Tokiwa [39], Piper i in. [61, 109]). W innej wersji rury wyładowczej z katodą wnikową warstwę metalu, napyłoną na wewnętrzne ścianki katody wykorzystuje się po podgrzaniu, jako źródło par (Sugawara i Tokiwa [39], Karabut i in. [48]). Czasami źródłem par jest pojemnik z metalem, umieszczony w niewielkim piecu (Piper i in. [61, 109]) analogicznie, jak w klasycznej wersji rury wyładowczej lasera KD (rys. 1b).

3. Zjawisko kataforezy w laserach jonowych na parach metali

Podczas wyładowania jarzeniowego w binarnej mieszaninie gazów zachodzi bardzo często zjawisko wzbogacania obszaru przy jednej elektrodzie w jeden ze składników mieszaniny, podczas gdy obszar przy drugiej elektrodzie jest wzbogacany w drugi składnik. Zjawisko to, będące wynikiem transportu jonów jednego ze składników mieszaniny przez rurę wyładowczą w kierunku katody nazwano kataforezą [15]. Równie często występuje zjawisko radialnego, tj. prostopadłego do kolumny wyładowania, rozdzielania składników mieszaniny. Zespół zjawisk transportu i rozdzielania składników mieszaniny binarnej podczas wyładowania jarzeniowego nazwano elektroforezą.

Badania eksperymentalne [15] pozwoliły ustalić, że obszar przy katodzie jest wzbogacany w składnik o mniejszym zazwyczaj potencjale jonizacyjnym. Zasada ta stała się podstawą zaproponowanej niezależnie przez Fendleya i in. [9, 10], Sosnowskiego [11] oraz Goldsborough [12] metody otrzymywania stabilnego rozkładu koncentracji jonów metalu wzdłuż wyładowania jarzeniowego w mieszaninie: gaz buforowy (większy

Rys. 6. Względny rozkład koncentracji n^+/n_0^+ jonów kadmu w kolumnie dodatniej wyładowania He-Cd w kierunku anody i katody. Krzywe ciągłe wynikają z obliczeń teoretycznych (Sosnowski [11])



potencjał jonizacji) — pary metalu (mniejszy potencjał jonizacji). Jak już wiadomo (por. 2.2), metoda powyższa polega na ciągłym jednokierunkowym transporcie jonów metalu od źródła, umieszczonego przy anodzie, w kierunku katody. W pobliżu katody zubożone jony metalu osadzają się na chłodnych ściankach rury wyładowczej.

Wykonane przez Sosnowskiego [11] badania zjawiska kataforezy w laserze helowo-kadmowym wykazały, że kataforeza nie zapewnia jednorodnego rozkładu koncen-

tracji jonów metalu wzdłuż rury wyładowczej. Na rysunku 6 przedstawiono przebieg względnej koncentracji jonów kadmu wzdłuż kolumny dodatniej wyładowania jarzeniowego w mieszaninie He-Cd dla różnych wartości prądu wyładowania. Z rysunku wynika, że rozkład koncentracji jonów wzdłuż kolumny dodatniej wyładowania nie jest jednorodny i to zarówno przy małych wartościach prądu wyładowania, jak i przy wartościach typowych dla uzyskania akcji laserowej.

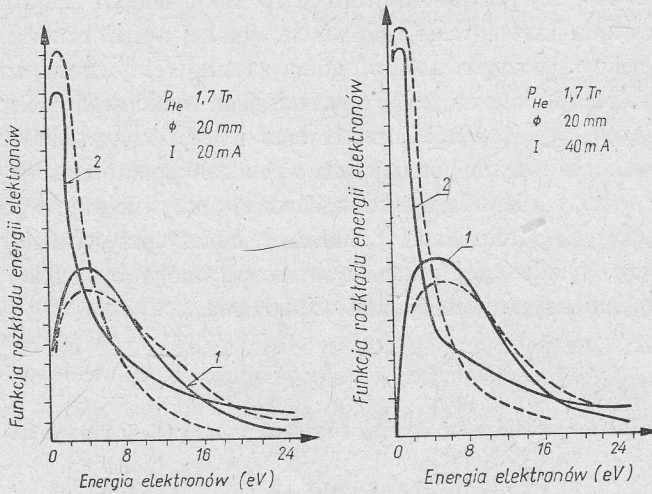
4. Mechanizmy inwersji obsadzeń w laserach jonowych na parach metali

Wybór konstrukcji lasera jonowego na parach metali wiąże się przede wszystkim z efektywnością wzbudzania odpowiednich poziomów wyjściowych przejść laserowych podczas wyładowania elektrycznego, charakterystycznego dla konstrukcji rury wyładowczej. Efektywność wzbudzania poziomów wyjściowych przejść laserowych w jonach metali jest zasadniczo różna w kolumnie dodatniej wyładowania jarzeniowego i w poświacie ujemnej wyładowania w rurze wyładowczej z katodą wnękową. Okazuje się bowiem, że w poświacie ujemnej wyładowania w rurze z katodą wnękową można efektywnie wzbudzać atomy i jony gazów jednorodnych, jak również mieszaniny gazów o różnych potencjałach wzbudzania. Natomiast w kolumnie dodatniej wyładowania jarzeniowego możliwości te są bardziej ograniczone.

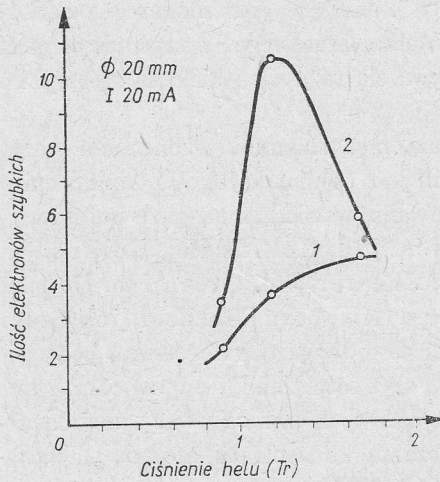
Przyczynę różnych mechanizmów wzbudzania poziomów laserowych w obu rodzajach wyładowań należy szukać w charakterystykach elektrycznych tych wyładowań. Jedną z takich charakterystyk jest funkcja rozkładu energii elektronów.

4.1. Porównanie funkcji rozkładu energii elektronów w kolumnie dodatniej wyładowania jarzeniowego oraz poświacie ujemnej wyładowania w rurze wyładowczej z katodą wnękową

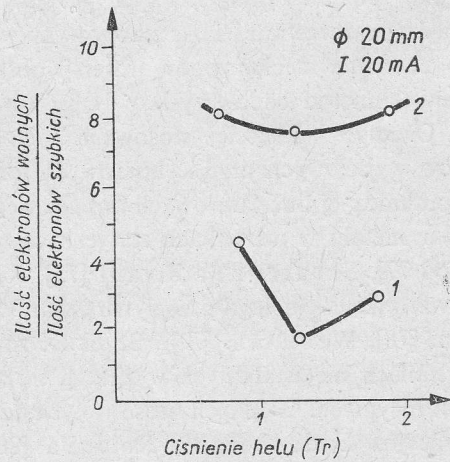
Borodin i Kagan [74] wykonali badania funkcji rozkładu energii elektronów w kolumnie dodatniej wyładowania jarzeniowego i poświacie ujemnej wyładowania w rurze wyładowczej z katodą wnękową dla helu. Badania te wykazały, że w tych samych warunkach wyładowania (ciśnienie helu $p_{\text{He}} = 0,9 - 3,5$ Tr, średnica rury wyładowczej $\Phi = 1,2$ cm, prąd wyładowania $I = 15 - 60$ mA) koncentracja elektronów w poświacie ujemnej jest większa od koncentracji elektronów w kolumnie dodatniej. W obu rodzajach wyładowania obserwuje się odstępstwa funkcji rozkładu energii elektronów od rozkładu maxwellowskiego (rys. 7). Dla kolumny dodatniej wyładowania jarzeniowego odstępstwo to przejawia się w mniejszych wartościach funkcji rozkładu dla szybkich elektronów (19 - 26 eV), natomiast w poświacie ujemnej wyładowania w rurze z katodą wnękową istnieje większe prawdopodobieństwo wystąpienia szybkich elektronów. Jeżeli uwzględnić różnicę w koncentracjach elektronów w obu rodzajach wyładowania, to ilość szybkich elektronów w poświacie ujemnej wyładowania w rurze wyładowczej z katodą wnękową jest większa niż w kolumnie dodatniej wyładowania jarzeniowego [74]. Wyniki pomiarów Borodina i Kagana przedstawia rysunek 8. Poza tym zauważono, że w poświacie ujemnej wyładowania w rurze z katodą wnękową istnieje możliwość regulacji (np. poprzez zmianę ciśnienia



Rys. 7. Funkcja rozkładu energii elektronów w kolumnie dodatniej wyładowania jarzeniowego (1) i w poświacie ujemnej wyładowania w rurze wyładowczej z katodą wewnętrzną (2). Krzywymi przerywanymi zaznaczono odpowiednie rozkłady maxwellowskie (Borodin i Kagan [74])



Rys. 8. Zależność ilości szybkich elektronów w kolumnie dodatniej wyładowania jarzeniowego (1) i w poświacie ujemnej wyładowania w rurze wyładowczej z katodą wewnętrzną (2) od ciśnienia helu (Borodin i Kagan [74])



Rys. 9. Zależność stosunku ilości elektronów wolnych i ilości elektronów szybkich w kolumnie dodatniej wyładowania jarzeniowego (1) i w poświacie ujemnej wyładowania w rurze wyładowczej z katodą wewnętrzną (2) od ciśnienia helu (Borodin i Kagan [74])

nia helu) stosunku ilości elektronów wolnych i szybkich, natomiast w kolumnie dodatniej wyładowania jarzeniowego ten stosunek ma wartość dużą i w przebadanych zakresach ciśnień helu w przybliżeniu stałą (rys. 9).

Przedstawione powyżej porównanie funkcji rozkładu energii elektronów w kolumnie dodatniej wyładowania jarzeniowego i poświacie ujemnej wyładowania w rurze wyładowczej z katodą wnątkową pozwala ustalić ogólną zasadę efektywności wzbudzania poziomów wyjściowych przejść laserowych w obu rodzajach wyładowania elektrycznego. Otóż, w kolumnie dodatniej wyładowania jarzeniowego istnieją korzystniejsze warunki wzbudzania poziomów o mniejszych potencjałach wzbudzania, natomiast w poświacie ujemnej wyładowania w rurze z katodą wnątkową bardziej uprzywilejowane pod tym względem są poziomy o większych potencjałach wzbudzania. Należy przy tym zauważyć, że w wyładowaniu w rurze wyładowczej z katodą wnątkową mogą być efektywnie wzbudzane także poziomy o mniejszych potencjałach wzbudzania.

4.2. Metody badania mechanizmów inwersji obsadzeń w laserach jonowych na parach metali

Pierwsze sugestie i propozycje wyjaśnienia mechanizmów wzbudzania poziomów wyjściowych przejść laserowych w laserach jonowych na parach metali bazowały na obserwacjach zachowania się parametrów makroskopowych lasera, np. mocy wyjściowej lasera w zależności od rodzaju i ciśnienia gazu buforowego, natężenia prądu wyładowania itp. (np. Silfvast [43]). Natomiast dla ostatecznego poznania mechanizmów wzbudzania poziomów wyjściowych przejść laserowych konieczne jest zbadanie związków między parametrami mikroskopowymi plazmy ośrodka laserowego. Z tego też względu do zbadania mechanizmów inwersji obsadzeń używa się różnych i niekiedy skomplikowanych metod badawczych.

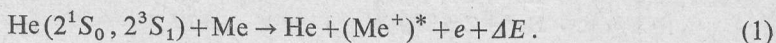
Obecnie najczęściej stosowaną metodą badania mechanizmów wzbudzania poziomów wyjściowych przejść laserowych jonów metali jest pomiar szybkości zaniku emisji spontanicznej linii laserowych impulsowego wyładowania w mieszaninie gazu buforowego i par metalu w warunkach statycznych (Jensen i in. [50], Collins [66], Collins i in. [52 i 77], Shearer i Padovani [75], Riseberg i Shearer [76], Green i in. [78]) lub w warunkach ciągłego przepływu czynnika aktywnego (Riseberg i Shearer [76], Green i in. [78], Webb i in. [79]). Szybkość zaniku ilości atomów gazu buforowego, będących w stanach metastabilnych wyznacza się z pomiaru szybkości zaniku odpowiednich linii absorpcyjnych. Z innych stosowanych technik pomiarowych zwraca uwagę metoda absorpcyjna Ladenberga i Reiche'a [80] wyznaczania koncentracji atomów metastabilnych i koncentracji jonów metalu (Silfvast [81]) oraz metoda bezpośredniego pomiaru czasu życia jonów metalu (Cd^+) na górnym poziomie laserowym (Klein i Maydan [82]), bazująca na technice szybkiego wnoszenia tłumienia do rezonatora laserowego. Równie interesująca dla badania mechanizmów wzbudzania jest metoda podana przez Diatłowa [83], która pozwala uzyskać zależności natężeń emisji spontanicznej linii laserowych i względnej koncentracji atomów metastabilnych od energii elektronów.

Szczególne miejsce wśród metod badania mechanizmów wzbudzania w laserach jonowych na parach metali zajmują sondowe (Goto i in. [84 i 88], Ivanov i in. [85], Ivanov i Sem [86], Kano i in. [89]) i mikrofalowe (Ivanov i Sem [86], Dunn [87]) metody pomiaru parametrów plazmy wyładowania w mieszaninie gazu buforowego i par metalu.

4.3. Mechanizmy inwersji obsadzeń w plazmie kolumny dodatniej wyładowania jarzeniowego oraz plazmie poświaty ujemnej wyładowania w rurze wyładowczej z katodą wnękową

Przeprowadzone badania (por. 4.2) plazmy wyładowania elektrycznego w rurach wyładowczych laserów jonowych na parach metali wykazują, że za wzbudzenie poziomów wyjściowych przejść laserowych w jonach metali głównie odpowiedzialne są dwa procesy, a mianowicie: proces zderzeń typu Penninga oraz proces przenoszenia ładunku.

Wzbudzenie poziomów laserowych w procesie Penninga zachodzi podczas zderzeń atomów gazu buforowego w stanach metastabilnych z atomami metalu, znajdującymi się w stanie podstawowym lub wyższym metastabilnym. Powstają wówczas niewzbudzone i wzbudzone jony metalu (M^+ i $(Me^+)^*$) oraz wolne elektrony, którym zostaje przekazana energia ΔE , równa różnicy energii pomiędzy poziomami metastabilnymi gazu buforowego a poziomami jonów metalu zgodnie z reakcją (dla przypadku, gdy hel jest gazem buforowym)



Atomy gazu buforowego zostają wzbudzone do poziomów metastabilnych w procesach bezpośredniego wzbudzenia elektronowego oraz w procesach kaskadowych z wyższych poziomów.

Potencjały wzbudzenia poziomów wyjściowych większości znanych przejść laserowych w jonach metali są nieco mniejsze od potencjałów jonizacji He lub Ne. Uważa się, że dla tych przejść laserowych procesy przenoszenia ładunku, opisane następującymi schematami:



są odpowiedzialne za inwersję obsadzeń.

Mechanizm inwersji obsadzeń poziomów laserowych poprzez proces przenoszenia ładunku jest możliwy w plazmie tylko w tych przypadkach, kiedy w wyładowaniu istnieje odpowiednia koncentracja szybkich elektronów zapewniających, przy pominięciu procesów wzbudzenia schodkowego, właściwą dla warunków generacji promieniowania laserowego koncentrację jonów He^+ lub Ne^+ . Wynika stąd, że proces przenoszenia ładunku jest uprzywilejowanym mechanizmem wzbudzenia poziomów laserowych w wyładowaniu w rurze wyładowczej z katodą wnękową. Natomiast proces zderzeń typu Penninga jest charakterystycznym mechanizmem gwarantującym odwrócenie populacji stanów w kolumnie dodatniej, gdzie występuje względnie duża koncentracja wolnych elektronów, odpowiedzialnych za koncentrację atomów metastabilnych gazu buforowego. Należy jednak podkreślić, że w niektórych przypadkach (np. laser He-Se^+ , He-Te^+ , Ne-Te^+) proces przenoszenia ładunku jest skutecznym mechanizmem inwersji obsadzeń w plazmie kolumny dodatniej.

Obecność procesu Penninga w wyładowaniu obniża temperaturę elektronów już przy niskich ciśnieniach par metalu na tyle, że inwersja obsadzeń w wyniku procesu przenoszenia ładunku, najbardziej efektywnego przy wyższych ciśnieniach par metalu, jest w za-

sadzie niemożliwa z powodu spadku koncentracji jonów He^+ lub Ne^+ . W tym sensie procesy Penninga i przenoszenie ładunku są w pewnym stopniu konkurencyjne.

W tabeli 3 przedstawiono wartości przekrojów czynnych na wzbudzenie wyjściowych poziomów laserowych w laserach He-Cd^+ i He-Zn^+ .

Tabela 3

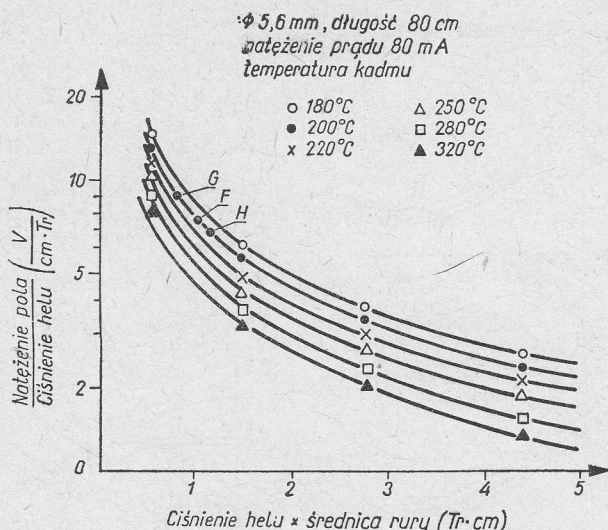
Wartości przekrojów czynnych na wzbudzenie poziomów wyjściowych przejść laserowych w laserach He-Cd^+ i He-Zn^+

Proces	Przekrój czynny $\times 10^{-15} \text{ cm}^2$	Literatura
$\text{He}(2^3S) + \text{Cd}(^1S_0)$	$4,5 \pm 0,2$	[75]
$\text{He}(2^3S) + \text{Cd}(^1S_0)$	6,5	[77]
$\text{He}(2^3S) + \text{Zn}(^1S_0)$	$2,91 \pm 0,15$	[76]
$\text{He}(2^3S) + \text{Zn}(^1S_0)$	4	[66]
$\text{He}^+ + \text{Cd}(^1S_0)$	3,7	[77]
$\text{He}^+ + \text{Zn}(^1S_0)$	2,1	[50]
$\text{He}^+ + \text{Zn}(^1S_0)$	$2,08 \sim 0,08$	[76]

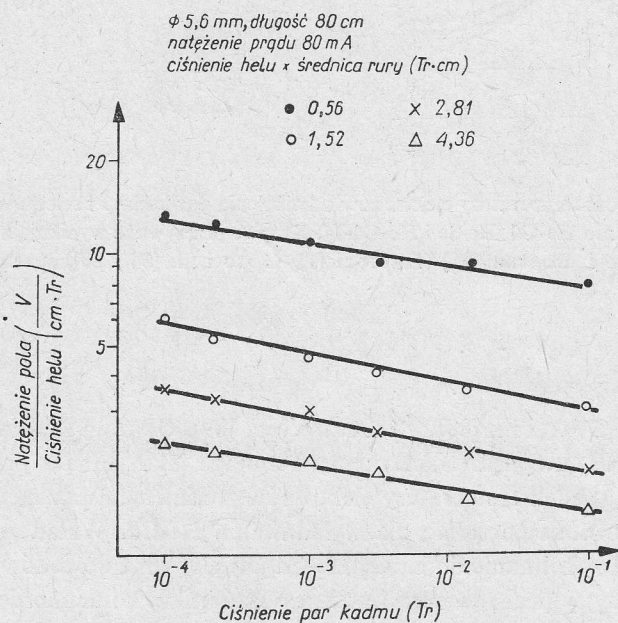
5. Parametry plazmy kolumny dodatniej wyładowania jarzeniowego w mieszaninie gazu buforowego i par metalu

Badania takich parametrów plazmy wyładowania elektrycznego w laserach jonowych na parach metali, jak na przykład temperatura i koncentracja elektronów, temperatura i koncentracja jonów gazu buforowego i jonów metalu, koncentracja atomów, natężenie pola elektrycznego, potencjał plazmy itp. mają istotne znaczenie dla wyjaśnienia wielu procesów fizycznych, między innymi tych, które prowadzą do inwersji obsadzeń. Z dotychczas przeprowadzonych badań w laserach KD znane są wyniki pomiarów temperatury i koncentracji elektronów oraz natężenia pola elektrycznego w plazmie helowo-kadmowej (Hattori [1], Goto i in. [84], Ivanov i in. [85], Ivanov i Sem [86], Dunn [87]), helowo-selenowej (Gořo i in. [88]) oraz helowo-kadmowo-jodowej (Kano i in. [89]). W pracach [84 - 86], [88] i [89] przy wyznaczaniu parametrów plazmy posługiwano się metodą sondy podwójnej (Dote [90], Hattori i Goto [91]), natomiast w pracach [86] i [87] zastosowano mikrofalowe metody pomiaru koncentracji i prędkości dryfu elektronów (Gołand [92], Rose i Brown [93]).

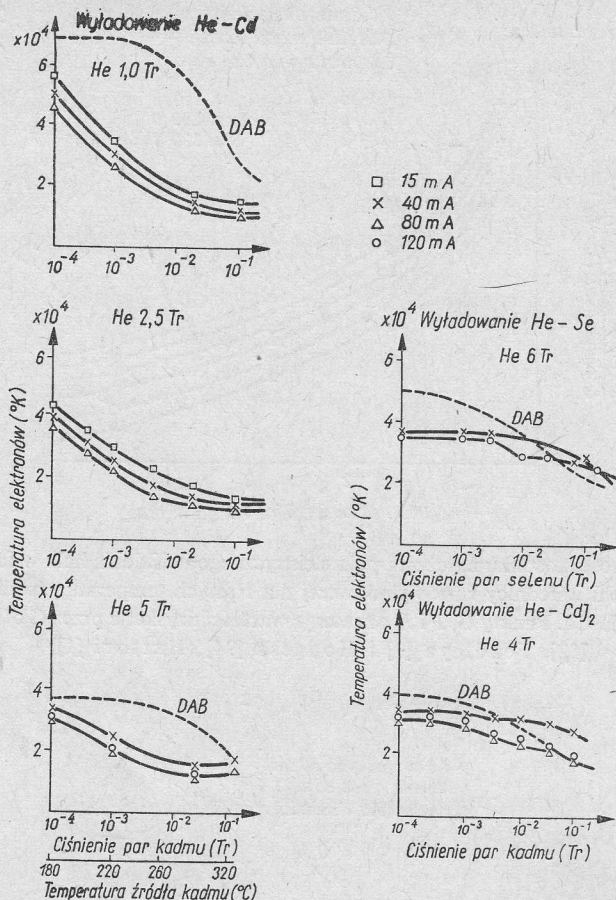
Niektóre wyniki powyższych prac zostały przedstawione na rysunkach 10 - 13. Poza charakterem zależności temperatury i koncentracji elektronów od ciśnienia par metalu, warto jest podkreślić znaczne rozbieżności wyników doświadczalnych i teoretycznych dla wyładowania He-Cd wobec nieznaczących różnic dla wyładowań He-Se i He-Cd-J_2 . Teoretyczne zależności temperatury elektronów od ciśnienia par metalu, przedstawione na rys. 12, wyznaczone zostały z teorii Dorgelo, Altinga i Boersa (DAB) [95], w której zakłada się, że jedynym procesem jonizacji są zderzenia z elektronami. Przyczyna niezgodności teorii DAB z wynikami doświadczalnymi dla wyładowania He-Cd została wy-



Rys. 10. Zależność stosunku natężenia pola elektrycznego i ciśnienia helu w funkcji iloczynu ciśnienia helu i średnicy rury wyladowczej dla różnych temperatur źródła kadmu — wyladowanie He-Cd. Punkty G, F i H oznaczają wartości uzyskane przez Goldsborough [12], Fendleya [9] i Hodgesa [94] (Hattori [1])

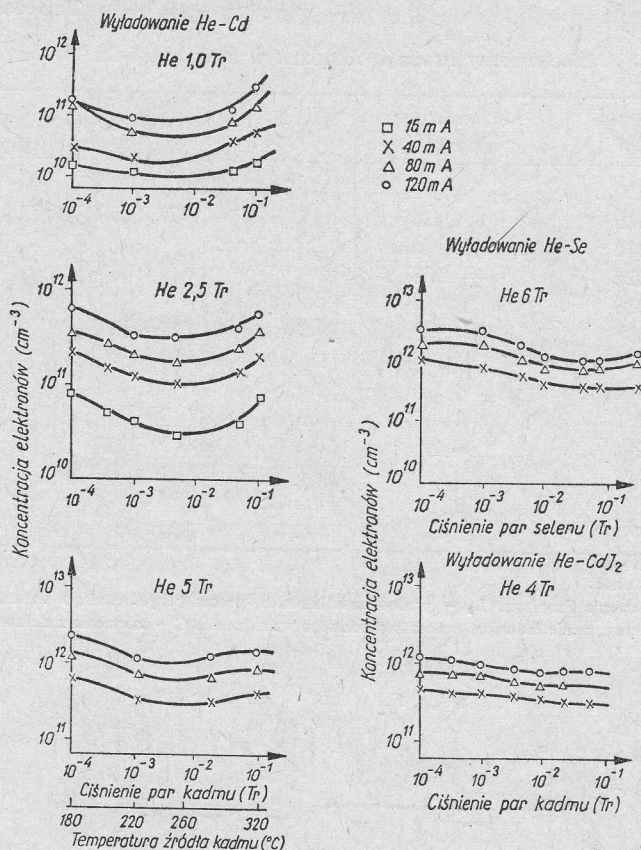


Rys. 11. Zależność stosunku natężenia pola elektrycznego i ciśnienia helu w funkcji ciśnienia par kadmu dla różnych wartości iloczynu ciśnienia helu i średnicy rury wyladowczej — wyladowanie He-Cd (wg Hattori [1])



Rys. 12. Zależność temperatury elektronów od ciśnienia par kadmu i selenu w wyladowaniach odpowiednio He-Cd, He-Se i He-Cd-J₂. Krzywe przerywane wynikają z teorii Dorgelo, Altina i Boersa [95] (Hattori [1], Goto i in. [84 i 88], Kano i in. [89])

jaśniona w pracach Goto i in. [88] oraz Kano i in. [89]. Okazało się bowiem, że zmodyfikowana teoria DAB, uwzględniająca proces Penninga jako jedną z przyczyn jonizacji, przewiduje znaczny spadek temperatury elektronów z ciśnieniem par metalu, a więc taki, jaki zaobserwowano doświadczalnie dla wyladowania He-Cd. Wkład zderzeń Penninga do procesu jonizacji w kolumnie dodatniej He-Cd jest jednym z dowodów na to, że proces Penninga jest głównym mechanizmem inwersji obsadzeń w kolumnie dodatniej wyladowania He-Cd. Natomiast nieznaczne rozbieżności niezmodyfikowanej teorii DAB oraz wyników doświadczalnych dla wyladowań He-Se i He-Cd-J₂ potwierdzają znany skądinąd fakt (Fowles i in. [22 i 23], Silfvast i Klein [53 i 54]), że w tych wyladowaniach proces Penninga odgrywa mniej istotną rolę.



Rys. 13. Zależność koncentracji elektronów od ciśnienia par kadmu i seleniu dla wyladowań odpowiednio He-Cd, He-Se i He-Cd-J₂ (Hattori [1], Goto i in. [84 i 88], Kano i in. [89])

6. Laser He-Cd⁺

Laser helowo-kadmowy zajmuje szczególne miejsce w rodzinie laserów jonowych na parach metali. Przede wszystkim był on pierwszym laserem jonowym na parach metali pracującym w sposób ciągły (Fowles i Hopkins [8], Silfvast [43]). Charakteryzuje się największą, dla tej grupy laserów, mocą wyjściową, uzyskaną dla promieniowania o długości fali 4416 Å (w wykonaniu specjalnym ponad 200 mW, Silfvast [2], Goldsborough [12 - 14]). Spośród znanych laserów laser He-Cd⁺ wyróżnia się tym, że emitowana przez niego linia 3250 Å jest jedną z najkrótszych linii laserowych generowanych w sposób ciągły (do 50 mW, Silfvast [2]). Poza tym opanowanie technologii lasera He-Cd⁺, jak dotąd najprostszego pod tym względem z całej grupy, ułatwia opanowanie technologii innych laserów jonowych na parach metali.

Dotychczas uzyskano ciągłą akcję laserową na 13 przejściach wzbudzonych jonów kadmu (tab. 2 i 4, rys. 14). Uważa się, że głównym mechanizmem inwersji obsadzeń po-

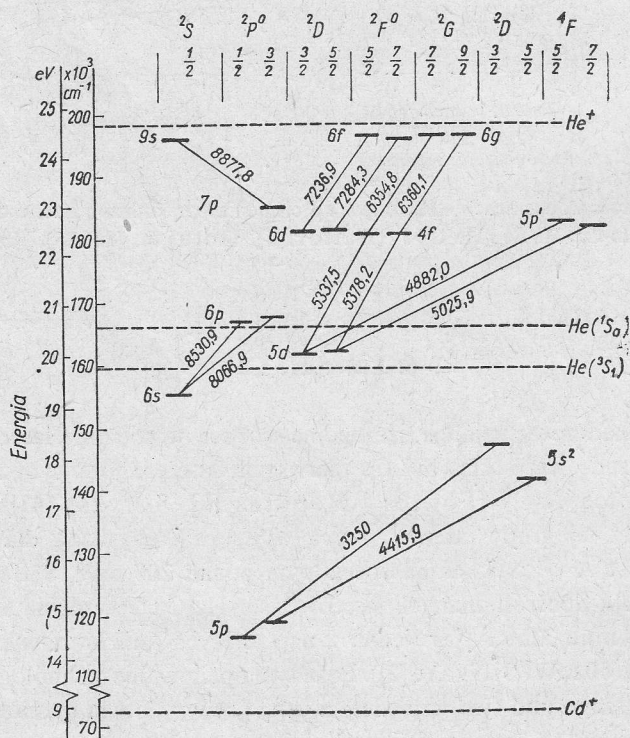
Tabela 4

Mechanizmy inwersji obsadzeń w laserze He-Cd⁺

Długość fali w Å	Mechanizmy inwersji	Literatura
3250	A	[37, 75, 77]
4416	A, C	A [43, 44, 75, 77, 83]; C [45, 96]
4882	niewyjaśnione	
5026	niewyjaśnione	
5338	B ₂	[38, 44, 77-79]
5378	B ₂ , C	B ₂ [38, 44, 47, 77-79]; C [47]
6355	B ₁	[38, 44, 47, 77-79]
6360	B ₁	[38, 44, 47, 77-79]
7237	B ₁	[38, 40, 44, 47, 77-79]
7284	B ₁	[38, 40, 44, 47, 77-79]
8067	B ₂	[40, 49, 77, 78]
8531	B ₂	[40, 49, 77, 78]
8878	B ₁	[40, 78]

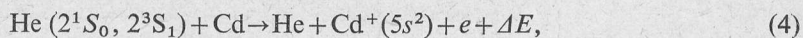
Objaśnienie:

A – zderzenia Penninga, B₁ – przenoszenie ładunku, proces bezpośredniego wzbudzenia, B₂ – przenoszenie ładunku, proces kaskadowego wzbudzenia, C – zderzenia z elektronami.



Rys. 14. Schemat poziomów i przejść laserowych w laserze He-Cd⁺ o pracy ciągłej. Długości fal podano w Å

ziomów $5s^2 \text{ Cd}^+$ (linie 3250 i 4416 Å) jest proces zderzeń typu Penninga



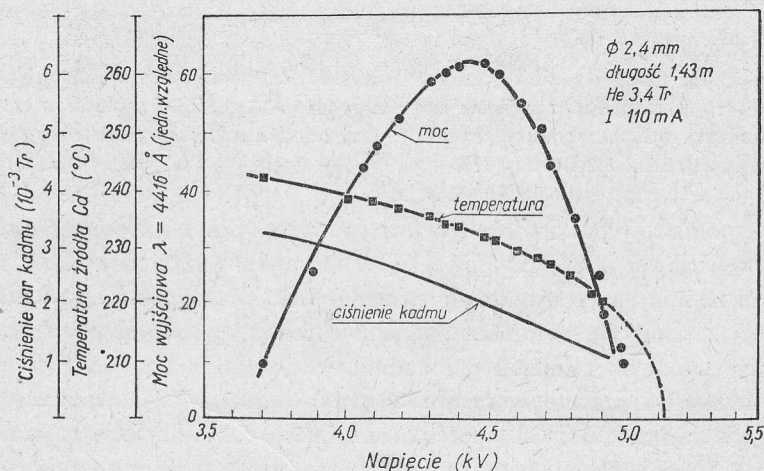
natomiast proces przenoszenia ładunku



jest głównym mechanizmem inwersji dla pozostałych linii laserowych Cd^+ .

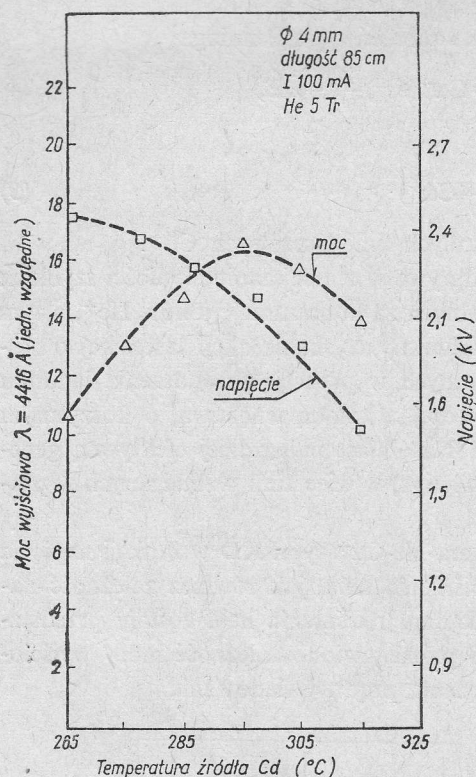
Ze względu na rolę, jaką proces Penninga odgrywa w zmniejszaniu się ilości szybkich elektronów w wyładowaniu He-Cd, odpowiedzialnych za koncentrację jonów He^+ , a tym samym za efektywność procesu przenoszenia ładunku, uzyskanie akcji laserowej o stosunkowo dużym wzmocnieniu dla linii wzbudzanych w procesie przenoszenia ładunku jest w zasadzie możliwe tylko w rurze wyładowczej z katodą wnekową, o korzystnym stosunku ilości elektronów szybkich i wolnych. Natomiast najbardziej efektywną generację promieniowania o długościach fal 3250 i 4416 Å, w więc linii wzbudzanych w procesie Penninga realizuje się w laserze KD.

Typowe charakterystyki mocy wyjściowej lasera He- Cd^+ typu KD w funkcji napięcia na rurze wyładowczej, ciśnienia par kadmu i ciśnienia helu, jak również zależność napięcia na rurze wyładowczej od ciśnienia par kadmu i ciśnienia helu zostały przedstawione na rysunkach 15 - 17, a na rysunkach 18 przedstawiono zależność mocy wyjściowej lasera He- Cd^+ ($\lambda = 4416 \text{ Å}$) w funkcji natężenia prądu wyładowania.

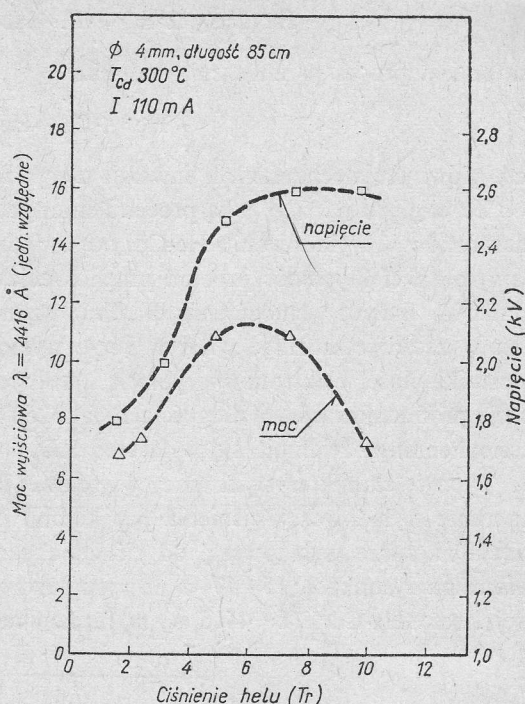


Rys. 15. Zależność mocy wyjściowej lasera He- Cd^+ ($\lambda = 4416 \text{ Å}$) typu KD od napięcia na rurze wyładowczej i ciśnienia par kadmu (Goldsborough [12]).

Z zależności przedstawionych na rysunkach 15 - 18 wynika szereg prawidłowości, typowych dla lasera He- Cd^+ . Okazuje się, że wzrost ciśnienia par kadmu w wyładowaniu obniża napięcie na rurze wyładowczej. Natomiast wzrost ciśnienia par kadmu powyżej wartości optymalnej powoduje spadek mocy wyjściowej lasera. Wiąże się to bezpośrednio z obniżeniem temperatury elektronów, co zostało zresztą wykazane przez Goto i in.



Rys. 16. Zależność mocy wyjściowej lasera He-Cd⁺ ($\lambda = 4416 \text{ Å}$) typu KD i napięcia na rurze wyładowczej od temperatury źródła kadmu (Giallorenzi i Ahmed [97])

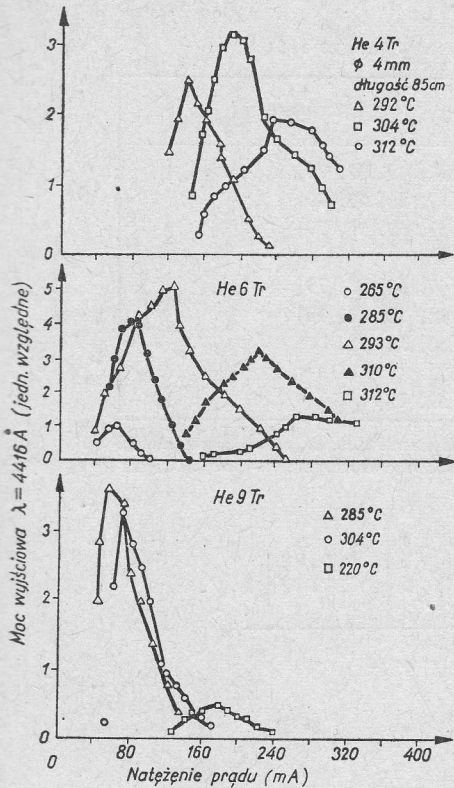


Rys. 17. Zależność mocy wyjściowej lasera He-Cd⁺ ($\lambda = 4416 \text{ Å}$) typu KD i napięcia na rurze wyładowczej od ciśnienia helu (Giallorenzi i Ahmed [97])

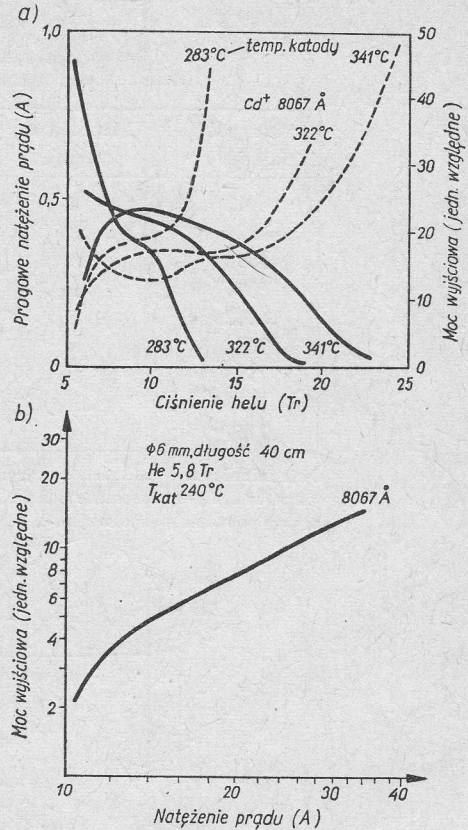
[84] podczas pomiarów parametrów plazmy (por. rys. 12). Następnie, położenie maksimum mocy wyjściowej lasera przesuwa się w kierunku wyższych prądów ze wzrostem ciśnienia par kadmu, przy ustalonym ciśnieniu helu, natomiast wzrost ciśnienia helu powoduje przesuwanie się położenia maksimum mocy wyjściowej w stronę mniejszych prądów, przy ustalonym ciśnieniu par kadmu.

Poza powyższymi prawidłowościami, Goldsborough [12] ustalił, że ze względu na moc wyjściową lasera He-Cd⁺ optymalne ciśnienie helu, napięcie na rurze wyładowczej oraz wzmocnienie są odwrotne, a natężenie prądu wprost proporcjonalne do średnicy rury. Użycie izotopu ¹¹⁴Cd powoduje 3-krotny wzrost mocy promieniowania lasera (dla linii 3250 i 4416 Å). Szerokość emitowanej wówczas linii jest około 3-krotnie mniejsza niż w przypadku pracy z naturalnym kadmem.

Typowe charakterystyki lasera He-Cd⁺ typu KW zostały przedstawione na rysunku 19. Rysunek 19a przedstawia zależność progowego (ze względu na uzyskanie akcji laserowej) natężenia prądu wyładowania od ciśnienia helu, przy ustalonej temperaturze oraz zależność mocy wyjściowej lasera ($\lambda = 8067 \text{ Å}$) w funkcji ciśnienia helu, przy ustalonych: różnych temperaturach katody i natężenia prądu równym 1,5 A. Na rysunku 19b przedstawiono zależność mocy wyjściowej lasera od natężenia prądu wyładowania. Należy



Rys. 18. Zależność mocy wyjściowej lasera He-Cd⁺ (λ = 4416 Å) typu KD od natężenia prądu wyładowania (Giallorenzi i Ahmed [97])



Rys. 19. a) Zależność progowego natężenia prądu wyładowania (krzywe przerywane) oraz mocy wyjściowej (przy I = 1,5 Å) lasera He-Cd⁺ (λ = 8067 Å) typu KW od ciśnienia helu. b) Zależność mocy wyjściowej lasera od natężenia prądu wyładowania (Sugawara i in [40 i 44])

zwrócić uwagę, że w przebadanym zakresie prądowym (do 40 A) nie zaobserwowano wystąpienia ekstremum mocy wyjściowej lasera.

Przedstawione na rysunkach 15 - 19 wartości parametrów rur wyładowczych oraz wyładowania są typowe dla obu rodzajów lasera He-Cd⁺. Napięcie na rurze wyładowczej z katodą wewnętrzną nie przekracza zazwyczaj 1 kV.

7. Laser He-Zn⁺

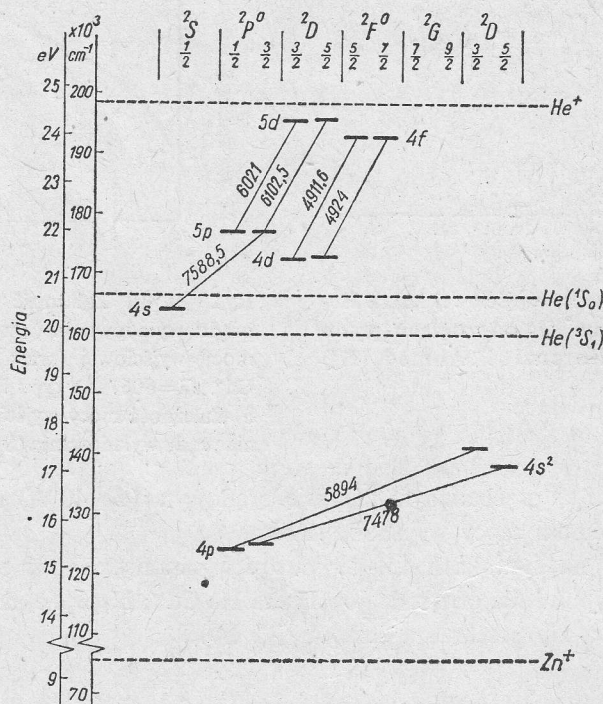
Drugim, po laserze He-Cd⁺, najbardziej przebadanym laserem jonowym na parach metali jest laser helowo-cynkowy. Do chwili obecnej uzyskano ciągłą akcję laserową na 7 przejściach wzbudzonych jonów Zn⁺ (tab. 2 i 5, rys. 20). Uważa się, że poziomy wyjściowe przejść laserowych Zn⁺ o większych potencjałach wzbudzenia (odpowiadające liniom 4912, 4924, 6021, 6102 i 7588 Å) wzbudzane są głównie w wyniku procesu przenoszenia ładunku, natomiast pozostałe znane, odpowiadające liniom 5894, 7478 Å —

Tabela 5

Mechanizmy inwersji obsadzeń w laserze He-Zn⁺

Długość fali w Å	Mechanizmy inwersji	Literatura
4912	B ₁	[44, 47, 49, 52, 79]
4924	B ₁	[44, 47, 50, 52, 79]
5894	A	[44, 51, 52, 76, 79]
6021	B ₁	[52, 76]
6102	B ₁	[44, 47, 50, 52, 79]
7478	A	[37, 44, 52, 76, 79]
7588	B ₂	[44, 50, 52, 79]
7613 *	B ₁	[79]
7757 *	B ₁	[50, 52, 79]

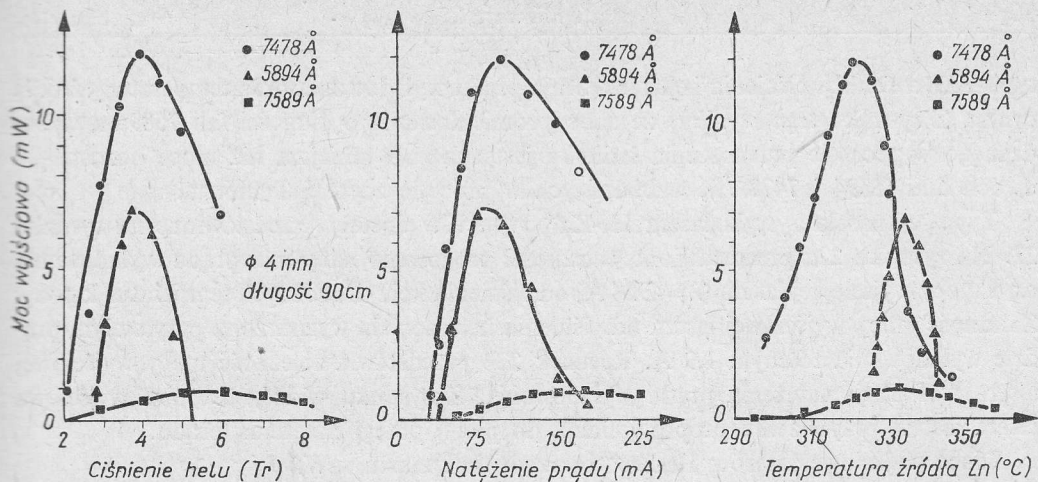
Objaśnienie: A – zderzenia Penninga, B₁ – przenoszenie ładunku, proces bezpośredniego wzbudzenia, B₂ – przenoszenie ładunku, proces kaskadowego wzbudzenia, * – przejścia uzyskane przy pobudzeniu impulsowym.



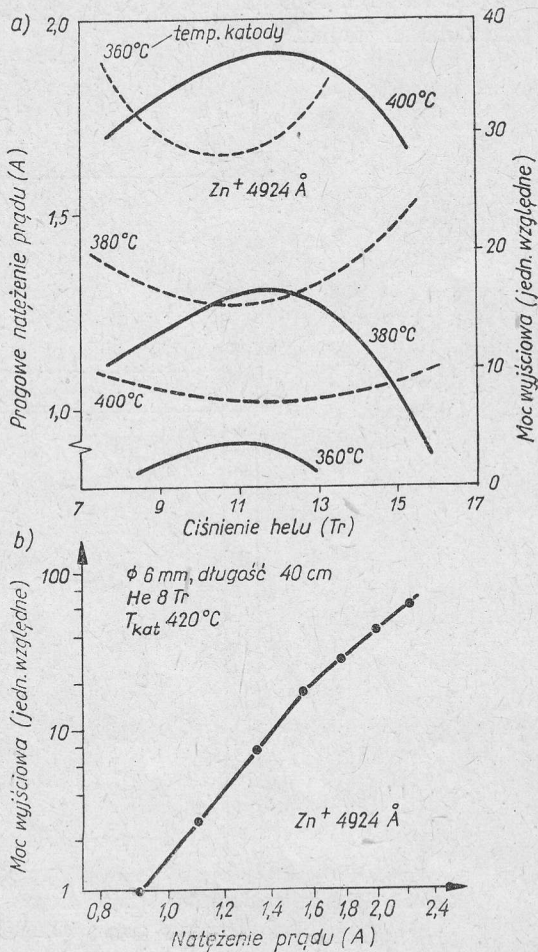
Rys. 20. Schemat poziomów i przejść laserowych w laserze He-Zn⁺ o pracy ciągłej. Długości fal podano w Å

w procesie zderzeń typu Penninga. Najbardziej efektywną generacją promieniowania o długościach fal 5894 i 7478 Å, a więc wzbudzanych w procesie zderzeń Penninga otrzymuje się w laserze typu KD. Natomiast generację pozostałych linii laserowych Zn⁺ efektywnie realizuje się w laserze KW.

Na rysunku 21 przedstawiono typowe zależności mocy wyjściowej lasera He-Zn⁺



Rys. 21. Zależność mocy wyjściowej lasera He-Zn⁺ typu KD od ciśnienia helu, natężenia prądu wyładowania i temperatury źródła kadmu (Jensen i in. [50])



Rys. 22. a) Zależność progowego natężenia prądu wyładowania (krzywe przerywane) i mocy wyjściowej (przy $I = 1,9$ A) lasera He-Zn⁺ ($\lambda = 4924 \text{ Å}$) typu KW od ciśnienia helu. b) Zależność mocy wyjściowej lasera od prądu wyładowania (Sugawara i in. [39 i 44])

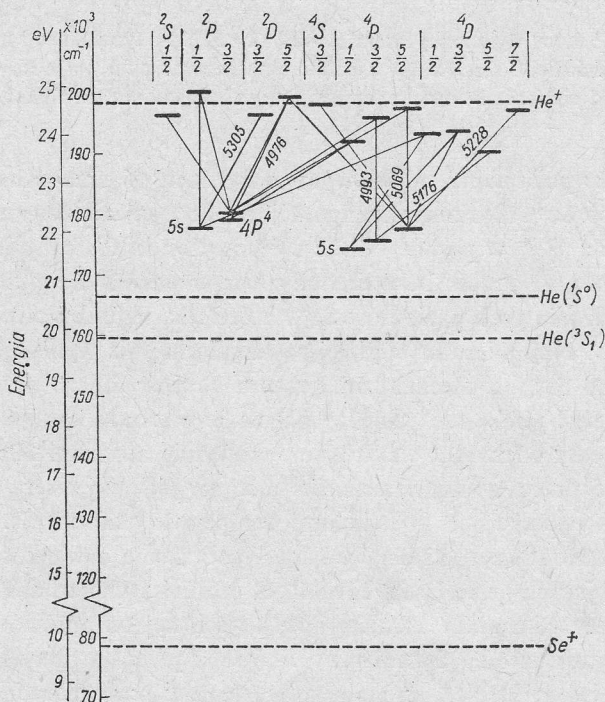
Badania lasera He-Sn^+ uzależnione są od pokonania trudności technologicznych, wynikających ze stosunkowo małego ciśnienia par cyny w temperaturze do około 1000°C . Dopiero powyżej tej temperatury osiąga się parę nasyconą cyny o ciśnieniu, zbliżonym do optymalnego dla akcji laserowej. Wykonanie zaś rury wyładowczej, działającej sprawnie w temperaturze powyżej 1000°C , jest poważnym problemem technologicznym.

Z pracy Silfvasta [37] wynika, że optymalne natężenie prądu wyładowania oraz ciśnienie helu w laserze He-Sn^+ typu KD ($\lambda = 6453$ i $6844 \text{ \AA}$, tab. 2, rys. 23) przy średnicy rury wyładowczej równej 5 mm, wynoszą odpowiednio 100 mA i 8 Tr.

9. Laser He-Se^+

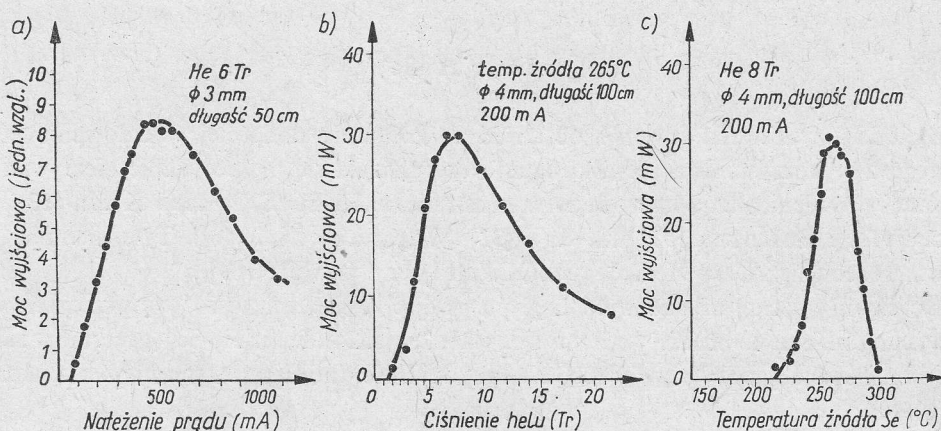
Metoda uzyskiwania inwersji obsadzeń w kolumnie dodatniej wyładowania jarzeniowego z wykorzystaniem zjawiska kataforezy okazała się niespotykane efektywna dla generacji promieniowania laserowego w mieszaninie He-Se (Silfvast i Klein [53 i 54], Hernqvist i Pultorak [55], Kejdan [32], Watanabe i in. [56]). Tym niemniej zrealizowano również laser He-Se^+ typu KW (Piper i in. [61, 109]).

Do chwili obecnej uzyskano 46 ciągłych przejść laserowych w Se^+ , w przedziale widmowym od błękitu do bliskiej podczerwieni (tab. 2, rys. 24). Laser He-Se^+ generuje w zakresie widma obejmującego prawie $8000 \text{ \AA}$. Przy tej ilości linii laserowych nie bez znaczenia



Rys. 24. Schemat ważniejszych poziomów i przejść laserowych w laserze He-Se^+ o pracy ciągłej. Długości fal podano w $\text{\AA}$. Wszystkie górne poziomy laserowe odpowiadają stanom o konfiguracji elektronów $5p$

jest fakt, że optymalne warunki generacji dla wszystkich linii są podobne. Dla sześciu najsilniejszych linii niebiesko-zielonych (4976, 4993, 5069, 5176, 5227 i 5305 Å), generowanych jednocześnie, uzyskano moc równą 250 mW w rurze wyładowczej o długości 2 m. Stosując szerokopasmowe zwierciadła, otrzymano jednocześnie akcję laserową na 19 liniach, w przedziale długości fal od 4604 do 6444 Å. Moc linii generowanych przez laser He-Se⁺ waha się od 3 mW dla linii słabszych do 50 mW dla linii silniejszych.



Rys. 25. a) Zależność mocy wyjściowej lasera He-Se⁺ ($\lambda = 5227$ Å) typu KD od natężenia prądu. b) i c) Zależność mocy wyjściowej lasera He-Se⁺ (jednoczesna generacja fal $\lambda = 4976, 4993, 5069, 5176, 5227$ i 5305 Å) od ciśnienia helu oraz temperatury źródła kadmu (Silfvast i Klein [53])

Stwierdzono, że poziomami wyjściowymi wszystkich 46 przejść laserowych są poziomy konfiguracji $5p$ Se⁺. Poziomy konfiguracji $5p$ Se⁺ są położone w pobliżu poziomu podstawowego jonu He⁺ w pasmie od 0,2 eV powyżej do 0,8 eV poniżej poziomu He⁺ (rys. 24). Uważa się, że proces bezpośredniego przenoszenia ładunku jest głównym mechanizmem wzbudzania tych poziomów Se⁺, które leżą najbliżej poziomu stanu podstawowego jonu He⁺. Natomiast za bardziej równomierne, niż wynika to ze schematu poziomów laserowych Se⁺ i z mechanizmu procesu bezpośredniego przenoszenia ładunku, przekazywanie energii jonów He⁺ między pozostałe poziomy konfiguracji $5p$ Se⁺ odpowiedzialne są procesy zderzeń z elektronami względnie atomami He.

Na rysunku 25 przedstawiono zależności mocy wyjściowej lasera He-Se⁺ od natężenia prądu wyładowania, ciśnienia helu oraz temperatury źródła Se. Należy zauważyć, że przedstawione charakterystyki dają jedynie wyobrażenie o wielkościach makroskopowych charakteryzujących pracę lasera He-Se⁺. Z późniejszych badań Kleina i Silfvasta [54] wynika bowiem, że charakter zmian mocy wyjściowej od prądu wyładowania, ciśnienia helu i temperatury źródła Se może być inny niż przedstawiony na rysunku 25.

Ważną zaletą lasera He-Se⁺ są małe szумы (np. w porównaniu z laserem He-Cd⁺) dla wszystkich zaobserwowanych przejść. Uważa się, że niski poziom szumów lasera He-Se⁺ wynika z bardziej stabilnej koncentracji jonów He⁺, odpowiedzialnych za inwersję obsadzeń.

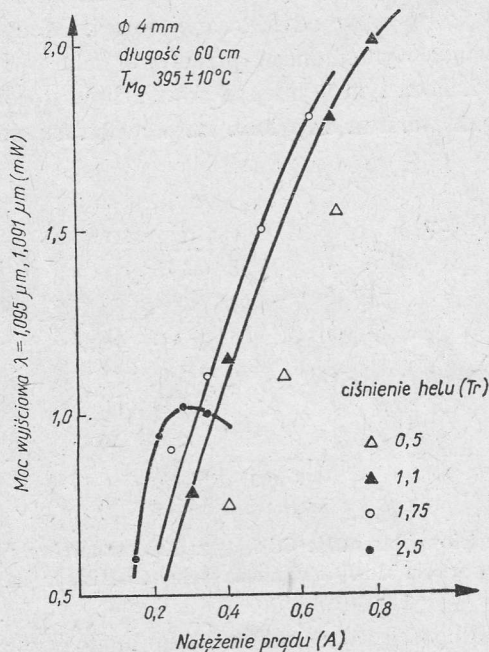
10. Laser He-Hg⁺

Rtęć jest interesującym materiałem jako ośrodek laserowy przede wszystkim ze względu na wysokie ciśnienie par w temperaturze pokojowej. Jednakże, jak dotychczas tylko dla dwóch linii Hg⁺ (6150 i 7945 Å) zdołano uzyskać ciągłą akcję laserową (tab. 2, rys. 23). Generację tych linii zrealizowano w laserze KW (Schuebel [57]). Uważa się, że za inwersję obsadzeń obu poziomów laserowych Hg⁺ mogą być odpowiedzialne dwa procesy: Penninga (między wzbudzonymi atomami Hg ($6p^3P_0^0$) a metastabilnymi atomami He) i przenoszenia ładunku. Dokładna rola tych procesów w mechanizmie inwersji poziomów laserowych Hg⁺ nie jest jednak znana.

11. Laser He-Mg⁺

Znane są cztery linie laserowe (0,9218, 0,9244, 1,0915 i 1,0952 μm , tab. 2, rys. 23), generowane w sposób ciągły przez laser He-Mg⁺ typu KD (Hodges [59]).

Na rysunku 26 przedstawiono zależność mocy wyjściowej lasera He-Mg⁺ w funkcji natężenia prądu wyładowania. Optymalne wartości temperatury źródła Mg oraz ciśnienia helu, przy średnicy rury wyładowczej równej 4 mm wynoszą odpowiednio 395°C i 2 Tr. W przebadanym zakresie prądowym (do 800 mA) nie zaobserwowano wystąpienia ekstremum mocy wyjściowej lasera. Moc wyjściowa lasera He-Mg⁺ nie przekracza, jak dotychczas, kilku mW. Uważa się, że za inwersję obsadzeń poziomów laserowych w Mg⁺ odpowiedzialny jest proces zderzeń Penninga.



Rys. 26. Zależność mocy wyjściowej lasera He-Mg⁺ od natężenia prądu wyładowania (Hodges [59])

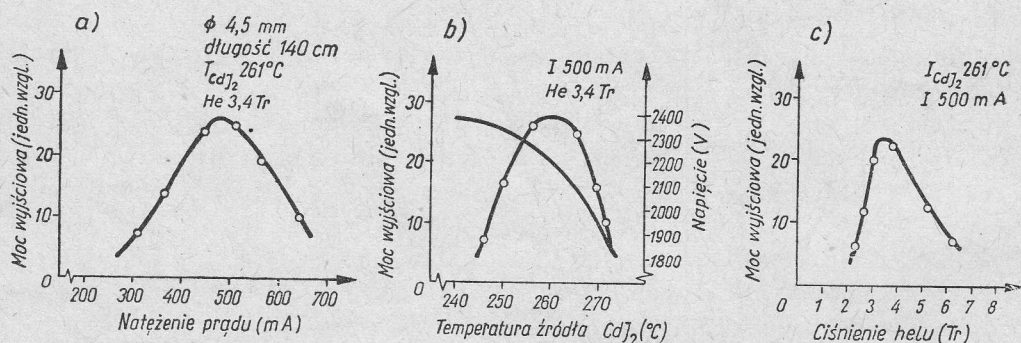
Laser He-Mg^+ , aczkolwiek obiecujący ze względu na perspektywy uzyskania akcji laserowej w ultrafiolecie i widzialnym zakresie widma, nie jest, jak dotąd, opanowany technologicznie na tyle, aby rokować szybki postęp prac badawczych w tym kierunku. Okazało się bowiem, że czas życia kwarcowej rury wyładowczej lasera He-Mg^+ nie przekracza 20 godzin, z powodu niszczącego działania par magnezu na szkło kwarcowe.

12. Laser He-J_2

Jod jest pierwiastkiem, w którego zdysocjowanych i zjonizowanych parach stosunkowo wcześniej uzyskano impulsową akcję laserową. Impulsowy laser He-J_2 jest pierwszym, dla którego zaproponowano proces przenoszenia ładunku jako główny mechanizm inwersji obsadzeń (Fowles i Jensen [22, 23]). Natomiast ciągłą akcję laserową w mieszaninie He-J_2 zaobserwowano dopiero w 1972 r. (Collins i in. [60], Piper i in. [61]).

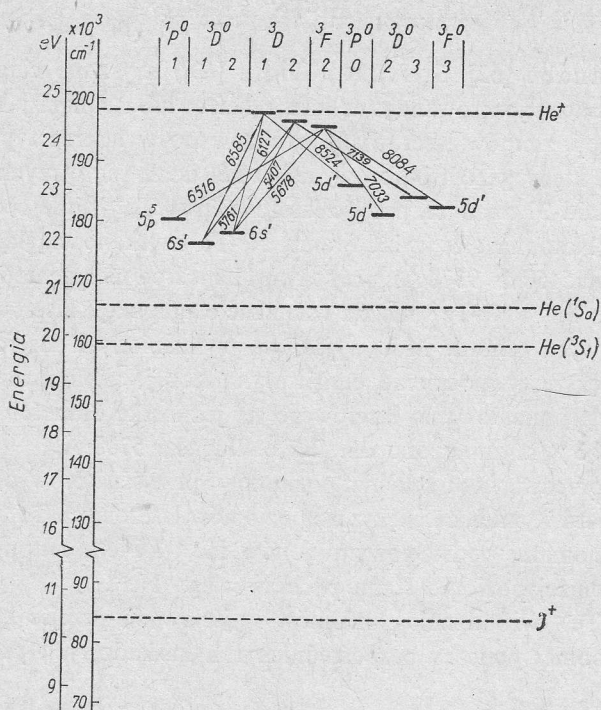
Pierwszą ciągłą akcją laserową w J_2 (6127 Å) otrzymano w laserze typu KD, stosując jodek kadmu CdJ_2 , jako źródło par jodu (Collins i in. [60]). Charakterystyki wyjściowe lasera He-Cd-J_2 typu KD w funkcji natężenia prądu wyładowania, temperatury źródła CdJ_2 oraz ciśnienia helu przedstawiono na rysunku 27.

Podczas badań lasera He-J_2 typu KD natrafiono na istotną trudność, jaką było opanowanie techniki wyładowania w He-J_2 przy dużych prądach w obecności znacznej ilości składnika elektryjnego. Skuteczną propozycję rozwiązania tego problemu przedstawiono w pracach Pipera i in. [61, 109], a mianowicie zaproponowano użycie rury wyładowczej z katodą wnątkową w zmodyfikowanej wersji. Modyfikacja polegała przede wszystkim na zastosowaniu wymuszonego przepływu helu w rurze wyładowczej oraz zastosowaniu kilku anod. Poza tym w miejsce powszechnie stosowanych w laserach KW takich źródeł metalu, jak warstwa napyłona na wewnętrznej powierzchni katody lub

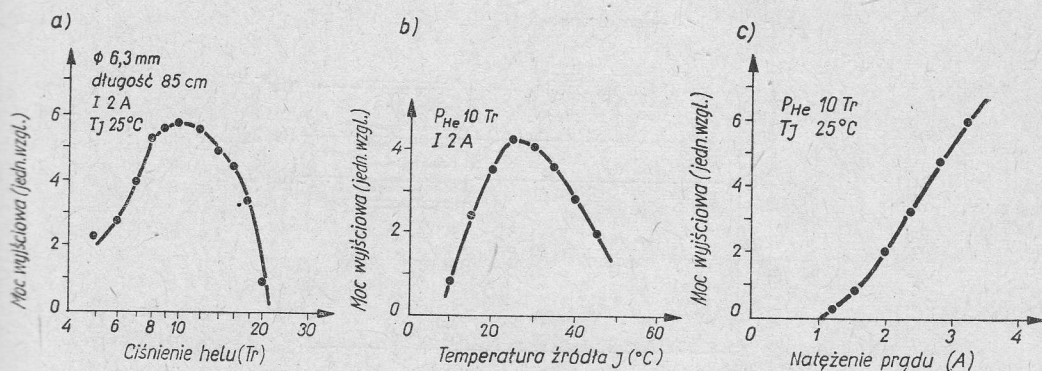


Rys. 27. Zależność mocy wyjściowej lasera He-Cd-J_2 typu KD od natężenia prądu wyładowania, temperatury źródła Cd-J_2 i ciśnienia helu (Collins i in. [60])

pręt, ułożony wzdłuż jej długości, zastosowano źródło analogiczne jak w klasycznej konstrukcji rury wyładowczej lasera KD (rys. 1b). W laserze He-J_2 o takiej konstrukcji otrzymano jeszcze 9 przejść laserowych (tab. 2, rys. 28), oprócz już znanej akcji laserowej na linii 6127 Å. Zauważono poza tym, że pięć linii (5678, 5761, 6127, 6516 i 6585 Å) generuje



Rys. 28. Schemat poziomów i przejść laserowych w laserze He-J₂. Długości fal podano w Å. Wszystkie górne poziomy laserowe odpowiadają stanom o konfiguracji elektronów 6p



Rys. 29. Zależność mocy wyjściowej lasera He-J₂ ($\lambda=6585$ Å) typu KW od ciśnienia helu, temperatury źródła jodu oraz natężenia prądu (Piper i in. [61])

jednocześnie, jeżeli zastosować odpowiednie szerokopasmowe zwierciadła. Moc najsilniejszej generowanej linii nie przekraczała 1 mW. Na rysunku 29 przedstawiono charakterystyki mocy wyjściowej lasera He-J₂ ($\lambda=6585$ Å) typu KW w funkcji ciśnienia helu, temperatury źródła jodu oraz natężenia prądu.

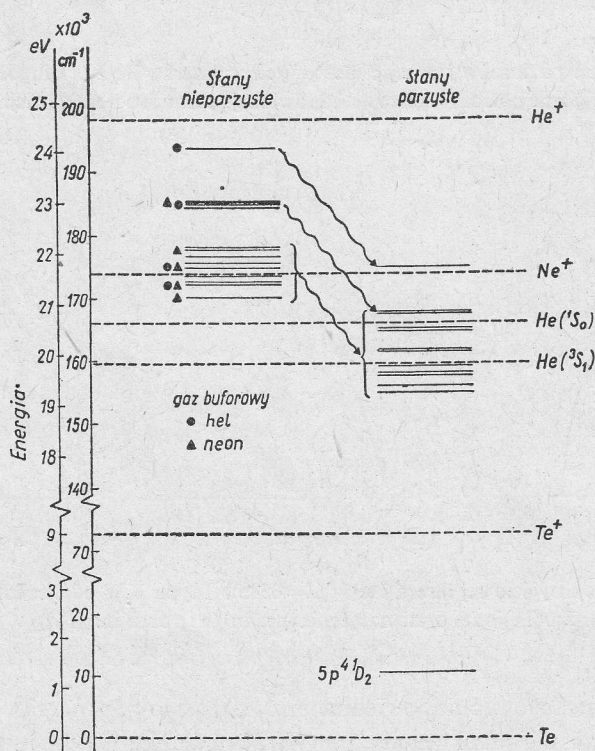
13. Laser He-Te⁺ i Ne-Te⁺

Ostatnio (Watanabe [62], Silfvast i Klein [63]) uzyskano ciągłą akcję laserową na 31 liniach w parach zjonizowanego telluru z helem lub neonem jako gazami buforowymi. Wzbudzenie poziomów laserowych zrealizowano w laserze typu KD.

Dla przypadku, kiedy gazem buforowym był hel udało się otrzymać ciągłą akcję laserową na 16 spośród 31 znanych przejść laserowych w Te⁺ (linie o długościach fal od 4843 do 8734 Å). Natomiast w wyładowaniu Ne-Te uzyskano ciągłą generację 20 linii (o długościach fal od 5450 do 9378 Å), przy czym 11 spośród nich generowało jednocześnie. W obu laserach He-Te⁺ i Ne-Te⁺ można wzbudzić ciągłą akcję laserową na tych samych 5 przejściach jonowych telluru. Moc wyjściowa wymienionych laserów nie przekracza kilku mW. Największe wzmocnienie emisji wymuszonej, zdefiniowane jako względny przyrost natężenia promieniowania laserowego na jednostkę długości ośrodka optycznie czynnego, równe 4,3%/m zmierzono dla fali o długości 5708 Å.

Na rysunku 30 przedstawiono schemat poziomów i przejść laserowych w laserze He-Te⁺ i Ne-Te⁺. Z schematu wynika, że większość poziomów laserowych Te⁺ znajduje się w obszarze między poziomami podstawowymi jonów He⁺ i Ne⁺, natomiast niewielka ich ilość leży nieco poniżej poziomu podstawowego Ne⁺.

W laserze He-Te⁺ wzbudzenie poziomów wyjściowych przejść laserowych odbywa się najprawdopodobniej podczas bezpośrednich lub kaskadowych procesów przenosze-



Rys. 30. Schemat poziomów i przejść laserowych w laserze He-Te⁺ i Ne-Te⁺ o pracy ciągłej. Długości fal podano w Å

nia ładunku między jonami He^+ a atomami Te, znajdującymi się w stanie podstawowym. Natomiast inwersja obsadzeń w laserze Ne-Te^+ spowodowana jest mechanizmami przenoszenia ładunku dwójakiego rodzaju:



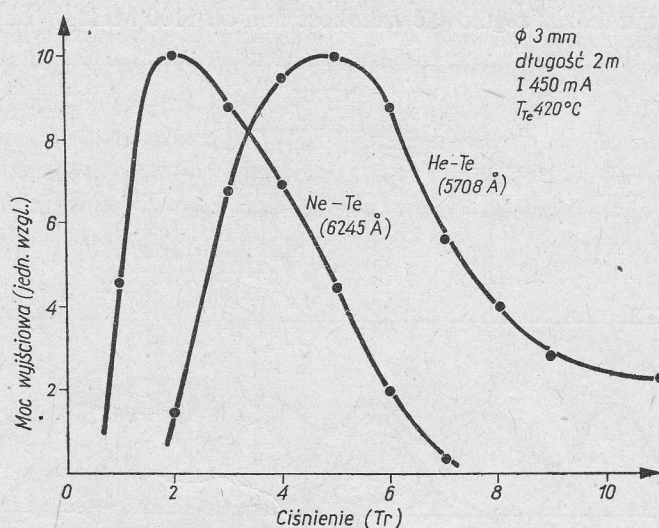
lub



Proces (6) jest głównym mechanizmem inwersji obsadzeń poziomów położonych blisko stanu podstawowego Ne^+ . Natomiast proces (7), zachodzący między jonami Ne^+ a atomami Te w najniższym metastabilnym stanie $5p^4 \ ^1D_2$, odpowiedzialny jest za wzbudzenie tych poziomów laserowych Te^+ , które położone są wyżej od stanu podstawowego Ne^+ .

Charakter zależności mocy wyjściowej od prądu wyładowania jest podobny dla obu laserów He-Te^+ i Ne-Te^+ . Moc wyjściowa laserów rośnie liniowo ze wzrostem natężenia prądu do 350 mA, w zakresie prądu od 400 do 450 mA nasycy się, a następnie wolno spada. Optymalna temperatura źródła telluru wynosi 420°C , co odpowiada ciśnieniu par telluru równemu w przybliżeniu $5 \cdot 10^{-2}$ Tr.

Na rysunku 31 przedstawiono zależność mocy wyjściowej laserów He-Te^+ i Ne-Te^+ w funkcji ciśnienia gazów buforowych.



Rys. 31. Zależność mocy wyjściowej lasera He-Te^+ i Ne-Te^+ od ciśnienia gazów buforowych (Silfvast i Klein [63])

14. Wpływ składu izotopowego na własności laserów jonowych na parach metali

Wzmocnienie układu, szerokość emitowanej linii oraz parametry wyjściowe laserów z synchronizacją modów zależą od składu izotopowego ośrodka laserującego.

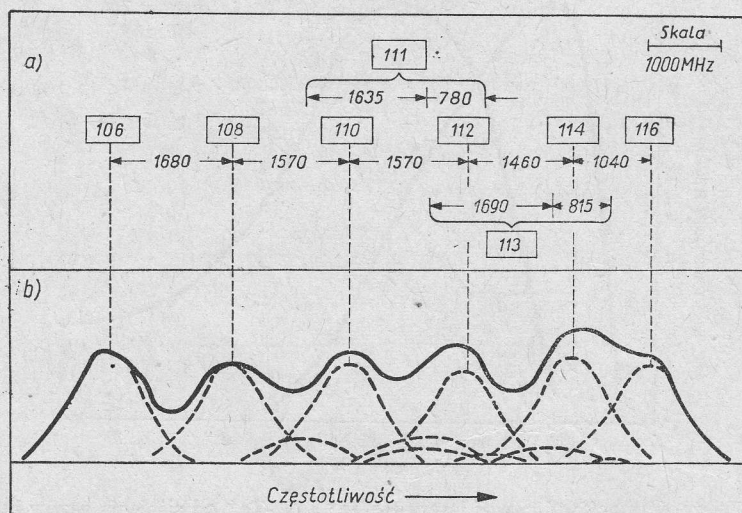
W przypadku, kiedy izotopowe rozszczepianie linii jest większe od ich dopplerowskiej szerokości, zastosowanie izotopów o parzystej liczbie masowej zamiast ich naturalnej

mieszaniny jest jednym ze sposobów zwiększania wzmocnienia układu laserowego. Przykładowo, zastosowanie parzystych izotopów kadmu pozwoliło Fowlesowi i Hopkinsowi [8], jako pierwszym uzyskać ciągłą akcję laserową na fali 4416 Å.

Jeżeli rozszczepienie izotopowe jest mniejsze od dopplerowskiej szerokości linii, tzn. poszczególne składowe struktury izotopowej pokrywają się, wówczas zastosowanie izotopu nie wpływa na zwiększenie wzmocnienia układu.

Zastosowanie izotopów o nieparzystej liczbie masowej także nie wpływa na wzrost wzmocnienia układu, ponieważ wówczas poziomy energetyczne laserującego atomu ulegają dodatkowemu rozszczepieniu spowodowanemu oddziaływaniem momentu magnetycznego jądra na momenty magnetyczne elektronów. Bardzo często to nadsubtelne rozszczepienie jest większe od dopplerowskiej szerokości linii.

Istnieje sześć trwałych izotopów kadmu o parzystej liczbie masowej równej 106, 108, 110, 112, 114, 116. Rozszczepianie izotopowe poziomów energetycznych $5s^2\ ^2D$ kadmu (linie 3250 i 4416 Å), odpowiadające parzystym izotopom jest nieco większe od dopplerowskiej szerokości linii, wynoszącej około 1100 MHz (Hopkins i Fowles [98], Silfvast i Smith [99], rys. 32). Oznacza to, że użycie jednego parzystego izotopu zamiast naturalnej mieszaniny prowadzi do większego wzmocnienia układu (około 3-krotnego, Goldsborough [12], Silfvast i Smith [99], Papakin i Sem [100]) oraz minimalnej szerokości emitowanej linii, równej około 1100 MHz. Natomiast poprzez zmianę składu izotopowego kadmu można regulować szerokość linii od 1100 MHz do około 8000 MHz.



Rys. 32. Linie widmowe izotopów kadmu dla $\lambda = 4416$ Å. a) Rozszczepienie izotopowe (w MHz). Struktura nadsubtelna nieparzystych izotopów kadmu składa się z trzech linii widmowych. b) Rozkład linii widmowych poszczególnych izotopów (krzywe przerywane) oraz sumaryczny kształt linii widmowej, tzw. mieszaniny szerokopasmowej izotopów. Niżej położone linie widmowe odpowiadają izotopom nieparzystym (Silfvast i Smith [99])

Użycie kadmu o specjalnie dobranym składzie izotopowym w laserze He-Cd^+ i zastosowanie wymuszonej synchronizacji modów pozwoliło uzyskać impulsy o czasie trwania mniejszym od 150 ps i mocy 1,6 W podczas generacji promieniowania o długości

fali 4416 Å oraz impulsy o czasie trwania 400 ps i mocy 0,1 W przy generacji fali $\lambda = 3250$ Å (Silfvast i Smith [99]). Impulsy 150 pikosekundowe są najkrótszymi impulsami, jakie udało się uzyskać w widzialnym zakresie widma przy użyciu laserów o pracy ciągłej. Natomiast laser He-Cd⁺ z synchronizacją modów, pracujący na fali o długości 3250 Å jest pierwszym przypadkiem lasera z synchronizacją modów w ultrafiolecie. W laserze He-Cd⁺ zbadano (Faxvog i in. [101], Willenbring i Carruthers [102]) również zjawisko samosynchronizacji modów, które w przypadku użycia izotopu prowadzi do impulsów o długości 0,8 ns.

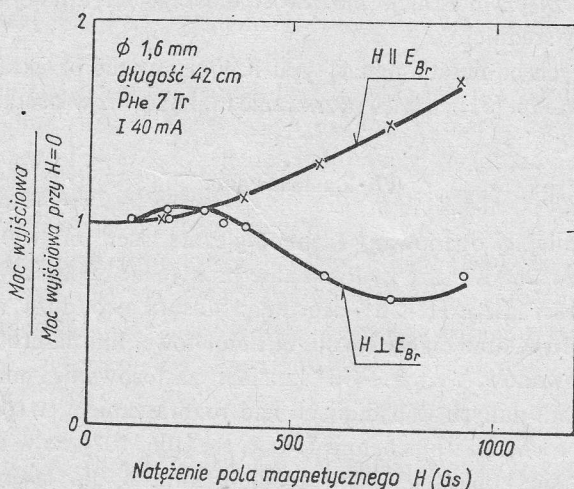
Badania wpływu składu izotopowego na pracę lasera He-Se⁺ wykazały (Klein i Silfvast [54]), że izotopowe rozszczepienie poziomów laserowych Se⁺ jest małe i nie wpływa na wzmocnienie oraz charakterystyki częstotliwościowe lasera. Podobne badania przeprowadzono także dla lasera He-Se⁺ z synchronizacją modów (Ferrario i Querzola [103]).

15. Wpływ pola magnetycznego na moc laserów jonowych na parach metali

Zmiana parametrów wyjściowych laserów gazowych wywołana wpływem zewnętrznego pola magnetycznego jest konsekwencją zmiany parametrów fizycznych plazmy oraz zmiany własności radiacyjnych atomów lub jonów w polu magnetycznym.

Podłużne pole magnetyczne powoduje spadek temperatury elektronów oraz wzrost koncentracji elektronów plazmy laserowej. Zastosowanie takiego pola w laserach jonowych na parach metali może okazać się niekorzystne przede wszystkim ze względu na spadek temperatury elektronów, od której silnie zależy moc wyjściowa laserów.

Użycie natomiast poprzecznego pola magnetycznego, powodującego wzrost temperatury elektronów jest skuteczną metodą zwiększenia mocy lasera He-Cd⁺. Stwierdzono



Rys. 33. Względna zmiana mocy wyjściowej lasera He-Cd⁺ typu KD w funkcji natężenia pola magnetycznego (Hernqvist [104])

bowiem (Fendley i in. [9 i 10], Hernqvist [104]), że poprzeczne pole magnetyczne równoległe do wektora natężenia pola elektrycznego fali, którego kierunek wyznaczony jest przez okienka Brewstera powoduje znaczny wzrost mocy wyjściowej lasera (rys. 33). Natomiast poprzeczne pole magnetyczne prostopadłe do wektora natężenia pola elektrycznego zmniejsza moc wyjściową lasera. W przypadku, kiedy kierunki pól: magnetycznego i elektrycznego są równoległe za wzrost mocy wyjściowej odpowiedzialne są efekty związane ze zmianą parametrów plazmy w polu magnetycznym, a konkretnie wzrost temperatury elektronów. Jeżeli natomiast kierunki pól: magnetycznego i elektrycznego są prostopadłe, wówczas spadek mocy wyjściowej lasera He - Cd⁺ spowodowany jest rozszczepieniem zeemanowskim poziomów laserowych. Zatem w tym przypadku zewnętrzne pole magnetyczne wpływa niekorzystnie na moc wyjściową lasera wskutek zmian własności radiacyjnych jonów.

16. Niestabilności i szумы

Oprócz typowych dla laserów gazowych szumów mocy wyjściowej, w laserach jonowych na parach metali występują niestabilności wolnozmiennne, o stałych czasowych o wartościach od kilku dziesiątych sekundy do kilku sekund. Usunięcie niestabilności wolnozmiennnych mocy wyjściowej sprowadza się w zasadzie do zapewnienia stabilnej temperatury źródła par metalu oraz stabilnego natężenia prądu wyładowania (Mizeraczyk i in. [105]). Natomiast aby zmniejszyć szумы mocy wyjściowej laserów jonowych na parach metali poszukuje się nowych rozwiązań konstrukcyjnych rury wyładowczej (Hernqvist [70 i 71], Silfvast i Szeto [72], por. 2.2).

W laserach He-Cd⁺ typu KD, o klasycznej konstrukcji rury wyładowczej (rys. 1b), szумы mocy wyjściowej, o częstotliwości równej dziesiątki i setki kHz, stanowią co najmniej 10 - 15% wartości mocy średniej. W konstrukcjach zaproponowanych przez Hernqvista [70, 71] oraz Silfvasta i Szeto [72] szумы mocy wyjściowej wynoszą około 5% mocy średniej, przy czym istnieje możliwość dalszego ich zmniejszenia, ale kosztem spadku wartości mocy średniej.

W laserach jonowych na parach metali typu KW szумы nie przekraczają 1% wartości mocy średniej (Jensen i in. [51]), a więc są znacznie mniejsze niż w laserach KD.

17. Zastosowania

Laser He-Cd⁺, najlepiej opanowany technologicznie laser jonowy na parach metali posiada, jak dotychczas, największe zastosowanie praktyczne. Poza czynnikiem technologicznym o atrakcyjności lasera He-Cd⁺ decydują: stosunkowo duża moc promieniowania o długości fali 4416 Å oraz ciągła emisja ultrafioletowej linii laserowej 3250 Å. Z tych przede wszystkim powodów laser He-Cd⁺ znalazł zastosowanie między innymi przy rejestracji i odtwarzaniu danych w badaniach nad rozpraszaniem, w spektroskopii mikrofluorescencyjnej, w fotochemii i biochemii. Uważa się [106, 107], że w najbliższym okresie laser He-Cd⁺ stanie się konkurencyjnym źródłem światła dla lasera He-Ne, jednego z najszerzej stosowanych laserów w nauce i technice.

Zastosowanie lasera He-Cd⁺ w konwencjonalnej oraz holograficznej metodzie reje-

stracji i odtwarzania danych, pozwala użyć jako detektora nieuczulony halogenek srebra oraz wiele innych materiałów o podkładzie niesrebrnym, czułych na barwę niebieską, jak na przykład fotorezysty i związki dwuazowe. Inną właściwością promieniowania lasera He-Cd^+ , wykorzystaną przy rejestracji i odtwarzaniu danych jest możliwość skupiania ultrafioletowej lub niebieskiej wiązki do bardzo małych wymiarów, co znacznie zwiększa pojemność informacyjną urządzenia rejestrującego.

Natężenie rozproszonego światła przy rozproszeniach typu Ramana, Rayleigha i Brillouina wzrasta około 14-krotnie przy użyciu lasera He-Cd^+ ($\lambda=3250 \text{ \AA}$) w stosunku do lasera He-Ne o tej samej mocy i około 4-krotnie w stosunku do lasera argonowego. Natomiast natężenie rozproszonego światła z lasera He-Cd^+ pracującego na fali $\lambda=4416 \text{ \AA}$ jest około 2,8 razy mniejsze niż natężenie rozproszonej fali o długości $3250 \text{ \AA}$.

Obie linie, 3250 i $4416 \text{ \AA}$ lasera He-Cd^+ są w stanie wzbudzić fluorescencje w wielu materiałach. Połączenie tych właściwości z możliwością skupienia wiązki lasera do bardzo małych wymiarów znalazło zastosowanie w badaniach fluorescencji w małych elementach. Promieniowanie o długości fal 3250 i $4416 \text{ \AA}$ znalazło również zastosowanie w badaniach procesów wzbudzania i deekscytacji stanów trypletowych w materiałach organicznych.

Energia fotonu linii $3250 \text{ \AA}$ ($3,81 \text{ eV}$) jest nieco większa niż energia wiązania molekuł N-H ($3,8 \text{ eV}$) oraz C-H ($3,47 \text{ eV}$). Fakt ten jest podstawą wielu eksperymentów fotochemicznych przy wykorzystaniu tej linii lasera He-Cd^+ .

Zogniskowaną wiązkę lasera He-Cd^+ ($3250 \text{ \AA}$) wykorzystuje się również podczas badań biochemicznych do naświetlania żywych komórek i obserwowania oddziaływania promieniowania ultrafioletowego z żywą materią.

Duże perspektywy praktycznego wykorzystania rysują się przed wielobarwnymi laserami He-Se^+ , He-Te^+ i Ne-Te^+ . Przede wszystkim trwają prace nad zastosowaniem lasera He-Se^+ do analizy i syntezy obrazów barwnych, o dużej zdolności rozdzielczej. Ostatnie badania laserów barwnikowych wskazują na możliwość zastosowania niewielkiego lasera He-Se^+ do wzbudzania laserów barwnikowych pracujących w sposób ciągły. Dałoby to w efekcie laserowe źródło światła o pracy ciągłej, z możliwością przestrajania długości emitowanej fali w czerwonym, pomarańczowym i żółtym obszarze widma widzialnego.

Wielobarwne lasery jonowe na parach metali mogą być przydatne w tych przypadkach, kiedy zachodzi konieczność sukcesywnego dysponowania promieniowaniem laserowym o różnych długościach fal. Wówczas jeden egzemplarz wielobarwnego lasera z odpowiednim zestawem zwierciadeł, ewentualnie pryzmatem, zastąpić może wiele urządzeń laserowych, generujących wyłącznie jedną linię.

Inną właściwością laserów jonowych na parach metali wykorzystywaną czasami w niewielkich laboratoriach jest możliwość zastosowania tego samego urządzenia w dwóch wariantach, a mianowicie jako laser He-Ne , generujący np. linię $6328 \text{ \AA}$ lub laser jonowy (He-Cd^+ , He-Zn^+ , Ahmed i Campillo [64], Stefanov i Petrova [65], Collins [66], Shearer i in. [108]).

Autor pragnie podziękować Panu mgr J. Konieczce za trud przeczytania rękopisu tej pracy i cenne uwagi.

Literatura

- [1] S. Hattori, *Metal Ion Lasers*, Oyo Buturi, Japan 40, 10, 1113 - 22, 1971.
- [2] W. T. Silfvast, *Metal-Vapour Lasers*, Sci. American, 228, 2, 89 - 97, 1973.
- [3] S. Jacobs, G. Gould P. Rabinowitz, *Coherent Light Amplification in Optically Pumped Cs Vapor*, Phys. Rev. Letters, 7, 11, 415 - 417, 1961.
- [4] P. Rabinowitz, S. Jacobs, G. Gould, *Continuous Optically Pumped Cs Laser*, Appl. Optics, 1, 4, 513 - 516, 1962.
- [5] J. D. Rigden, A. D. White, *Optical Maser Action in Iodine and Mercury*, Nature, 198, 774, 1963.
- [6] R. A. Paananen, C. L. Tang, F. A. Horrigan, H. Statz, *Optical Maser Action in He-Hg rf Discharges*, J. Appl. Phys., 34, 3148 - 3149, 1963.
- [7] W. E. Bell, *Visible Laser Transitions in Hg*, Appl. Phys. Letters, 4, 2, 34 - 5, 1964.
- [8] G. R. Fowles, B. D. Hopkins, *CW Lasers Oscillation at 4416 Å in Cadmium*, I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-3, 10, 419, 1967.
- [9] J. R. Fendley, I. Gorog, K. G. Hernqvist, C. Sun, *Characteristics a Sealed - off He-Cd¹¹⁴ Laser*, RCA Rev., 30, 3, 422 - 428, 1969.
- [10] J. R. Fendley, I. Gorog, K. G. Hernqvist, C. Sun, *Characteristic of a Sealed - off He³-Cd¹¹⁴ Laser*, I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-6, 1, 8, 1970.
- [11] T. P. Sosnowski, *Cataphoresis in the Helium-Cadmium Laser Discharge Tube*, J. Appl. Phys., 40, 13, 5138 - 5144, 1969.
- [12] J. P. Godsbrough, *Stable, Long Life CW Excitation of Helium-Cadmium Lasers by dc Cataphoresis*, Appl. Phys. Letters, 15, 6, 159 - 161, 1969.
- [13] J. P. Godsbrough, E. B. Hodges, *Stable Long-Life Operation of Helium-Cadmium Lasers at 4416 Å and 3250 Å*, I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-5, 6, 361 - 362, 1969.
- [14] J. P. Godsbrough, *Deep-Blue and UV He-Cd Glow Discharge Lasers*, J. Opt. Soc. Amer., 59, 11, 1510, 1969.
- [15] G. Francis, *The Discharge at Low Pressure*, Encyclopedia of Physics, XXII, Springer-Verlag, Berlin 1956, 195 - 201.
- [16] N. Suzuki, *Spectroscopy of Mercury-Helium Discharge and 6150 Å Laser Oscillation*, Japan J. Appl. Phys., 4, 6, 452 - 457, 1965.
- [17] D. J. Dyson, *Mechanism of Population Inversion at 6149 Å in the Mercury Ion Laser*, Nature, 207, 361 - 363, 1965.
- [18] R. L. Byer, W. E. Bell, E. Hodges, A. L. Bloom, *Laser Emission in Ionized Mercury: Isotop Shift, Linewidth, and Precise Wavelength*, J. Opt. Soc. Amer., 55, 12, 1598 - 1602, 1965.
- [19] H. G. Heard, J. Peterson, *Mercury-Rare Gas Visible-UV Laser*, Proc. I.E.E.E., 52, 9, 1049 - 1050, 1964.
- [20] J. P. Godsbrough, A. L. Bloom, *Near-Infrared Operating Characteristic of the Mercury Ion Laser*, I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-5, 9, 459 - 460, 1969.
- [21] A. L. Bloom, *Laser Spectroscopy of Pulsed Mercury-Helium Discharge*, Phys. Rev., 135, 3A, A578 - A579, 1964.
- [22] G. R. Fowles, R. C. Jensen, *Visible Laser Transitions in Ionized Iodine*, Appl. Optics, 3, 1191 - 1192, 1964.
- [23] G. R. Fowles, R. C. Jensen, *Visible Laser Transitions in the Spectrum of Singly Ionized Iodine*, Proc. I.E.E.E., 52, 7, 851, 1964.
- [24] C. S. Willet, O. S. Heavens, *Laser Transition at 651,6 nm in Ionized Iodine*, Optica Acta, 13, 3, 271 - 273, 1966.
- [25] G. R. Fowles, W. T. Silfvast, R. C. Jensen, *Laser Action in Ionized Sulfur and Phosphorus*, I.E.E.E. Quantum Electronics, QE-1, 183 - 184, 1965.
- [26] P. K. Cheo, H. G. Cooper, *UV and Visible Laser Oscillations in Fluorine, Phosphorus and Chlorine*, Appl. Phys. Letters, 7, 7, 202 - 204, 1965.
- [27] G. R. Fowles, W. T. Silfvast, *Action in the Ionic Spectra of Zinc and Cadmium*, I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-1, 131, 1965.

- [28] W. T. Silfvast, G. R. Fowles, B. D. Hopkins, *Laser Action in Singly Ionized Ge, Sn, Pb, In, Cd and Zn*. Appl. Phys. Letters, 8, 12, 318 - 319, 1966.
- [29] M. F. Sem, W. S. Michalewskij, *Impulsna gienieracija na parach cinka i kadmija*, Ž. P. S., VI, 5, 668 - 669, 1967.
- [30] L. Csillag, M. Janossy, T. Salamon, *Time Delay of Laser Oscillation on the Green Transitions of a Pulsed He-Cd*. Phys. Letters, 31A, 10, 532 - 533, 1970.
- [31] W. E. Bell, A. L. Bloom, J. P. Goldsborough, *Visible Laser Transitions in Ionized Selenium Arsenic and Bromine*. I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-1, 400, 1965.
- [32] W. F. Kejdan, W. S. Michalewskij, M. F. Sem, *Generacija na ionnych pieriechodach sielena*. Ž. P. S., XV, 2, 331 - 332, 1971.
- [33] W. T. Walter, N. Solimene, M. Piltch, G. Gould, *Efficient Pulsed Gas Discharge Lasers*, I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-2, 9, 474 - 479, 1966.
- [34] C. E. Webb, *New Pulsed Laser Transitions in Te II*. I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-4, 6, 426 - 427, 1968.
- [35] W. E. Bell, A. L. Bloom, J. P. Goldsborough, *New Laser Transitions in Antimony and Tellurium*. I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-2, 154, 1966.
- [36] P. Cahuzac, *New Infrared Laser Lines in Mg Vapour*. I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-8, 6, 500, 1972.
- [37] W. T. Silfvast, *New CW Metal-Vapour Laser*. Appl. Phys. Letters, 15, 1, 23 - 25, 1969.
- [38] W. K. Schuebel, *New Cd-Vapor Laser Transitions in a Hollow Cathode Structure*. Appl. Phys. Letters, 16, 11, 470 - 472, 1970.
- [39] Y. Sugawara, Y. Tokiwa, *CW Laser Oscillation in Zn II and Cd II in Hollow Cathode Discharge*. Japan. J. Appl. Phys., 9, 5, 588 - 589, 1970.
- [40] Y. Sugawara, Y. Tokiwa, T. Iijima, *New CW Laser Oscillations in Cd-He and Zn-He Hollow Cathode Laser*. Japan. J. Appl. Phys., 9, 12, 1537, 1970.
- [41] A. L. Bloom, J. P. Goldsborough, *New CW Laser Transition in Cd and Zinc Ion*. I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-6, 3, 164, 1970.
- [42] J. P. Goldsborough, *Continuous Laser Oscillation at 3250 Å in Cadmium Ion*. I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-5, 2, 133, 1969.
- [43] W. T. Silfvast, *Efficient CW Laser Oscillation at 4416 Å in Cd II*. Appl. Phys. Letters, 13, 5, 169 - 171, 1968.
- [44] Y. Sugawara, Y. Tokiwa, T. Iijima, *Oscillation Characteristic and Excitation Mechanisms in He-Cd and He-Zn Hollow Cathode Lasers*. Tech. Repts, Seikei Univ., 12, 961 - 974, 1971.
- [45] L. Csillag, M. Janossy, K. Kantor, K. Rozsa, T. Salamon, *Investigation on a Continuous Wave 4416 Å Cadmium Ion Laser*. J. Phys. D, Appl. Phys., 3, 64 - 68, 1970.
- [46] L. Csillag, V. V. Itagi, M. Janossy, K. Rozsa, *Laser Oscillation at 4416 Å in a Ne-Cd Discharge*, Phys. Letters, 34A, 2, 110 - 111, 1971.
- [47] Y. Sugawara; Y. Tokiwa, T. Iijima, *Excitation Mechanisms of CW Laser Oscillations in Zn II in Hollow Cathode Discharge*. 6th Int. Quantum Electr. Conf. Techn. Digest, Kyoto, Japan, 1970, 320 - 321.
- [48] J. K. Karabut, W. S. Michalewskij, W. F. Papakin, M. F. Sem, *Nieprerwywna generacija kogierientnogo izluczenija pri razrjade w parach Zn i Cd, poluczionnych katodnym raspyleniem*, Ž. T. F., 39, 10, 1923 - 1924, 1969.
- [49] W. K. Schuebel, *New CW Laser Transition in Singly Ionized Cadmium and Zinc*. I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-6, 10, 654 - 655, 1970.
- [50] R. C. Jensen, G. J. Collins, W. R. Bennett, *Charge-exchange Excitation and CW Oscillation in the Zinc-Ion Laser*. Phys. Rev. Letters, 23, 7, 363 - 367, 1969.
- [51] R. C. Jensen, G. J. Collins, W. R. Bennett, *Low-Noise CW Hollow-Cathode Zinc Lasser*. Appl. Phys. Letters, 18, 2, 50 - 51, 1971.
- [52] G. J. Collins, R. C. Jensen, W. R. Bennett, *Excitation Mechanisms in the Zinc Ion Laser*. Appl. Phys. Letters, 18, 7, 282 - 284, 1971.
- [53] W. T. Silfvast, M. B. Klein, *CW Laser Action of 24 Visible Wavelength in Se II*. Appl. Phys. Letters, 17, 9, 400 - 403, 1970.

- [54] M. B. Klein, W. T. Silfvast, *New CW Laser Transitions in Se II*. Appl. Phys. Letters, 18, 11, 482 - 485, 1971.
- [55] K. G. Hernqvist, D. C. Pultorak, *Study of He-Se Performance*. Rev. Sci. Instr., 43, 2, 290 - 292, 1972.
- [56] S. Watanabe, M. Chihara, I. Ogura, *Saturation Current and Oven Temperature in the He-Se Laser*. Oyo Buturi, Japan, 41, 3, 250 - 254, 1972.
- [57] W. K. Schuebel, *Continuous Visible and Near-infrared Laser Action in Hg II*. I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-7, 1, 39 - 40, 1971.
- [58] W. M. Klementjew, M. W. Sołowiew, *Niekotoryje charactieristiki laziera na parach rtuti*. Ż. P. S., XVIII, 1, 41 - 45, 1973.
- [59] D. T. Hodges, *CW Laser Oscillation in Singly Ionized Magnesium*. Appl. Phys. Letters, 18, 10, 454 - 456, 1971.
- [60] G. J. Collins, H. Kuno, S. Hattori, K. Tokutome, M. Ishikawa, N. Kamiide, *CW Laser Oscillation at 6127 Å in Singly Ionized Iodine*. I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-8, 7, 679 - 680, 1972.
- [61] J. A. Piper, G. J. Collins, C. E. Webb, *CW Laser Oscillation in Singly Ionized Iodine*. Appl. Phys. Letters, 21, 3, 203 - 205, 1972.
- [62] S. Watanabe, M. Chihara, I. Ogura, *New Continuous Oscillation at 5708 Å in He-Te Laser*. Japan. J. Appl. Phys., 11, 4, 600, 1972.
- [63] W. T. Silfvast, M. B. Klein, *CW Laser Action on 31 Transitions in Tellurium Vapour*. Appl. Phys. Letters, 20, 12, 501 - 504, 1972.
- [64] S. A. Ahmed, A. J. Campillo, *He-Ne-Cd Laser with Two-Color Output*. Proc. I.E.E.E., 57, 11, 2084 - 2085, 1969.
- [65] V. J. Stefanov, M. D. Petrova, *CW He-Ne-Cd Laser*. Phys. Letters, 35 A, 6, 424 - 425, 1971.
- [66] G. J. Collins, *Properties of He-Ne-Zn Laser*. J. Appl. Phys., 42, 10, 3812 - 3815, 1971.
- [67] W. T. Silfvast, L. H. Szeto, *A Simple High Temperature System for CW Metal Vapour Lasers*. Appl. Optics, 9, 6, 1484 - 1485, 1970.
- [68] W. K. Schuebel, *Transverse - Discharge Slotted Hollow - Cathode Laser*. I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-6, 9, 574 - 575, 1970.
- [69] T. P. Sosnowski, M. B. Klein, *Helium Cleanup in the Helium-Cadmium Laser Discharge*. I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-7, 8, 425 - 426, 1971.
- [70] K. G. Hernqvist, *Stabilization of He-Cd Laser*. Appl. Phys. Letters, 16, 11, 464 - 467, 1970.
- [71] K. G. Hernqvist, *He-Cd Lasers Using Recirculation Geometry*. I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-8, 9, 740 - 743, 1972.
- [72] W. T. Silfvast, L. H. Szeto, *Simplified Low-Noise He-Cd Laser with Segmented Bore*. Appl. Phys. Letters, 19, 10, 445 - 447, 1971.
- [73] J. Mizeraczyk, J. Konieczka, *Badania eksperymentalne natężenia linii λ 4416 Å Cd^+ w wyladowaniu He-Cd w dwuanodowej rurze wyladowczej*. Prace IMP, z. 65, 1974.
- [73a] J. Mizeraczyk, J. Konieczka, *Two-anode He- Cd^+ Laser*. Bull. de l'Acad. Pol. Sci., Ser. Sci. Tech., Vol. XXII No. 3, 1974.
- [74] W. S. Borodin, J. M. Kagan, *Issledowanije razrjada w połom katodie*. Ż. T. F., 36, 1, 181 - 185, 1966.
- [75] L. D. Shearer, F. A. Padovani, *De-excitation Cross-Section of Metastable Helium by Penning Collisions with Cadmium Atoms*. J. Chem. Phys., 52, 1, 1618 - 1619, 1970.
- [76] L. A. Riseberg, L. D. Shearer, *On the Excitation Mechanism of the He-Zn Laser*. I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-7, 1, 40 - 41, 1971.
- [77] G. J. Collins, R. C. Jensen, W. R. Bennett, *Charge-Exchange Excitation in the He-Cd Laser*. Appl. Phys. Letters, 19, 5, 125 - 128, 1971.
- [78] J. M. Green, G. J. Collins, C. E. Webb, *The Role of Thermal-Energy Charge, Exchange in Rare Gas, and Metal Vapour Lasers*. I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-8, 6, 583 - 584, 1972.
- [79] C. E. Webb, A. R. Turner-Smith, J. M. Green, *Optical Excitation in Charge Transfer and Penning Ionization*. J. Phys. B, At. and Molec. Phys., 3, 11, 134 - 138, 1970.

- [80] A. C. G. Mitchell, M. W. Zemansky, *Resonance Radiation and Excited Atoms*. Cambridge Univ. Press, New York, 1961, 116 - 133.
- [81] W. T. Silfvast, *Penning Ionization in a He-Cd dc Discharge*. Phys. Rev. Letters, 27, 22, 1489- 1492, 1971.
- [82] M. B. Klein, D. Maydan, *Measurement of the Upper Laser Level Lifetime in the Helium-Cadmium Laser by Fast Cavity Damping Techniques*, Appl. Phys. Letters, 16, 12, 509 - 511, 1970.
- [83] M. K. Djałow, *O mechanizmie generacji lasera na parach kadmija*. Opt. i spektr. 29, 5, 1014 - 1015, 1970.
- [84] T. Goto, A. Kawahara, G. J. Collins, S. Hattori, *Electron Temperature and Density in Positive Column He-Cd⁺ Lasers*. J. Appl. Phys., 42, 10, 3816 - 3818, 1971.
- [85] I. G. Ivanow, J. Ł. Łatusz, W. F. Papakin, M. F. Sem, *Parametry plazmy i mechanizm nakaczki w He-Cd O. K. G. Izw. W. U. Z.*, Fizika, 8, 87 - 90, 1972.
- [86] I. G. Ivanov, M. F. Sem, *Opriedielenije koncentracij zariażennych czastic w plazmie Cd-He kataforieznogo OKG*. Ž. T. F., 42, 7, 1542, 1972.
- [87] M. H. Dunn, *Electron Densities and Drift Velocities in a Positive Column He-Cd Laser Discharge*. J. Phys. B., At. and Molec. Phys., 5, 3, 665 - 672, 1972.
- [88] T. Goto, H. Kano, S. Hattori, *Plasma Parameters in Gas Discharges for Positive-Column He-Se⁺ Lasers*. J. Appl. Phys., 43, 12, 5064 - 5068, 1972.
- [89] H. Kano, T. Goto, S. Hattori, *Electron Temperature and Density in He-CdI₂ Positive-Column Used for I⁺ Laser*. J. Appl. Phys. (w druku).
- [90] T. Dote, *A New Method for Determination of Plasma Electron Temperature in the Floating Double Probe*. Japan, J. Appl. Phys., 7, 964 - 965, 1968.
- [91] S. Hattori, I. Goto, *Excitation Mechanism and Plasma Parameters in Pulsed Argon-Ion Lasers*. I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-5, 11, 531 - 538, 1969.
- [92] W. J. Gołand, *Swierchowskokczastotnyje metody issledowanija plazmy*, Nauka, 1968, 104 - 149.
- [93] D. J. Rose, S. C. Brown, *Methods of Measuring the Properties of Ionized Gases at High Frequencies. III, Measurement of Discharge Admittance and Electron Density*, J. Appl. Phys., 23, 9, 1028 - 1032, 1952.
- [94] D. T. Hodges, *Helium-Cadmium Laser Parameters*. Appl. Phys. Letters, 17, 1, 11 - 13, 1970.
- [95] H. B. Dorgelo, H. Alting, C. J. Boers, *Elektronentemperaturen in der Positiven Saule in Gemischen von Neon und Argon oder Quecksilber*, Physica, 2, 9, 959 - 967, 1935.
- [96] M. Janossy, V. V. Itagi, L. Csillag, *On the Excitation Mechanism and Operation Parameters of the 4416 Å He-Cd Laser*. Acta Phys. Acad. Sci. Hung., 32, 1 - 4, 149 - 163, 1972.
- [97] T. G. Giallorenzi, S. A. Ahmed, *Saturation and Discharge Studies in the He-Cd Laser*. I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-7, 1, 11 - 17, 1971.
- [98] B. D. Hopkins, G. R. Fowles, *Isotope shifts in the 4416 Å Cadmium Laser*. I.E.E.E. J. Quantum Electronics, QE-4, 12, 1013 - 1015, 1968.
- [99] W. T. Silfvast, P. W. Smith, *Mode Locking of the He-Cd Laser at 4416 and 3250 Å*, Appl. Phys. Letters, 17, 2, 70 - 73, 1970.
- [100] W. F. Papakin, M. F. Sem, *O primienienii izotopow w OKG na parach kadmija i cinka*. Izw. W. U. Z., Fizika, 2, 117 - 118, 1970.
- [101] F. R. Faxvog, G. R. Willenbring, J. A. Carruthers, *Self-pulsing in the He-Cd Laser*. Appl. Phys. Letters, 16, 1, 8 - 10, 1970.
- [102] G. R. Willenbring, J. A. Carruthers, *Pulse Behavior in a Self-Locked 4416 Å He-¹¹⁴Cd Laser*. J. Appl. Phys. 41, 12, 5040 - 5041, 1970.
- [103] A. Ferrario, B. Querzola, *He-Se Mode Locked Laser with Internal Phase Modulation*. Opt. Commun., 3, 3, 161 - 4, 1971.
- [104] K. G. Hernqvist, *Effects of Transverse Magnetic Field for He-Cd Laser*. J. Appl. Phys., 40, 13, 5399, 1969.
- [105] J. Mizeraczyk, J. Konieczka, J. Chojnacki, M. Grodel, J. Łunkiewicz, Z. Rozkwitalski, *Badania stabilności lasera He-Cd o wzbudzaniu w kolumnie dodatniej wyladowania jarzeniowego*. Biul. IMP PAN, 1973.
- [106] *Compact He-Cd Laser Designed*. Bell Lab. Rec., 50, 2, 67, 1972.

- [107] *A He-Cd Competitor for He-Ne*. Opt. Spectra, 6, 3, 17, 1972.
- [108] L. D. Shearer, L. A. Riseberg, F. D. Sinclair, *Flow Gas Lasers at 6328 Å, 4416 Å, and 93 μ*. Rev. Sci. Instr., 42, 10, 1458 - 1460, 1971.
- [109] J. A. Piper, C. E. Webb, *A Hollow-Cathode Device for CW Helium-Metal Vapour Laser Systems*. J. Phys. D, Appl. Phys., 6, 400 - 407, 1973.

Ионные лазеры на парах металлов

Резюме

В работе представлено актуальное состояние знания о ионных лазерах на парах металлов с учетом исторического развития исследований лазеров такого типа. Описаны типичные конструкции ионных лазеров на парах металлов. Обсуждаются физические явления, связанные с механизмами инверсии осадков уровней в возбужденных ионах металлов. Более подробно описываются отдельные типы лазеров (He-Cd^+ , He-Zn^+ , He-Sn^+ , He-Hg^+ , He-Mg^+ , He-J_2 , He-Te^+ , Ne-Te^+).

Обсуждается также влияние изотопного состава и магнитного поля на выходные параметры ионных лазеров на парах металлов. Даны приметы практического применения.

Ion Metal-Vapour Lasers

Summary

The present state of research into ion metal-vapour lasers is presented in the paper, with a short historic review of their development included.

Typical designs of ion metal-vapour lasers are described and physical phenomena leading to the population inversion in excited metal ions are discussed. Some types of lasers (He-Cd^+ , He-Zn^+ , He-Sn^+ , He-Hg^+ , He-Mg^+ , He-J_2 , He-Te^+ , Ne-Te^+) are described in detail.

The influence of the isotopic composition and magnetic field on the output parameters of the ion metal-vapour lasers is discussed as well. Practical applications of lasers are exemplified.