



Title	炭酸ガスレーザーの開発とその応用に関する研究
Author(s)	中塚, 正大
Citation	大阪大学, 1973, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2687
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

炭酸ガスレーザーの開発と
その応用に関する研究

昭和48年1月

中 塚 正 大

炭酸ガスレーザーの開発と
その応用に関する研究

昭和48年1月

中 塚 正 大

内 容 梗 概

本論文は著者が大阪大学大学院在学中に行なった炭酸ガスレーザーの開発および炭酸ガスレーザーのプラズマ工学への応用に関する研究成果をまとめたものである。

レーザーの出現によって従来には不可能であった多くの実験的、工業的成果があげられてゐるが、それらはレーザーの特徴である単色性、可干渉性および高出力性についてゐる。高出力レーザーは固体レーザーにおいて、単色性は気体レーザーにおいて高性能が実現されてきたが炭酸ガスレーザーはそれらを併せ備えたものである。高出力炭酸ガスレーザーは科学研究および工業技術上の応用面の広さから考えるに、その開発研究は特に重要である。

著者は炭酸ガスレーザーの動作におけるレーザー系への入力機構としてプラズマ物性的立場より検討を加え、プラズマの動的特性に関する実験的新知見を得た。またレーザー高出力化の方向に対し、高気圧パルス励起炭酸ガスレーザーを開発し、その問題点を明らかにした。更に炭酸ガスレーザーの高出力赤外光を用いた応用の一つとして、TP-Dプラズマを対象とする光散乱プラズマ診断法を研究すると共に、レーザーによるプラズマ生成、プラズマ加熱の実験を試みた。

これらの研究成果によって、高出力炭酸ガスレーザーの開発研究および、赤外光高出力源のプラズマ工学への応用に関する有効な指標が与えられるものと考えられる。

本論文は6章より成る。

第1章は緒論であって、各種レーザーの中での炭酸ガスレーザーの特質について述べ、その開発の必要性和、応用の可能性について論じ、本研究の工学的位置づけを行なっている。

第2章では炭酸ガスレーザーの励起機構を解明する上で重要なレーザー中プラズマの諸特性について述べ、あわせて軸方向パルス励起炭酸ガスレーザーに関して得られた実験結果を示している。

第3章は本論文の中心をなすものであり、炭酸ガスレーザーの高出力化の一方向として高気圧横方向励起レーザーの開発に関する諸問題を明らかにし、試作した各種レーザーの発振諸特性について述べている。

第4章も本論文の重要な部分をなすものであって、炭酸ガスレーザーのプラズマ診断法への応用について述べている。微小赤外光検知技術を用い、従来のレーザー光散乱計測法を、はじめて赤外域にまで拡張し、低密度プラズマの光散乱診断に関する問題点を明らかにしている。

第5章では、開発された高出力炭酸ガスレーザーによるプラズマ生成、およびプラズマ加熱に関する実験結果を述べている。

第6章は結論であって、以上5章にわたって述べた研究成果を総括し、得られた結果をまとめている。

目 次

内 容 梗 概	1
発表論文および報告	7
第 1 章 緒 論	13
第 2 章 低圧力炭酸ガスレーザーの諸特性	19
§ 2.1 ま え が き	19
§ 2.2 CO_2 レーザー プラズマ の 特 性	21
2.2.1 プラズマイニピーダンスの測定	22
2.2.2 電子温度、電子密度の測定	26
§ 2.3 軸方向パルス励起レーザーの共振特性	33
2.3.1 低圧力パルス励起レーザー	33
2.3.2 高圧力パルス励起レーザー	37
2.3.3 検討および今後の問題点	41
§ 2.4 お そ べ	45
第 3 章 横励起高気圧炭酸ガスレーザーの諸特性	47
§ 3.1 ま え が き	47
§ 3.2 TEA- CO_2 レーザー 装 置	49
3.2.1 針電極型 TEA レーザー	49
3.2.2 ニ重放電型 TEA レーザー	51
3.2.3 電子ビーム制御放電型 TEA レーザー	51
3.2.4 放電回路と放電特性	52
§ 3.3 共振出力特性	55
3.3.1 炭酸ガスのみの場合	56

3.3.2	窒素,ヘリウムガス混合効果	57
§ 3.4	発振パルス特性	59
3.4.1	利得Qスイッチ作用と自己モードロッキング	59
3.4.2	横モード	63
§ 3.5	Matrix-type TEAレーザーの増幅特性	65
3.5.1	小信号利得の測定	65
3.5.2	飽和利得の測定	67
§ 3.6	むすび	68
第4章	炭酸ガスレーザーによるプラズマ計測	73
§ 4.1	まえがき	73
§ 4.2	実験装置	74
4.2.1	炭酸ガスレーザーとプラズマ装置	74
4.2.2	赤外光検知器	76
§ 4.3	レーザー干涉計測	79
§ 4.4	レーザー光散乱計測	82
4.4.1	CO ₂ レーザーの有効性	82
4.4.2	散乱計測光学系とデータ処理	85
4.4.3	実験結果	87
§ 4.5	検討	92
4.5.1	プラズマによる屈折効果	92
4.5.2	光ヘテロダイン法による散乱光検出	97
4.5.3	電子密度の放電電流依存性	99
§ 4.6	むすび	100

第5章	炭酸ガスレーザーによるプラズマ生成と加熱	105
§ 5.1	まえがき	105
§ 5.2	炭酸ガスレーザーの有効性	105
5.2.1	レーザー光吸収過程	105
5.2.2	プラズマの閉い込め	108
§ 5.3	エピンチプラズマの加熱	110
5.3.1	実験装置	110
5.3.2	エピンチプラズマパラメータの決定	111
5.3.3	吸収測定	113
5.3.4	検討	115
§ 5.4	レーザープラズマの生成	119
5.4.1	実験装置	119
5.4.2	実験結果および検討	121
§ 5.5	むすび	126

第6章	結 論	129
-----	-----	-----

謝 辞	133
-----	-----

発 表 論 文

発表年月	題 目	発表機関
昭和 年 月 41. 7	レーザーレーダーによる大気観測と伝播実験	応用物理 <u>35</u> , 507 (1966)
43. 1	CO ₂ -N ₂ -He レーザーのパルス出力特性	応用物理 <u>37</u> , 60 (1968)
45. 3	CO ₂ レーザーによる TP-D プラズマの計測 (I)	核融合研究 <u>25</u> , 37 (1970)
45. 6	CO ₂ レーザーによる TP-D プラズマの計測 (II)	核融合研究 <u>25</u> , 192 (1970)
45. 10	Diagnostics of Plasma by CO ₂ Laser	Tech. Repts. Osaka Univ. <u>20</u> , 647 (1970)
46. 3	CO ₂ レーザーによる TP-D プラズマの計測 (III)	核融合研究 <u>26</u> , 72 (1971)
46. 4	大気圧炭酸ガスレーザー (発振特性)	核融合研究 <u>26</u> , 166 (1971)
46. 7	赤外検知器の試作と今後の開発上の課題	超低温技術 <u>1</u> , 56 (1971)
46. 9	Scattering Diagnostics of Plasma by CO ₂ Laser	Phys. Letters A, <u>36A</u> 317 (1971)
46. 10	Optimum Condition of Nitrogen Mixing Ratio on TEA-Type CO ₂ -N ₂ Laser	Japan. J. appl. Phys. <u>10</u> , 1480 (1971)
46. 11	Refraction Effect of CO ₂ Laser Beam by Plasma	Phys. Letters A, <u>37A</u> 169 (1971)
46. 10	CO ₂ レーザーによる TPD プラズマの計測 (IV)	核融合研究 <u>27</u> , 19 (1971)

発表年月	題 目	発 表 機 関
47. 1	Self-Mode Locking of TEA CO ₂ Laser with Herical Pumping	Japan. J. appl. Phys. 11, 114 (1972)
47. 6	TEA-CO ₂ レーザの現状	電気学会技術報告 No.103, 37 (1972)
47. 8	Gain Measurements of Matrix-Type TEA-CO ₂ Laser	Japan. J. appl. Phys. 11, 1227 (1972)
48. 2	TEA-CO ₂ レーザ	応用物理 42, 2号 (1973) 掲載予定
48. 3	炭酸ガスレーザーによる光散乱プラズマ計測	電学論文誌 A, 93-A 3号 (1973) 掲載予定
48. 4	横方向励起高気圧炭酸ガスレーザーの諸特性	電学論文誌 C, 93-C (1973) 掲載予定

学会発表

発表年月	題 目	発表機関
昭和年月	レーザによる大気観測(Rayleigh 散乱とMie散乱)	電気四学会連大
41. 4	CO ₂ レーザの発振特性	応用物理学会
42. 4	CO ₂ レーザの発振特性	電気四学会連大
42.10	CO ₂ レーザの発振特性Ⅱ	物理学会分科会
43. 3	炭酸ガスレーザの特性(Q スイッチと電子温度)	応用物理学会
43. 3	CO ₂ レーザの特性と分光	電気四学会連大
43. 4	炭酸ガスレーザの発振特性 Ⅲ(Qスイッチと分光)	物理学会年会
43. 11	オプティカル・ヘテロダイン方式	電気関西連大
44. 4	CO ₂ レーザの特性(吸収セル)	物理学会年会
44. 10	CO ₂ レーザによるTPDプラズマ の計測	物理学会分科会
44. 11	電磁波の散乱によるプラズマ計測	電気関西連大
45. 3	CO ₂ レーザによるプラズマの診断	電気四学会連大
45. 4	CO ₂ レーザによるプラズマの診断	物理学会分科会
45. 10	大出力CO ₂ レーザ	物理学会年会
45. 10	大出力CO ₂ レーザ	応用物理学会
45. 11	大気圧炭酸ガスレーザ	電気関西連大
46. 3	大気圧炭酸ガスレーザ(Ⅱ)	電気四学会連大
46. 3	炭酸ガスレーザによるTP-D プラズマの計測	電気四学会連大

発表年月	題 目	発表機関
昭和46.4	CO ₂ レーザーの特性(電子エネルギー分布)	物理学会分科会
46.4	大気圧炭酸ガスレーザーⅡ	物理学会分科会
46.4	CO ₂ レーザーによるTPDプラスマの計測	物理学会分科会
46.4	TEA-CO ₂ レーザーのプラスマへの応用	物理学会分科会
46.4	大気圧炭酸ガスレーザー(Ⅱ)	応用物理学会
46.9	Scattering Diagnostics of a Plasma by CO ₂ Laser	10th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Oxford, U. K.
46.10	大気圧炭酸ガスレーザーⅢ(ヘリカルポンピング)	物理学会年会
46.10	TEA-炭酸ガスレーザー(溝型)	物理学会年会
46.10	炭酸ガスレーザーによるプラスマ加熱	物理学会年会
46.10	大気圧炭酸ガスパルスレーザー	電気四学会連大
46.10	大気圧炭酸ガスレーザーⅢ(ヘリカル型発振特性)	電気関西連大
46.10	大気圧炭酸ガスレーザーⅣ(セルフ・モードロッキング)	電気関西連大
46.10	炭酸ガスレーザーによるプラスマ加熱	電気関西連大
46.11	大気圧炭酸ガスレーザー(Ⅲ)(ヘリカル発振特性)	応用物理学会

発表年月	題 目	発表機関
昭和年,月 46. 11	大気圧炭酸ガスレーザー (IV) (Self Mode Locking)	応用物理学会
46. 11	炭酸ガスレーザーによるプラズマ加熱	応用物理学会
47. 3	大気圧炭酸ガスレーザー (V) (増幅特性)	応用物理学会
47. 4	CO ₂ レーザーによるプラズマ加熱	物理学会分科会
47. 4	TEA・CO ₂ レーザー (IV)	物理学会分科会
47. 10	ELION CO ₂ レーザー	物理学会年会
47. 10	High Power TEA CO ₂ レーザー	物理学会年会
47. 10	CO ₂ レーザーのパルスコントロール	物理学会年会
47. 10	大出力 TEA CO ₂ レーザー	電気関西連大

研究会・シンポジウム講演

発表年月	提 目	発表機関
昭和44.2月	CO ₂ レーザーによるTPDプラズマの計測計画	「TPD like Plasma」研究会
44. 2		
45. 11	CO ₂ レーザープラズマの特性	プラズマにおける素過程研究会
46. 1	炭酸ガスレーザーによるプラズマの計測	電気学会「プラズマ研究会」
46. 2	TEA CO ₂ レーザー	レーザープラズマ研究会
46. 2	CO ₂ レーザーによるTPDプラズマの計測	レーザープラズマ研究会
46. 5	TEA CO ₂ レーザーのプラズマへの応用	レーザープラズマ研究会
46. 5	大気圧CO ₂ レーザープラズマの発振特性	「プラズマにおける素過程」研究会
46. 9	TEA CO ₂ レーザーの特性	電通学会「量子エレクトロニクス研究会」
46. 10	TEA CO ₂ レーザー	大阪府総合科技委. 「レーザー計測技術」部会
46. 10	TEA CO ₂ レーザーによるプラズマ発生と加熱	レーザープラズマ研究会
46. 12	TEA CO ₂ レーザーの現状	電気学会「高出力レーザー装置調査専門委員会」

第1章 緒 論

電波工学の取扱う領域は除々に短波長域へと発展してきたが、レーザーの出現^{(1),(2)}以来、一躍可視光領域へと拡張された。レーザーは可干渉性に優れ、指向性が良好であり、鋭い単色性を持つと共に、高出力性を備えている。レーザーの開発の歴史は可視光、近赤外光領域のルビーレーザー、He-Neレーザーに始まり、その後、紫外域から遠赤外光域へと続いている。既に干渉を越す発振線が報告されている。レーザーの開発と同時に進められてきた応用技術の発展はレーザーの可干渉性、単色性および高出力性に負っている。高出力性は固体レーザーにおいて、また単色性は気体レーザーにおいて高性能が実現されてきたが、炭酸ガスレーザー⁽³⁾はそれらを兼ね備えたものとして特に注目を与えている。

炭酸ガスレーザーは次のような利点を有している。(i)他の固体・気体レーザーと比較して、出力が高く、また(ii)約20%の高効率⁽⁴⁾が期待される。発振波長(9.6 μm 帯、10.6 μm 帯)は中間赤外域にあり、(iii)大気中伝播損失の少ない大気の窓(8~13 μm)に相当し、(iv)長波長のために光学素子などに要求される精度が比較的低くできる。(v)また、気体媒質を用いるので、大出力固体レーザーにおける出力限界を与えるレーザー媒質の光学的破壊^{(5),(6)}から生じる諸問題も容易に解決しうる。

高出力炭酸ガスレーザーの開発は、低圧カ軸方向放電

励起レーザーの装置規模の拡大から始められた。⁽⁷⁾ しかし実用上では、適当な規模を持つものが密請される。炭酸ガスレーザーは固体レーザーと同様にQスイッチ技術が利用できる⁽⁸⁾が、連続出力に対する出力増加率は計算上は約1000倍、実験的には約200倍程度である。レーザー出力の増大化は、レーザー媒質の励起効率の向上と励起分子数の増加により企められると、覬みから、著者はパルス励起、高圧カレーザーの開発を試みた。

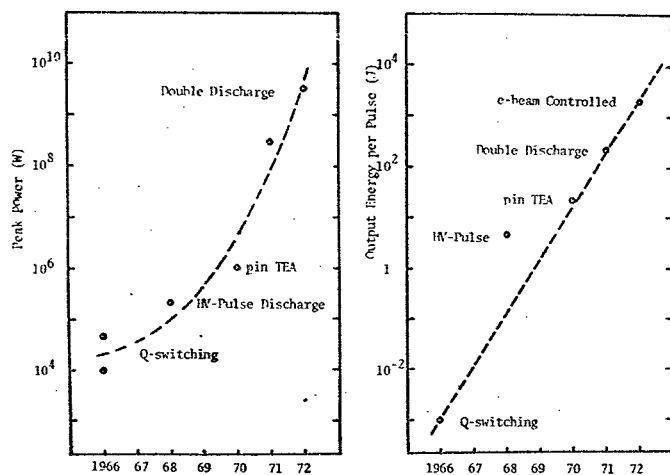
低圧カ軸方向放電レーザーでは、通常動作圧力は10 Torr 以下であり、活性分子数も少なく、定常状態での温度上昇による利得の低下は高速流冷却⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾によらなければ避けられない。また圧力上昇に対しては高い放電電圧の必要性和一様グロー放電の困難さが存在する。しかし、パルス励起では、レーザー下準位の緩和時間が極めて短いため、大電流パルス励起により、高い励起効率が得られ、連続放電に比較して、高出力が期待される。⁽¹¹⁾ 高電圧発生装置は容易に用いられる⁽¹²⁾のでレーザー媒質圧力も上昇できる。大気圧下までの高圧カパルス励起はレーザー共振器光軸に直角に放電を行なわせることで可能となり⁽¹³⁾更に活性媒質容積を増すために種々の横方向励起方法が提案されている。^(14,15) 現在までに報告された炭酸ガスレーザーの尖頭出力およびパルスあたりの出力エネルギーの年毎の増加をFig. 1-1に示した。

著者は、軸方向パルス励起レーザーの共振特性を、全圧力2~70 Torr、電圧4~80 kV/cmの範囲で検討しパルス出力増加の機構を明らかにした。また軸方向定常

放電レーザープラズマの特性を検討し、エネルギー入力機構に重要な意味を持つプラズマパラメーターの動的特性に関する実験的知見を得た。大気圧動作の横励起パルスレーザーにおける N_2 , He ガス混合効果、発振モード、Qスイッチ機構、および自己モードロッキング特性などを検討し、諸問題を明らかにした。

炭酸ガスレーザーの応用分野はその長波長、高出力性から広く期待される。従来、 $10\mu m$ 帯の干渉性の良い光源は皆無と言ってよく、炭酸ガスレーザーの計測工学への応用⁽¹⁶⁾、大気中通信の開発⁽¹⁷⁾、大気中汚染物質の検出⁽¹⁸⁾などの研究が進められている。プラズマ診断⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾においても干渉散乱計測法は、マイクロ波や可視光による計測領域を拡張し、その空間を埋めるものとして有望である。

レーザー応用分野で重要な他の一つは、強力なエネルギー



ギ一源としての利用であり、赤外域での光と物質の非線形相互作用の研究⁽²¹⁾、熱加工技術⁽²²⁾の確立、核融合プラズマへの応用⁽²³⁾など幅広い分野がある。

著者は、プラズマ工学への応用として、炭酸ガスレーザーによるプラズマ診断およびプラズマ生成、加熱の実験を行なった。従来レーザー光散乱によるプラズマ診断には出力および発振線幅の狭からルビールーザー（波長 $0.69\mu\text{m}$ ）が用いられ、比較的高密度プラズマのみを対象とした。赤外微小光検知技術を開発し、高出レーザーを用いることによつて、低密度プラズマ（ $n_e \sim 10^{14}\text{cm}^{-3}$ ）を対象とするレーザー光散乱計測法が確立された。また開発した横方向励起レーザーを利用したプラズマの生成加熱の基礎的研究を行なった。

以下5章にかたつて、得られた研究成果を述べる。

参考文献

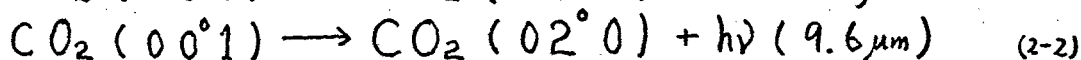
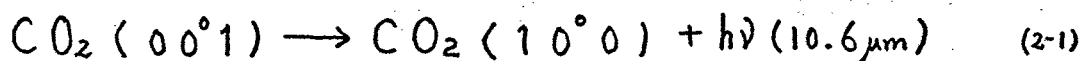
- 1) T.H. Maiman: Nature 187 (1960) 493.
- 2) A. Javan et al: Phys. Rev. Letters 6 (1961) 106.
- 3) C.K.N. Patel: Phys. Rev. Letters 13 (1964) 617.
- 4) W.L. Nighan et al: Appl. Phys. Letters 14 (1969) 240.
- 5) A.J. Glass et al: NBS Spec. Pub. No. 341 (1970).
- 6) R. Dumanchin et al: IEEE J. Quantum Electron. QE-8 (1972) 163.
- 7) P.A. Miles et al: IEEE J. Quant. Electron. QE-4 (1968) 811.
- 8) M.A. Covacs et al: Phys. Letters 8 (1966) 62.
- 9) W.B. Tiffany et al: Appl. Phys. Letters 15 (1969) 91.
- 10) T.F. Deutch et al: Appl. Phys. Letters 15 (1969) 88.
- 11) P.K. Cheo: J. Appl. Phys. 38 (1967) 3563.
- 12) A.E. Hill: Appl. Phys. Letters 12 (1968) 324.

- 13) J.A. Beaulieu: Appl. Phys. Letters 16 (1970) 504.
- 14) R. Dumanchin et al: Intern. Quant. Electron. Conf. (Kyoto, 1970).
- 15) A.K. Laflamme: Rev. sci. Instrum. 41 (1970) 1578.
- 16) F. Keilman: Repts. of IPP Germany, IPP-IV/4 (1970).
- 17) F.E. Goodwin et al: IEEE J. Quant. Electron. QE-4 (1968) 612.
- 18) R.T. Meuzies: Appl. Opt. 10 (1971) 1532.
- 19) 山中, 井沢 他: 電学誌. 88 (1968) 774
- 20) 山中, 糟谷 他: 電学誌. 88 (1968) 950
- 21) G.D. Boyd et al: IEEE J. Quant. Electron. QE-4 (1968) 515.
- 22) A.B.J. Sullivan et al: British Welding J. 46 (1967) 443.
- 23) J.M. Dawson: Repts. Princeton Univ. MATT-786 (1970).

第2章 低圧力炭酸ガスレーザーの諸特性

§2.1 まえがき

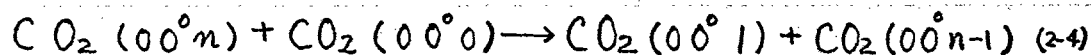
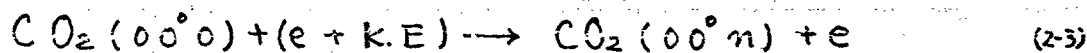
CO_2 分子は、対称中心を持つ直線状分子であり、基本振動モードは対称性伸縮、屈曲および反対称性伸縮モード（特性振動数 ν_1, ν_2, ν_3 ）のみであり、レーザー発振に関係したエネルギー準位を Fig. 2-1 に示した。Patel によって発見されたレーザー遷移は⁽¹⁾



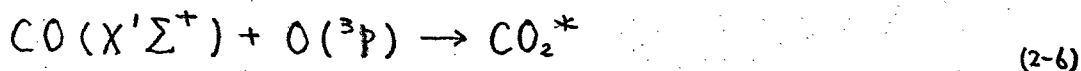
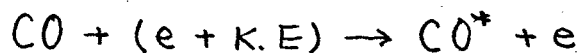
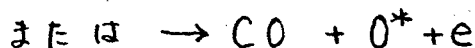
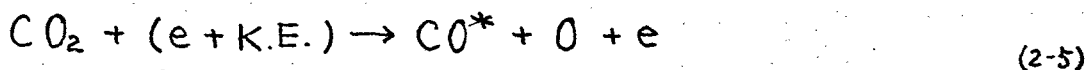
であり、回転量子数に対する選択律 ($\Delta J = \pm 1$) によってそれぞれ P 枝、R 枝が存在する。

CO_2 分子の励起機構としては初期には⁽²⁾

a) 電子衝撃励起過程



b) 再結合励起過程



c) カスケード遷移励起過程



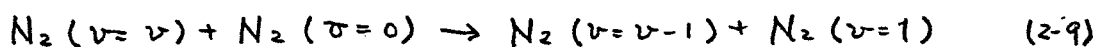
などが考えられた。b) の過程は短かいパルス励起の場合

は発振状態の形成には約 $300\mu s$ 程度の遅れを生いいると思われた。更に

d) N_2 分子による共鳴励起過程

(2-9)

$CO_2(00^00) + N_2(v=1) \rightarrow CO_2(00^01) + N_2(v=0) - 18cm^{-1}$
 が見出された。⁽³⁾ $N_2(v=1)$ は電子衝撃励起による。



により生じ、基底準位への輻射遷移が禁止されているので寿命は長い。

CO_2 分子の電子衝撃励起断面積は $\sigma_{CO_2} \sim 5 \times 10^{-16} cm^2$, $\sigma_{N_2} \sim 1.5 \times 10^{-16} cm^2$ と極めて大きく、且つ共鳴的特性を有している。^(4,5) 従って、励起過程で主要な役割は a), d) によるものと考えられ、レーザー中プラズマの特性が直接的にレーザー入力機構を左右することになる。また、 CO_2 レーザーにおいてはレーザー輻射として取出されるエネルギーが大きいため、発振時と非発振時でプラズマパラメーターは異なったものになると推定される。プラズマ中の電子密度、電子温度などのプラズマパラメーターの動的特性は、反転分布形成過程の解明に重要な寄与を与えるものと思われる。

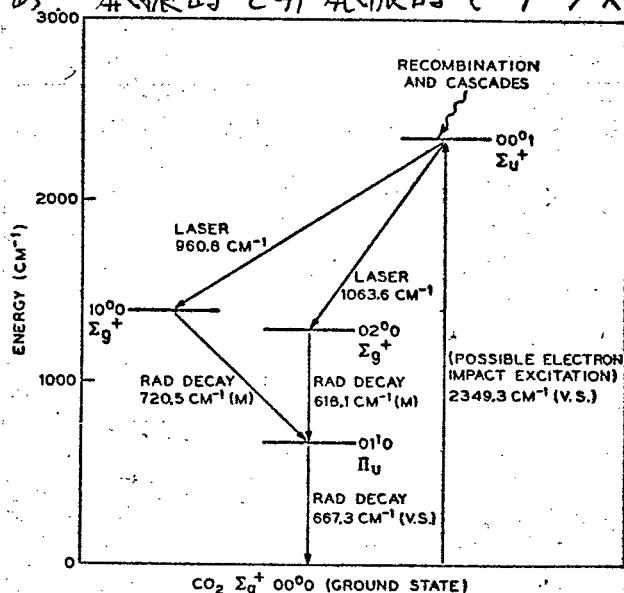


Fig. 2.1. CO_2 分子 振動エネルギー準位図

— オ レーザー下準位系
 (10^00 , 01^10) の分布

密度は、エネルギー単位が低いいためボルツマン分布を仮定すると温度の指数関数となり、その結果、レーザー利得は、近似的に次式で表わされる。

$$\alpha_J \propto T^{-3/2} J(N_2 - N_1) \exp[-B_2 J(J+1)hc/kT] \quad (2-10)$$

小信号利得は：ほぼ温度の $3/2$ 乗に逆比例する。レーザー下準位は、 He 、 H_2O などの混合により極めて早く（約 $2 \times 10^{-7} \sim 0.45 \text{ ms} \cdot \text{Torr}$ ）⁽⁶⁾ 緩和し、また He ガスの混合は放電管壁への熱伝導率を増大させ、気体温度の減少効果が著るしい。⁽⁷⁾ 高い尖頭出力を得るには、Qスイッチ技術を併用するとしても、パルス励起による励起効率の上昇に期待するのが望ましい。またパルス励起では放電のくり返しが比較的小さい場合は気体の温度上昇はないと考えられる。

本章では、低圧カ軸方向連続放電レーザーにおけるレーザー中プラズマの特性、およびパルス励起レーザーの動作特性に対する実験結果を述べる。

§2-2 CO_2 レーザー プラズマの特性

発振しているガスレーザー中プラズマにおいて、発振を停止させると放電電流が増加する現象は最初 He-Ne レーザーで見出された。⁽⁸⁻¹⁰⁾ $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ レーザーでは出力が大きいため、この効果は顕著に現われる。^(11,12) しかし、分子気体プラズマ中での、この種の現象は、電離過程、励起過程など複雑な機構と強く結合しており、簡単に説明できないものと思われる。本節では、プラズマイ

インピーダンス, および電子密度, 電子温度, レーザー発振による変動に関して得られた実験的知見を述べる。

2.2.1 プラズマインピーダンスの測定

実験に用いたレーザー放電管は, 直径20mm, 長さ140cmの空冷管である。レーザー共振器内にチョップを挿入し, レーザー発振をon-offし, その時の放電電流の変化を求めた。放電気体は $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 7$ であった。放電電流変化の例を Fig. 2.2 に示す。

$P = 5.2 \text{ Torr}$, $I = 3.5 \text{ mA/cm}^2$ (11mA) であり, 電流変化は指数函数的になった。

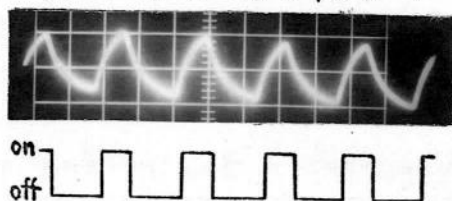


Fig. 2.2 (a) 電流変化 (0.25mA/d)
(b) チョップの on-off, 2ms/d.

インピーダンス変化を算出するためにはプラズマを Fig. 2.3 のような等価回路とみる。 Z_B は外部放電抵抗, Z_I はプラズマインピーダンスの中の電流依存成分, Z_L はレーザー出力依存成分である。

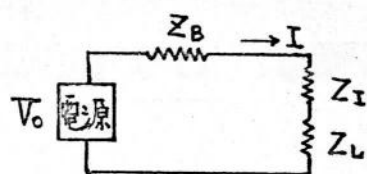


Fig. 2.3 プラズマ等価回路

$$I_0 = \frac{V_0}{Z_T} ; Z_T = Z_B + Z_I + Z_L \quad (2.11)$$

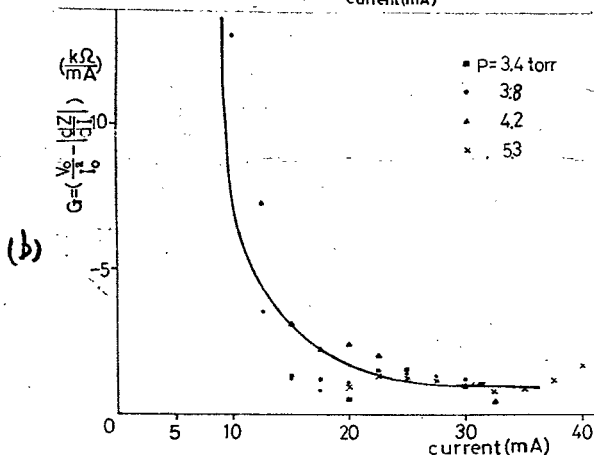
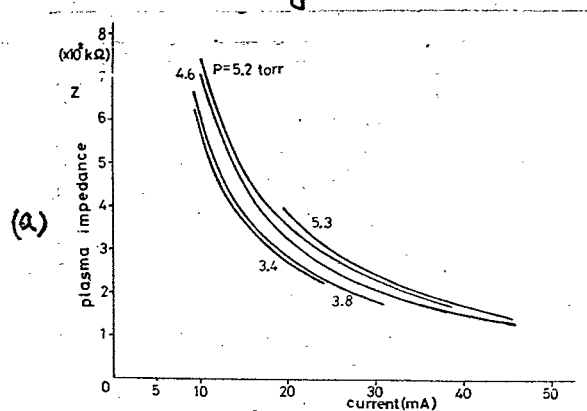
より, 電流変化分は

$$\Delta I = -\frac{V_0}{Z_T^2} \left(\Delta Z_L + \frac{\partial Z_I}{\partial I} \Delta I \right) \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} \Delta Z_L &= -\left(\frac{Z_T^2}{V_0} + \frac{\partial Z_I}{\partial I} \right) \Delta I \\ &= -G \Delta I \quad ; \quad G \equiv \left(\frac{V_0}{I_0^2} - \left| \frac{\partial Z_I}{\partial I} \right| \right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

G は、非発振時のプラズマイニピーダンスの電流依存性をも含んだ換算係数である。

グロー放電領域において、レーザー放電管印加電圧は放電電流によらず、殆んど一定であるので、プラズマイニピーダンスは、放電電流に反比例し、気体圧が高い程大きい。Fig. 2.4(a)に放電管全体(陰極降下部も含む)



に対するプラズマイニピーダンス(非発振時)の電流依存性を示した。 $I = 10 \sim 45 \text{ mA}$ において $Z_E = 700 \sim 150 \text{ k}\Omega$ であった。

G の値は、Fig. 2.4(b)に示したように、符号は負で、電流値の大きい領域では約 $-1 \text{ k}\Omega/\text{mA}$ であるが、電流が減少するに従って、急激に大きくなる。 $G < 0$ は ΔI と ΔZ が同符号であることを示し、発振時に電流が増し、イニピーダンスが増加したことになる。

Fig. 2.4 Z (a)および G (b)の電流依存性

レーザー発振時のイニピーダンス変化分 ΔZ_L をFig. 2.5に示した。放電電流依存性は G の変化と似ており、レーザー出力依存性は明確に出ていない。イニピーダンス変化の大きさは約0.1%であった。チヨッパの窓の大きさを、レーザースポット径約6mm

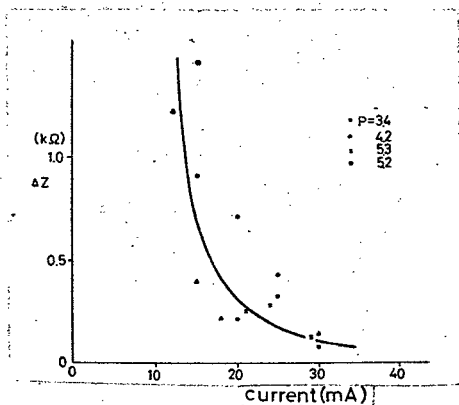


Fig. 2.5 ΔZ の電流依存性

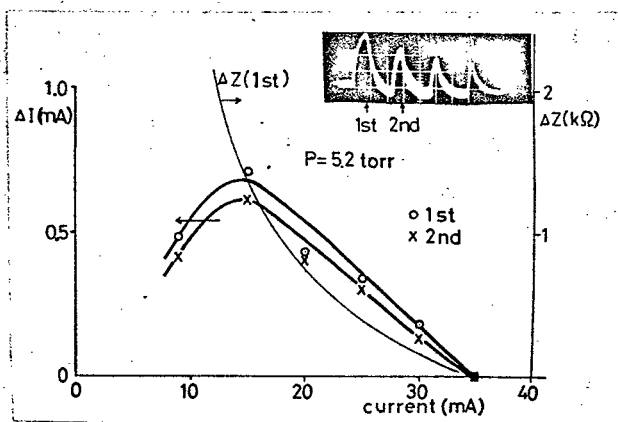


Fig. 2.6 $\Delta Z, \Delta I$ の電流依存性

に對して, 23, 18, 14, 11, 8 mm と変化させた時の ΔI および ΔZ を Fig. 2.6 に示した。 ΔI は放電電流約 15 mA で最大となりチョッパ窓の大きさが小さくなるにつれて減少した。しかし ΔZ はこのような変化をせず単調に減少した。 $\Delta I/I$ は最大約 5% であった。レーザー出力特性を考慮すると、放電電流の変化分が、レーザー出力に比例的に生じていると考えられる。

プラズマへの電氣的入力パワーの変化は管電圧を V とすると $(V = V_0 - I Z_B)$,

$$\Delta P/P = (1 - \frac{I}{V} Z_B) (\Delta I/I) \quad (2.14)$$

となる。この式は、 $Z_B = V/I$ の時には、 $\Delta I \neq 0$ でも、 $\Delta P = 0$ となり、逆に $\Delta P \neq 0$ でも $\Delta I = 0$ が生じること示している。実験条件では $Z_B (80 k\Omega) < (I/V)$ であり、発振時の $\Delta I > 0$ は、プラズマ入力の变化分 $\Delta P > 0$ を表わし、これはプラズマから取り出された光出力に対応すると思われる。

プラズマ、発振時の変化は、一定の遅れ時間をもっている。チョッパ onset 時のレーザー出力の立ち上がり時

間は μs 程度であることから、 ΔI の応答性は、プラズマ中での緩和現象に関する情報を含んでいると考えられる。電流変化のより時間は、使用した混合気体に対する ms であった。

チョッパ周波数の低い場合は、Fig. 2.2 とは異なる変化を示した。onset 時間が長くなると on 時および off 時にほぼ同量の逆符号の ΔI が観測され、そのピーク値は、on 時間 $2.3 ms$ (チョッパ周波数 $f = 210 Hz$) で $\Delta I_p = 0.7 mA$ から、on 時間 $16 ms$ ($f = 30 Hz$) で $0.25 mA$ まで、ほ

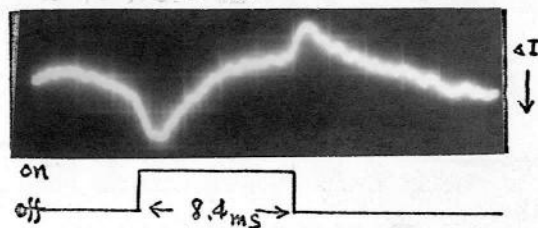
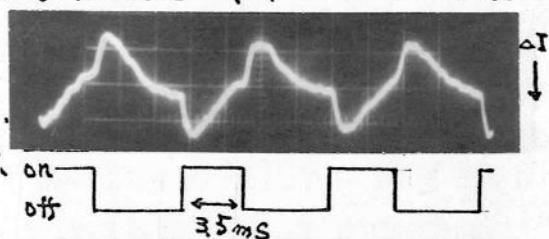


Fig. 2.7 チョッパ周波数変化による ΔI の変化.

ぼ $\sqrt{f}$ に比例して変化した。Fig. 2.7 からレーザー発振時の電流変化は、 $\Delta I_1 > 0$ (時定数 τ_1) を生じる過程と $\Delta I_2 < 0$ (τ_2) を生じる過程がプラズマ中に存在し、過渡的には、 $\Delta I = \Delta I_1 e^{-t/\tau_1} - \Delta I_2 e^{-t/\tau_2}$ として電流変化が示されるものと思われる。定常的変動分は $\Delta I = \Delta I_1 - \Delta I_2$ である。プラズマの過渡的応答はレーザー各準位の緩和現象とも結合している。

結論的には、プラズマイニピーダンスの変化より、放電電流の変化が、直接レーザー発振機構と強く関係しているが、プラズマ中での、レーザー発振時の各種電離、励起過程全体が複雑に作用しているため明確な解析は困難となった。次の項では、プラズマ中の電子密度、電子温度のレーザー発振時の変動について検討する。

2.2.2 電子温度, 電子密度の測定

(a) 実験装置

レーザー放電管は、内径 20 mm 、長さ 180 cm (放電部) で、曲率半径 2.7 m の凹面鏡 (一々に結合孔を有する) を共振器に用いた。電子温度および電子密度は、電気探針を用いた。(長さ 3 mm , 直径 0.2 mm) 共振状態において測定するため、探針はレーザー光束を乱さない程度、管軸からずらした。測定部は、放電管中央であり、プラスマには強い電界がかかっているため、フロー回路は浮かして用いた。装置図を Fig. 2.8 に示す。

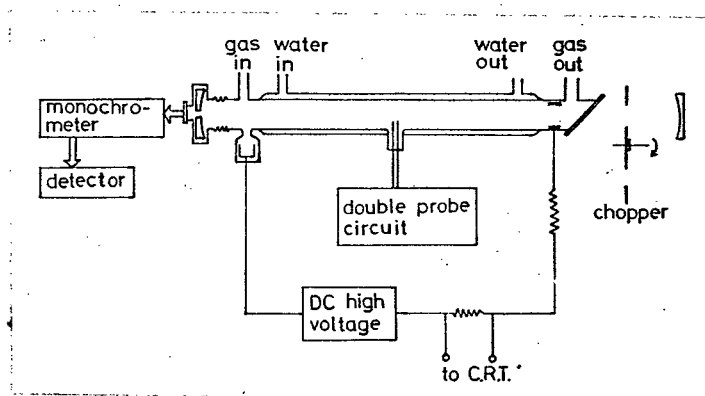


Fig. 2.8 n_e, T_e 測定回路

使用気体は $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 7$ で全圧力 $1.3 \sim 3.0$ Torr の間で電子温度, 電子密度のレーザー共振時と、非共振時の変化を求めた。計算に際して気体温度は 400°K と仮定した。

(b) 実験結果

電子密度および電子温度の測定結果を Fig. 2.9 (a) (b) に示した。放電電流は、電流密度で示したが、測定範囲で

は、管電流10~50mAに対応している。Fig. 2.10にはレーザー出力を示した。

(a)

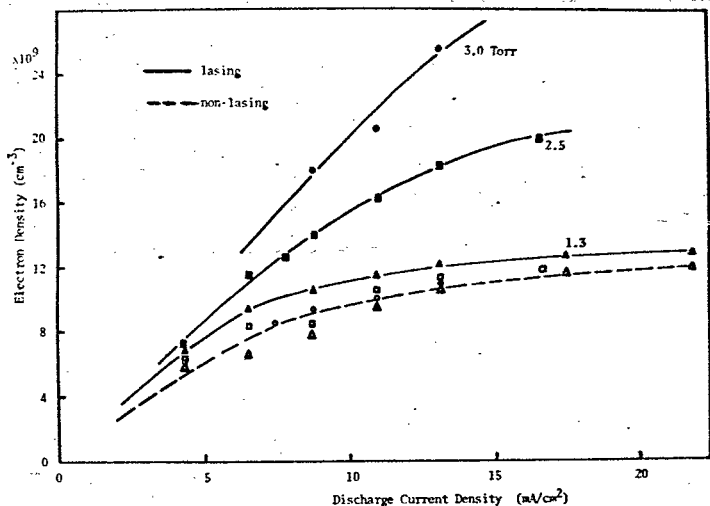


Fig. 2.9. 電子密度(a)および電子温度の放電電流依存性とレーザー発振の影響

(b)

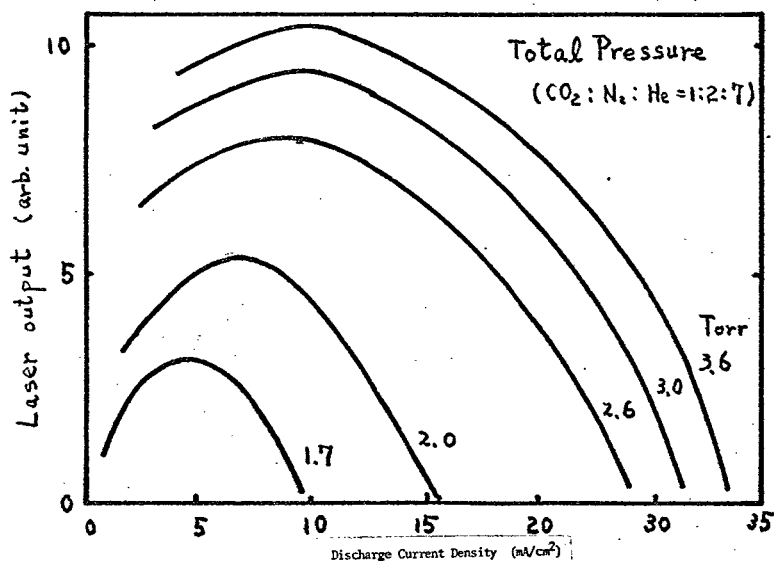
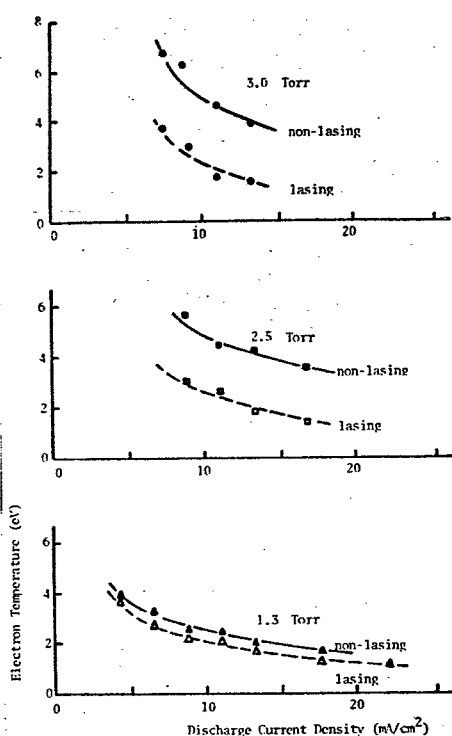


Fig. 2.10. レーザー出力特性.

非発振時の電子密度は、放電電流に対して直線的に増加せず、飽和特性を示した。また圧力 1.3~3.0 Torr では、殆んど変化せず、同じ曲線上に示される。レーザー発振が生じると、電子密度は大きく変った。圧力が高い程、増加率は高く、 $P = 3.0 \text{ Torr}$, $I = 15 \text{ mA/cm}^2$ では、 $1.1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ から $2.7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ に増加した。レーザー出力特性をも考慮すると、電子密度の増加は、レーザー出力に比例していると考えられる。

一方、電子温度は、非発振時には、圧力の高い方が、高い値を示し、放電電流の増加によって減少する。レーザーが発振状態に入ると、圧力に拘らず電子温度は減少し、かなり同じ値に落着いた。温度減少率は、高圧力時程大きかった。これもレーザー出力と関係づけられる。

(c) 検討

レーザー発振時と非発振時にプラズマパラメーターは大きく変化した。

非発振時の電子密度の値は、マイクロ波による測定値⁽¹³⁾とよく一致する。 $J = n_e e v_e$ より、高い電流領域では電子のドリフト速度は大きくなっていることがわかる。電子温度 T_e (eV) は 電場強度 E (V/cm) と圧力 P (mm Hg) により

$$T_e = 0.45 \frac{\lambda_0}{\sqrt{K}} \frac{E}{P} \quad (2.15)$$

で表わされ⁽¹⁴⁾、ここで λ_0 は $P = 1$ の時の電子の平均自由行程、 K は電子の 1 回衝突あたりの損失係数である、

$P = 2.5 \text{ Torr}$, $I = 10 \text{ mA/cm}^2$ の場合を考えると、

$T_e = 4.8 \text{ eV}$, $\lambda_0 = 0.13 \text{ cm}$ (in He), $E/P = 10 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ で, $K = 0.015$ となり, 弾性衝突における $K \sim (2me/M) \sim 3 \times 10^{-4}$ に比べて, 極めて大きな値となる。これは, 非弾性衝突の効果の大きいことを示しており, 電子密度の飽和傾向は, 大電流領域でのレーザー下準位の励起率増加によるレーザー出力の減少とよく一致する。レーザー発振時の電子密度の顕著な変化については, 電子密度を電気探針で求めているため, イオン温度の評価など不確定な因子も多く, 詳細な議論はできないが, 興味深い現象である。定性的には, レーザー発振作用によりレーザー下準位系が増加し, 電子の損失機構が変化したものと考えられる。

電子温度はマクスウェル分布を仮定して算出している。発振時に, 高圧力動作(高出力動作)時程, 大きく変化し, 圧力に拘らず一定温度に低下した。電子エネルギーが光出力として共振器外に取出された結果であるが, 同一レベルに低下したことは, 出力取出しが最適条件に近く, 発振時プラズマの特性が似ていることを示している。

CO_2 , N_2 分子のレーザー関連準位の励起に必要なエネルギーは, それぞれ $0.2 \sim 1 \text{ eV}^{(4)}$, $2 \sim 3 \text{ eV}^{(5)}$ であり, 共鳴的過程であるので, 電子エネルギー分布の上記領域に大きな変化(発振により分布に谷を生じ⁽¹⁵⁾)をきたす結果, T_e の減少として観測された。

プラズマ中の電子エネルギー分布は, 低電離で大きな分子を含む場合は, 弾性散乱のみでなく, K の大きい種々の励起(電離を含む)過程をも考慮しなければならな

い。電子エネルギー分布はよく知られたボルツマニ方程式⁽¹⁶⁾から導き出される。電界 E の中で空間的に均一な気体では、電子は次式に従って運動する。

$$-\frac{e}{m} E \cdot \nabla_{\vec{v}} f(\vec{v}) = \left(\frac{\partial f(\vec{v})}{\partial t} \right)_c \quad (2.16)$$

ここで、 $f(\vec{v})$ は電子の分布函数、その他は周知の表示である。右辺は全て衝突過程による $f(\vec{v})$ の変化を含む。 $f(\vec{v})$ は一般的に等方的成分 $f_0(v)$ と小さな非等方的成分 $\vec{f}_1(v)$ に展開できて

$$f(\vec{v}) = f_0(v) + \vec{f}_1(v) \left(\frac{\vec{v}}{v} \right) \quad (2.17)$$

従って (2.16) 式は (2.17) を代入すると

$$\left\{ -\frac{eE}{3mv^2} \cdot \frac{d}{dv} [v^2 \cdot \vec{f}_1(v)] \right\} = \left(\frac{\partial f_0(v)}{\partial t} \right)_c \quad (2.18a)$$

$$\left\{ -\frac{eE}{m} \frac{df_0(v)}{dv} \right\} = \left(\frac{\partial \vec{f}_1(v)}{\partial t} \right)_c \quad (2.18b)$$

(2.18b) の右辺は、エネルギー損失が重い粒子との衝突で生じていると $-\sum v_{ej}(v) \vec{f}_1(v)$ で置き換えられる。 v_{ej} は、電子と j 種粒子との衝突周波数であり、粒子密度 N_j と運動量輸送断面積で $v_{ej} = N_j Q_{ej}(v) \cdot v$ と書ける。

(2.18) 式を、エネルギー変数 $u = mv^2/2e$ で書くと、

$$-\frac{E^2}{3} \frac{d}{du} \left\{ u \frac{df_0}{du} \left[\sum_j N_j Q_{ej}(u) \right]^{-1} \right\} = \left(\frac{\partial f_0}{\partial t} \right)_c \quad (2.19)$$

ここで $f_0(u)$ の規格化条件は

$$\int_0^\infty u^{1/2} f_0(u) du = 1 \quad (2.20)$$

(2.19) 式右辺に含まれる衝突過程のうち、電子のエネルギー損失の大きい分子の振動励起および電離を考えると文献(17)により

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c = \sum_{j,k} N_j \left[(u+u_{jk}) f(u+u_{jk}) Q_{jk}(u+u_{jk}) - u f(u) Q_{jk}(u) \right] \quad (2.21)$$

となり、 Q_{jk} は j 種分子の k 番目の準位の励起(電離)断面積で、衝突あたりのエネルギー損失は u_{jk} である。

(2.19) に(2.21) を入れ、 u に関して積分し、全中性粒子数 N で両辺を割ると、

$$\begin{aligned} -\frac{(E/N)^2}{3} u \frac{df}{du} \left[\sum_j \delta_j Q_{ej}(u) \right]^{-1} \\ = \sum_{j,k} \delta_j \int_u^{u+u_{jk}} u f(u) Q_{jk}(u) du \end{aligned} \quad (2.22)$$

ここで $\delta_j = N_j/N$ で j 分子の分圧を示す。電子のエネルギー分布は、各種気体の励起断面積を知ること、 (E/N) の函数として数値計算される。

Nighan⁽¹⁸⁾ は、測定された断面積を利用し CO_2 , N_2 , He , CO の混合気体に対する電子エネルギー分布を得た。 CO_2 や N_2 は、電子エネルギーに対し、励起断面積が共鳴的に大きく、 N_2 では 2eV 近傍に分布の谷が現れ、 CO_2 では更に低い部分が変形し、共にマクスウエル分布から大きくずれている。

He の多量な混合は、分布函数をマクスウエル分布に近づけるのに重要な役割を持っている。⁽¹⁹⁾ 文献(18)においておめられた、 N_2 , CO_2 , $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$, $\text{CO}_2\text{-CO-N}_2\text{-He}$ 混合気体に対する電子の平均エネルギー $\bar{u}_r$ を Fig. 2.11

に示した。こゝで

$$\bar{u}_r = \frac{2}{3} \int_0^\infty u^{3/2} f(u) du \quad (2.23)$$

であり、マックスウエル分布に対しては T_e (eV) を与えるものである。He が多く混合されていると、 E/N に対し、等調に T_e が増加することがわかる。Fig. 2.9(b) の結果とよく一致する。

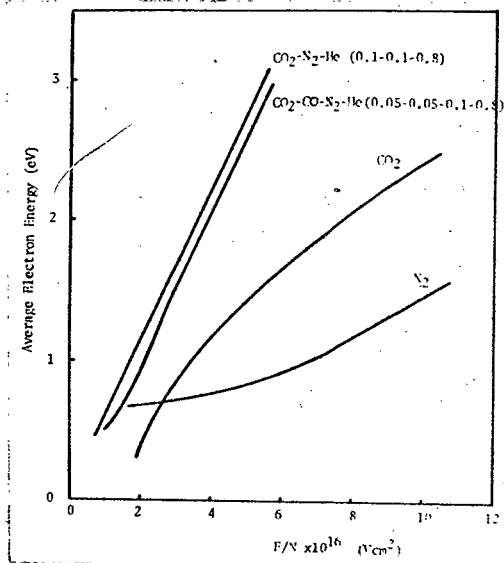


Fig. 2.11. 平均電子エネルギー
(マックスウエル分布モデルに対しては電子温度 $T_e = \bar{u}_r$ である。)

(2.22) で求められる電子エネルギー分布を用いて、レーザー発振に関与する CO_2 , N_2 の各準位へのエネルギー分配率が求められている。⁽¹⁹⁾ これは一電子モデルと言うべきもので、電子密度は決定されていない。またエネルギー分配率からレーザーパラメーターの小信号利得 α 、飽和パラメーター I_s が求められる。⁽²⁰⁾

これらのモデルには Fig. 2.10 に示したレーザー発振の影響を考慮しておらず、レーザー発振時の電子密度の増加や、電子エネルギー分布の変化を計算に導入しなければならないことが示唆される。

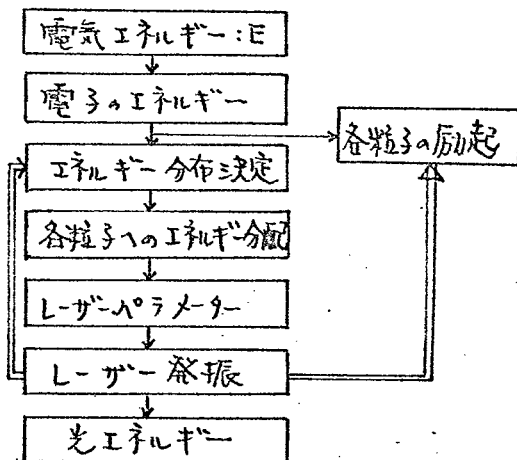


Fig. 2.12. エネルギー流れ。

§ 2.3 軸方向パルス励起レーザーの発振特性

CO₂レーザーでは、同じ構成の放電管では、パルス励起は高いピークパワーが容易に得られ、⁽²¹⁾ 初期⁽²⁾には、パルス出力 1 W、1 mJ であったが、比較的高圧力 (~40 Torr)、高電圧 (0.3 ~ 1 MV)⁽²²⁾ 放電励起により ~100 J、1 MW パルスが得られる。⁽²³⁾

この節では低圧力パルス励起および数十 Torr、120 kV 放電のレーザー発振特性を述べる。

2.3.1 低圧力パルス励起レーザー⁽²⁴⁾

放電管内径 35 mm^φ、長さ 120 cm の場合の交流放電 (60 Hz) 特性は、直流放電の場合 (Fig. 2.10) と同様に、レーザー出力は、ある電流値 (I_{max}) で最大となり、更に電流を増加すると、発振停止に至る。 I_{max} は、圧力の増加に対して、高い電流値をとる。 I_{max} が存在するのは、後に述べるような電流増加の際のレーザー出力の quenching 効果によるものと思われる。効率は、圧力に関係なく、電流増加に対し、単調に減衰した。(Fig. 2.13)

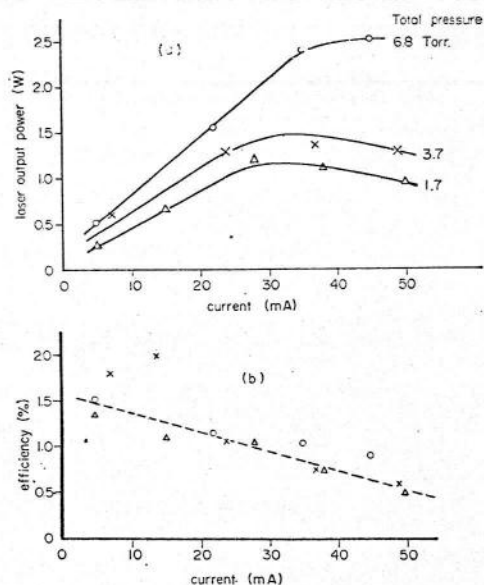
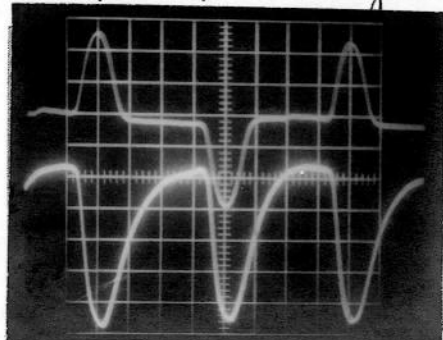


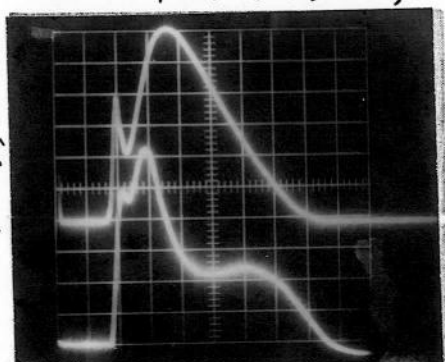
Fig. 2.13. 交流放電出力と効率

Fig. 2.14. 交流放電電流(上)とレーザー出力(下)

レーザー出力波形 (Fig. 2.14) は、放電電流停止後も続いており、 N_2 分子の発光励起寿命の長いことを示している。レーザー出力の減衰時間は約 2 msec であり、Weber らによる、発光エネルギー輸送の実測値⁽²⁵⁾ とよく一致する。(使用混合気体は $CO_2:N_2:He = 1:2.5:20$ であった。)

直流電源による直流電圧印加で、 $5k\Omega$ の放電抵抗を通じた場合の間歇放電の場合、パルス幅 9 ms のパルス放電となった。(最大ピーク電流は $31 mA/cm^2$ である。)

電流およびレーザー出力を Fig. 2.15 に示した。ピーク電流値の変化に拘らず、電流が、一定値 (I_g) を越えたと出力 quenching が生じた。小電流 ($I < I_g$) 域ではレーザー出力は、ほぼ電流波形と同じである。



また電流の減少に伴って、レーザー出力は再び増加しピークを成 (50 mA/d. 上) とレーザー出力す。

I_g は圧力に関係なく 20 mA/cm^2 であった。レーザーピークパワー ($I = I_g$) の圧力依存性を Fig. 2.16 に示した。出力は圧力に比例している。

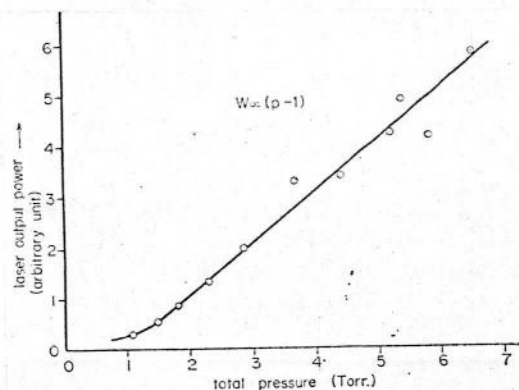


Fig. 2.16. レーザーピークパワーの圧力依存性

更に電流ピーク値を上昇させた。出力 quenching は熱的効果が大きいと思われるので、二重水冷放電管（内径 20 mm^φ、放電長 180 cm）を用いた。負荷抵抗は 30 k Ω とし、放電電圧 18 kV 以下、使用気体は CO₂:N₂:He = 1:2:7 であった。

放電特性を Fig. 2.17 に示す。全圧力 2.6 ~ 8.2 Torr に対して印加電圧 10 ~ 18 kV で、放電電流ピーク値は電圧に比例し、30 ~ 100 mA/cm² である。プラズマ部分の E/P [V/cm·Torr] は、圧力 2.6, 4.0, 6.1, および 8.2 Torr に対し、それぞれ、11.5, 8.1, 7.1 および 5.9 であった。

レーザー発振は前述した場合と同様に、20 mA/cm² を越えたと出力 quenching が生じた。波形の典型的なものを Fig. 2.18 に示した。電流ピーク値が I_g を越えない場合は、電流パルス全体にわたって発振が生じ励起は CW 的に行なわれていると考えられる。(a)、しかし $I_p > I_g$ の場合 (b) は、出力 quench によりパルス幅は急激に減少する。

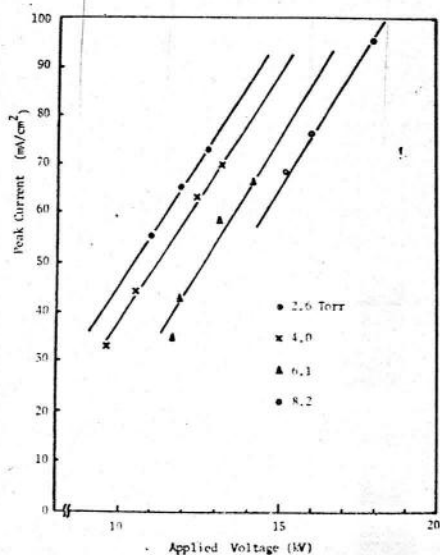


Fig. 2.17 パルス放電特性

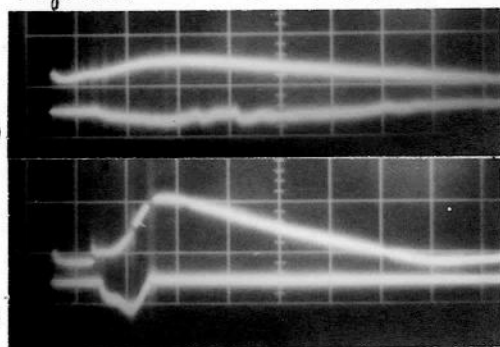


Fig. 2.18 パルス発振波形
電流(上) 53 mA·cm²/div (a)(b) 走査 sweep. 2 ms/div.

レーザーピークパワーおよび発振パルス幅を、ピーク電流値で整理すると Fig. 2.19 (a) (b) のようになる。

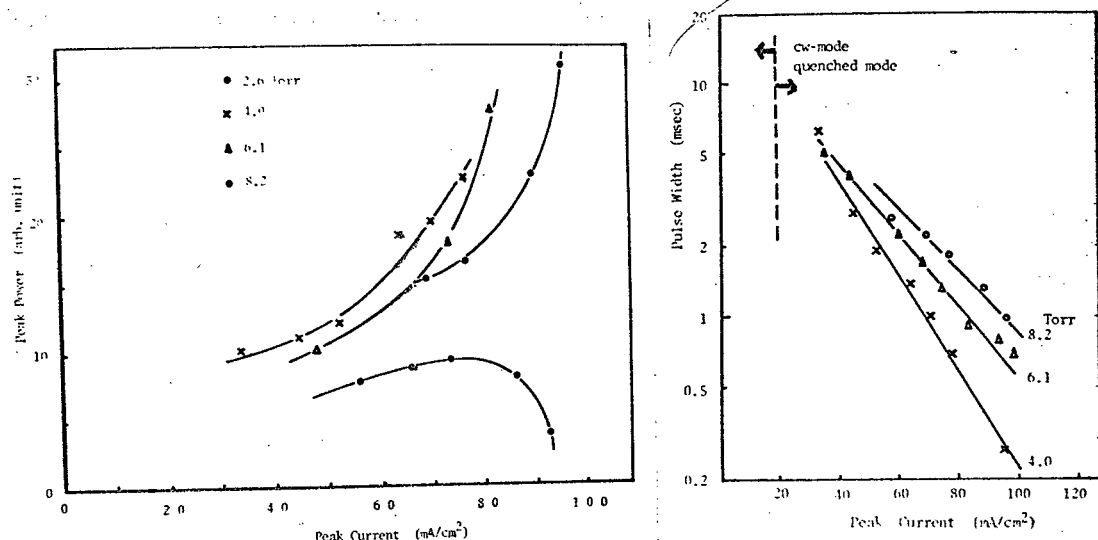


Fig. 2.19 レーザーパルス出力 (a) およびパルス幅 (b) のピーク電流依存性。

ピーク出力は全圧力 2.6 Torr では出力最大を与える電流値があるが、それ以上の圧力では、ピーク出力が増加する。圧力が高い程励起効率は低いと思われるが、活性分子数が多いために、大電流放電領域で出力増加率が大きくなり、高出力パルスを取り出すのに有利である。

パルス幅は、ピーク電流値が $20 \text{ mA}/\text{cm}^2$ までは、CW モードで発振するので、レーザーパルス幅は励起パルス幅に等しい。 $20 \text{ mA}/\text{cm}^2$ 以上では、電流の増加によって、指数函数的に、パルス幅が減少する。減少率は、低圧力の方が大きい。

実験結果から、パルス出力を更に上げるには次のよう

の方法が考えられる。一つは、更に圧力を増し、大電流パルスで励起することである。放電パルスは、ピーク電流が、閾値を起す程度の幅でよく、長いパルスは、ガス温度を上昇させるので望ましくない。他の一つは、Qスイッチ法を併用することである。Qスイッチを用いた時の出力 P_Q はQスイッチパルスの幅を τ_Q (通常 $0.1 \sim 1 \mu s$) とし、パルス励起時の出力および幅を P_p, τ_p とすると

$$P_Q \sim P_p \frac{\tau_p}{\tau_Q} \quad (2.24)$$

程度となる。 $\tau_p > \tau_{0.1}$ [(0.01) 準位の寿命] の時は (2.24) 式の τ_p を $\tau_{0.1}$ で置きかえる。 $P_p \tau_p$ の値は $\tau_p = \tau_{0.1}$ になる所を考えると Fig 2.19 より求めると、圧力の高い方が大きく、この場合も高圧カ動作が望ましくなる。

P_p は、同じ圧力での cw 発振出力の数倍であるので、cw 放電Qスイッチに比べ、大電流領域では、約 10^2 倍程度大きい出力が得られると推定される。

2.3.2 高圧カパルス励起レーザー

前述した如く、圧力を上昇させるためには、高電圧が必要となる。マルクス型高電圧発生器を用い、⁽²⁶⁾ $40 \sim 120 kV$ の電圧印加時のパルス出力特性を検討した。

マルクス高圧発生器は、3段 ($C_x = 0.12 \mu F$) 又は 8段 ($C_x = 0.035 \mu F$) 構成であり、1段 $50 kV$ まで充電可能である。

装置図を Fig. 2.20 に示した。放電管は前述のものを用い、レーザー出力検知は、強いプラズマ光を干渉フィル

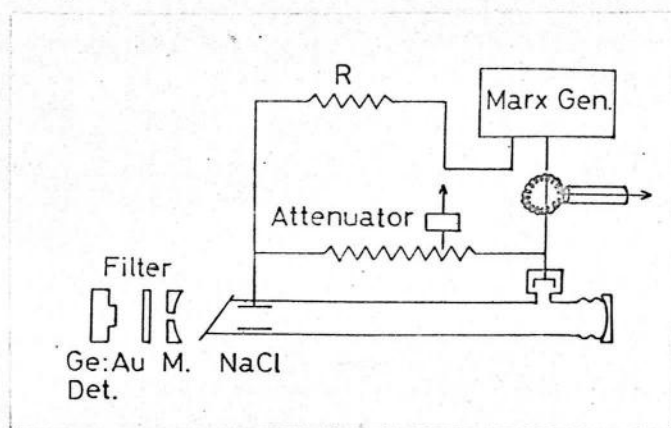


Fig. 2.20 高電圧パルス励起レーザー

ターで遮断し、Ge: Au 検知器で行なった。管電圧波形は、水抵抗を減衰器とした分圧器で求め、電流はログスケーコイルを用いて測定した。

以下実験結果を示す。

(a) 放電抵抗のない場合 ($R=0$)

レーザー管に直列に放電抵抗 R を入れず、大電流放電を試みた。圧力 24 Torr で $V = 42 \sim 51$ kV の電圧、電流 (幾何), およびレーザー出力を Fig. 2.21 に示す。

電圧印加後 T_0 でレーザー発振が開始し、時間と共に増大する、時刻 T_d で大きな電流が流れ出し、放電はアーク状態に入る。印加電圧は急激に低下し、レーザー発振は停止する。

時刻 T_d までは微小電流が流れグロ-放電領域にあり、 T_d 以後はアーク状態であるが、ストリーマ状にはならず、管全体にわたって電流が流れる。アーク放電開始電圧は、 $2 \sim 76$ Torr で、 10 V/cm Torr であった。

$P = 24$ Torr でのレーザービ

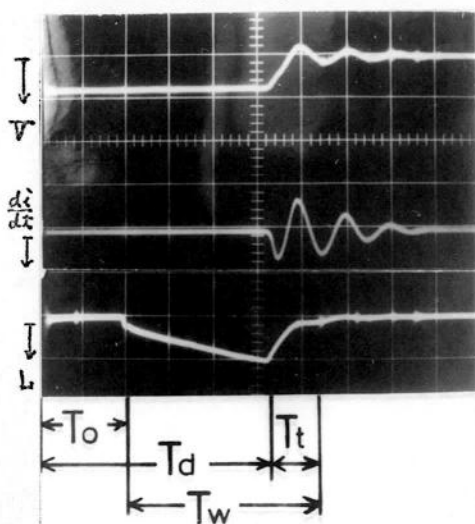


Fig. 2.21. $R=0$ 時の電圧(上) 50 kV/div 電流(中) レーザー出力(下) 10 μ s/div.

ーク値 I_0 , パルス幅およびレーザ発振開始時刻 T_0 , アーク放電開始時刻 T_d . の印加電圧依存性を Fig. 2.22 に示す。

大電流放電 (42~51 kV, $P=24$ Torr で $I_p = 2 \sim 2.4$ kA) はプラズマ中ガス温度の急上昇を引起し, CW モード発振を $5 \sim 10 \mu s$ で停止させてしまう。放電抵抗を持たない大電流放電は, パルス励起に不相当であることがわかった。

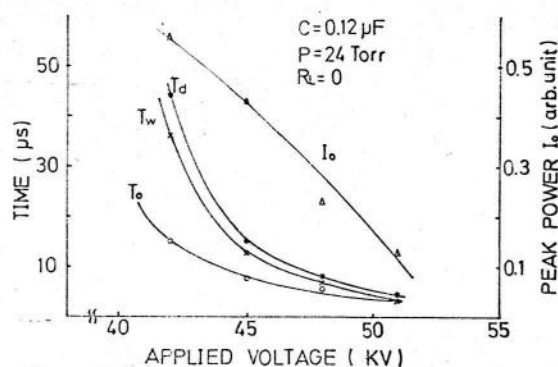


Fig. 2.22. $R=0$ の時のレーザピークパワー: I_0 , パルス幅 T_w , および発振開始時間 T_0 , アーク放電開始時間 T_d の電圧依存性。

(b) 放電抵抗 ($R=950 \Omega$) を挿入した場合

硫酸銅水溶液による水抵抗を使用した。発振波形 (Fig. 2.23) は、強い放電の生じるまでは、(a) の場合と同様であり、アーク放電も抵抗制限電流しか流れないので、レーザ出力を停止するに至らず、逆にパワー上昇効果を持つ。

しかし、レーザ波形は極めて複雑になった。

この場合のデータを Fig.

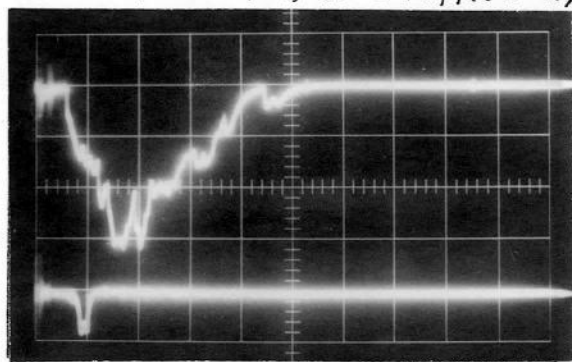


Fig. 2.23 レーザ出力(上)と電流(下)

$V=48$ kV, $P=24$ Torr, $20 \mu s/d$

2.24 に示した。 $R = 0$ の時に比べ、発振開始時間 T_0 、アーク開始時間 T_d は本質的に変化はないが、パルス幅、ピーク出力は大きく改善された。特に動作特性が高入力側で良好になった。

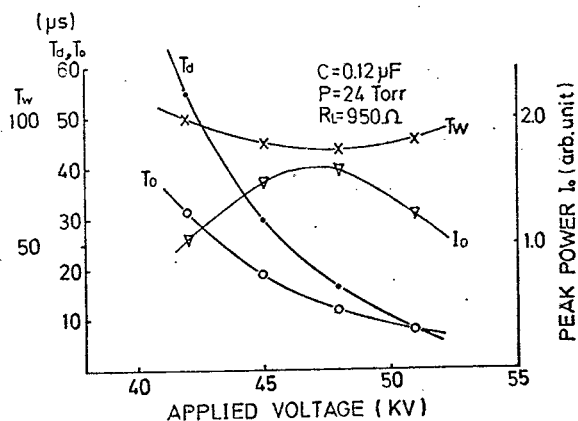


Fig.2.24. $R=950 \Omega$ の場合.

具体的には、パルス幅は、ほぼ一定になり 2~10 倍に、ピーク出力は 1.5~10 倍に、結局レーザパルスエネルギーは、6~100 倍になった。

一定圧力 ($P=24 \text{ Torr}$) では最適入力が存在し、133 J (47 kV, $C=0.12 \mu F$) であった。

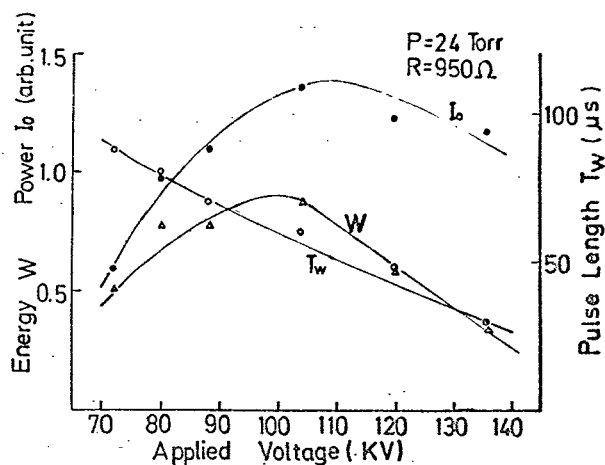


Fig.2.25. 8段マルクス発振器による、電圧印加特性。

更に高電圧印加時の特性を検討した。マルクス発生器は8段 ($C_t=0.035 \mu F$) $P=24 \text{ Torr}$, $R=950 \Omega$ で 70~140 kV (86~343 J) での入力を加えた。(Fig. 2.25)。ピーク出力は、入力 200 J で、パルスあたりのエネルギー出力は入力 175 J で最大となり、パルス幅は入力増加と共にゆっくり減衰する。90~30 μs であった。

印加電圧 120 kV (252 J) における レーザー 出力 の 圧力 依存性を Fig. 2.26 に示した。この場合も、一定入力に対する最適圧力が存在し、ピーク出力は $P = 35 \text{ Torr}$ で最大になり、パルス幅は 40 Torr で最大になった。

結論的には、放電抵抗 950Ω の場合は、 $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 7$ の混合気体に対しては、最適入力は、14 J/l·Torr 程度であった。Fig. 2.26 に示したピーク出力は約 100 kW、パルスエネルギー 5 J である。

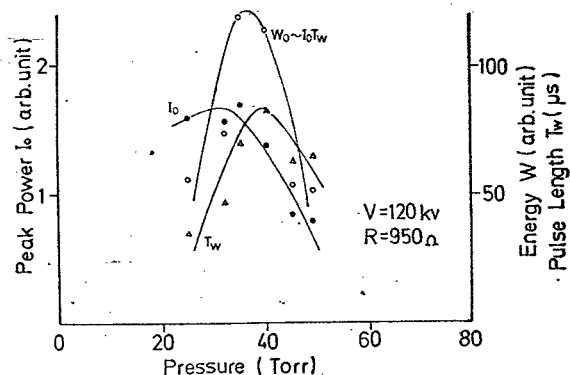


Fig. 2.26 圧力依存性.

2.3.3. 検討と今後、問題点.

内径 20 mm. 長さ 180 cm の放電管、 $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 7$ の混合気体を用い、圧力 2.6 ~ 70 Torr の範囲でパルス励起レーザーの共振特性を実験的に検討した。

実験結果では、一定の電流密度 (20 mA/cm^2) 以上では出力 quenching が観測された。ピーク電流値を増加する程、又圧力を増す程、出力は増加した。

大電流パルス励起には、ガス温度の上昇による利得の低下が、大きな影響を持つと思われる。

ゆっくりとした流れの中での放電では、ガス分子の温度は、電気的入力の熱エネルギーへの変換過程、および、熱エネルギーの周囲の気体および管壁への熱拡散過程で

決まる。

熱拡散を考える。温度の時間変化は、純粋気体の場合

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{nC_v} \left[W \cdot \mu_t - 2\pi R L \Lambda \left(\frac{T - T_0}{R} \right) \right] \quad (2.25)$$

ここで、 n はモル数、 C_v は定積比熱、 W : 電気入力、 μ_t 入力の熱変換効率、 R : 管半径、 L : 管長、 T_0 は周囲(管壁)温度、 Λ は熱伝導率、で

$$\Lambda = \frac{1}{3} \rho \cdot \bar{v} \cdot \lambda C_v \quad (2.26)$$

ρ は気体密度、 $\bar{v}$: 粒子の平均熱速度、 λ は粒子の平均自由行程である。(2.25)式を変形すること、直ちに温度 T の緩和時間 τ は次式で示される。(27)

$$\tau = n C_v / 2\pi L \Lambda \quad (2.27a)$$

又

$$\tau = 273 \sqrt{3} R^2 P / 2 N \lambda_0 (m k T^3)^{1/2} \quad (2.27b)$$

(2.27b)は実用的数値で書き直したものであり P (Torr)
 N : ロシュミット数、 m : 粒子質量、 λ_0 は $P=1$ Torrでの
 λ を表わし、 $\lambda_0(\text{He}) = 17.6 \times 10^{-3} \text{ cm}$, $\lambda_0(\text{N}_2) = 6.7 \times 10^{-3} \text{ cm}$,
 $\lambda_0(\text{CO}_2) = 4.4 \times 10^{-3} \text{ cm}$ である。

1 Torrでの CO_2 に対しては、 $R=1 \text{ cm}$, $T=300^\circ \text{K}$ で $\tau = 0.12 \text{ ms}$ 、 $T=500^\circ \text{K}$ で $\tau = 0.26 \text{ ms}$ 程度になる。Fig.2.27に、各純粋気体の圧力に対する τ ($T=300^\circ \text{K}$)を示した N_2 と He はほぼ同じ値である。混合気体の場合は異種粒子間衝突をも考慮しなければならないが、零次近似と

して、各気体の分圧の効果のみを考えた値を示した。

一方、電氣的放電入力が熱エネルギー（温度）に変換されてゆく過程は、CO₂分子に関しては、振動準位の中での低い準位（レーザー下準位系をなす（10°）および（01°）準位）のV-T衝突緩和により、CO₂分子の並進運動が引き起こされ熱エネルギーになり、と考えられる。

レーザー下準位系の緩和過程のうち、光学遷移緩和時間は極めて長い。⁽²⁸⁾従って、

V-T衝突緩和が主要であり、用いた混合気体では、 $\tau_{100} \cdot P \sim 0.45 \text{ ms} \cdot \text{Torr}$ ⁽⁶⁾程度である。

レーザー下準位の分布密度を N_{100} 、温度 T (°K) での平衡状態分布密度を $\bar{N}_{100}$ とすると、温度の時間変化は、

$$\frac{dT}{dt} = 1920 \frac{N_{100} - \bar{N}_{100}}{\tau_{100}} - \frac{T - T_0}{\tau} \quad (2.28)$$

で表わされる。1920 は (10°) 準位のエネルギーを °K で表わしたもので、 $\bar{N}_{100} = N_{\text{CO}_2} \exp(-960/T)$ である。

ガス温度変化を表わす (2.25) 式では、電気入力から熱エネルギーへの変換が階段状に行なわれると仮定しているのだから、(2.28) 式の右が、温度の立ち上がり部分を

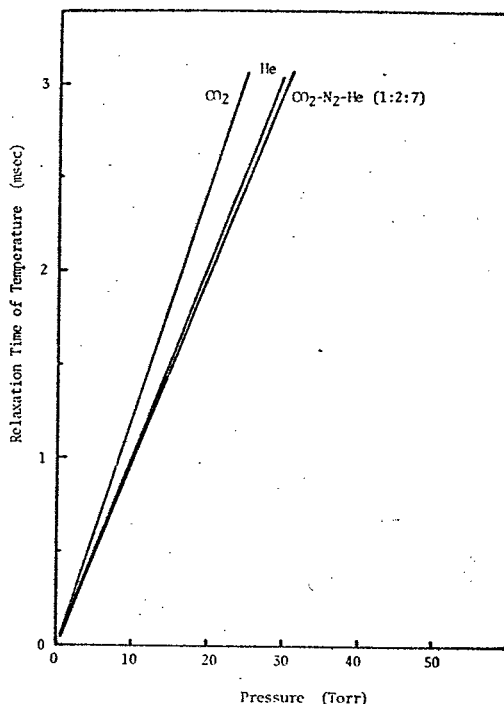


Fig. 2.27. 各種気体中で。温度減衰時定数

よく表現している。(2.28) 式は、レーザー系の各準位に
 対するレート方程式の中で解かねばならない。⁽²⁹⁾ N_{100} の
 立上りは、レーザー上準位からの緩和が遅いので無視す
 ると、電子による直接励起が問題となる。励起率は、電
 子密度を n_e とすると $k_{001}/n_e \sim 6 \times 10^9 \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$, (100) に
 対しては $k_{100}/n_e \sim 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ である。同じ圧力での
 $\tau_{001}/\tau_{100} \approx 16$ に比べて $k_{100}/k_{001} \approx 1.7$ であり、短
 い励起の場合は、下準位の緩和が早く共振する。しかし
 励起パルスが長い場合は、常に下準位励起が生いている
 ので、パルス励起立上り時間、下準位緩和時間(これは
 気体温度の立上り時間を与える)が競合することになる。

結論的には、実験に用いたガス圧力では、温度の減衰
 時定数は $1 \sim 3 \text{ ms}$ であり、ほぼレーザー共振中は変化
 しないと考えるよい。従って、温度上昇時間とパルス電
 流立上り時間で決定される共振特性を示し、ピーク値の
 高いパルス励起時には、電流の立上り部分 ($I = 20 \text{ mA/cm}^2$)
 で出力 quenching を示した。しかし、圧力が上昇し、レ
 ーザー下準位寿命が短くなると、立上りの早いパルス
 幅の小さいパルス励起 (2.3.2. (b)) では、レーザー上下
 準位寿命の差による緩和共振が強く生じた。

電流パルスを短かくすることは、軸方向放電のため、
 プラズマインピーダンスが大きくなり、困難であった。最適
 入力の $14 \text{ J/l} \cdot \text{Torr}$ は、大気圧に換算すると約 1 KJ/l
 であり、高圧力動作により、 100 J パルスを取り出すこ
 とが可能となる。必要電圧は約 8 kV/cm である。

§2.4 むすび

比較的圧力の低い炭酸ガスレーザーのプラズマパラメーターを実験的に検討し、レーザー発振時におけるその変動を認めた。また、尖頭出力増大化のためのパルス励起軸方向放電レーザーの発振特性を圧力 $2 \sim 70$ Torr、放電電圧 $5 \sim 120$ kVの範囲で実験的に検討した。得られた結果をまとめると次のようになる。

- ① レーザー発振時に放電電流の変動が生じ、プラズマインピーダンスが変化する。レーザー出力数 W に対し、 $W/E \sim 5\%$ であった。
- ② 炭酸ガスレーザーの励起機構は電子衝撃励起が主要と考えられ、レーザー発振時に電子密度、電子温度が大きく変化する。発振時に電子密度は増加し、電子温度は減少する。その大きさはレーザー出力に比例した。
- ③ パルス励起レーザー出力は放電電流 20 mA/cm^2 を遠に、低電流側はCWモード動作、高電流側では出力 quenching を生じる。圧力の増加につれ、ピーク出力は増加し、ピーク電流増加時にパルス幅は指数函数的に減少する。
- ④ マルクス発生器を用いた同電圧印加放電で、 $P = 40$ Torr 近傍でピーク出力 100 kW 、 5 J パルスが得られた。最適入力が存在し、 14 J/l Torr であった。

今後プラズマインピーダンスの低い横方向高圧カレーザーを用い、短いパルス励起（ $< 0.45/P$ (ms)）で高出力緩和発振の得られることがわかった。

参 考 文 献

- 1) C.K.N. Patel: Phys. Rev. Letters 12 (1964) 588.
- 2) C.K.N. Patel: Phys. Rev. 136 (1964) A1187.
- 3) C.K.N. Patel: Phys. Rev. Letters 13 (1964) 617.
- 4) A.V. Phelps: Rev. Mod. Phys. 40 (1968) 399.
- 5) G.J. Schulz: Phys. Rev. 125 (1962) 229, 135 (1964) A988.
- 6) P.K. Cheo: Appl. Phys. Letters 11 (1967) 38.
- 7) J.H. Waszink et al: J. appl. Phys. 42 (1971) 3374.
- 8) A. Garscadden et al: J. appl. Phys. 35 (1964) 3432.
- 9) G. Schiffner and F. Seifert: Proc. IEEE 53 (1965) 1657.
- 10) A. Garscadden and S.L. Adams: Proc. IEEE 54 (1965) 427.
- 11) A.L. Carswell and J.I. Wood: J. appl. Phys. 38 (1967) 3028.
- 12) P.K. Cheo and H.G. Cooper: IEEE J. Quant. Electron. 3 (1967) 79.
- 13) M.Z. Novgorodov et al: Soviet Phys. Techn. Phys. 16 (1971) 589.
- 14) 電気学会 編: 放電ハンドブック (1958) 43.
- 15) P. Avivi et al: J. appl. Phys. 42 (1971) 5551.
- 16) I.P. Shkarofsky et al: The particle Kinetics of Plasma (Addison-Wesley, Reading, Mass. 1966)
- 17) T. Holstein: Phys. Rev. 70 (1946) 367.
- 18) W.L. Nighan: Phys. Rev. A 2 (1970) 1989.
- 19) N.N. Sobolev et al: Repts. Iebedev Institute, No.33 (USSR, 1972).
- 20) M.C. Fowler: J. appl. Phys. 43 (1972) 3480.
- 21) P.K. Cheo: J. appl. Phys. 38 (1967) 3563.
- 22) G.J. Dezenberg et al IEEE J. Quant. Electron. OE-8 (1972) 58.
- 23) A.E. Hill: Appl. Phys. Letters 12 (1968) 324.
- 24) 中塚, 豊田, 山中: 応用物理 37 (1968) 60.
- 25) M.J. Weber et al: IEEE J. Quant. Electron. OE-2 (1966) 369.
- 26) 山中, 植松, 中塚 他: 物理学会年会, 12a-S-9 (1972).
- 27) N. Karube et al: J. appl. Phys. 41 (1970) 2031.
- 28) H. Statz et al: J. appl. Phys. 37 (1966) 4278.
- 29) J.Y. Wada et al: Japan-U.S. Seminar on "Laser Interaction with Matter", II-2 (Kyoto, Japan, 1972).

第3章 横励起高気圧炭酸ガスレーザーの諸特性

§ 3.1 まえがき

CO_2 レーザーの高出力化を企てる方法としては、前章の結論をも考慮して、次のようにまとめられる。⁽¹⁾

(1) 放出エネルギー密度の増大化

CO_2 分子のレーザー上準位への励起効率を増すこと、およびレーザー下準位の減少を考えると、この場合には

a) CO_2 分子の励起は電子衝突励起であり、励起断面積の電子エネルギー依存性は共鳴的特性⁽²⁾を持つて、プラズマパラメーター、 E/P ($\text{V} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{Torr}^{-1}$) を最適化すること。

b) N_2 分子による選択励起⁽³⁾など励起効率を向上させる。

c) He , H_2O ⁽⁴⁾などの混合により、レーザー下準位の緩和時間を減少させる。

d) レーザー気体を高速で放電部に流し⁽⁵⁾、放電部気体の温度上昇を防ぐ。又、同時に夜電による分解生成分を除去する。

e) 動作気体圧力を上げ⁽⁶⁾、 CO_2 分子密度を増す。

(2) レーザー媒質の有効体積の増大化

これは一般的には装置の大型化により達成される。すなわち、

a) 長い放電管を用いる⁽⁷⁾。

b) 大口径放電管を用い、管内で多数の光路⁽⁸⁾を用いることで有効長さを増す。

c) 光軸に直角方向に放電をさせ、放電面積を増す。⁽⁹⁾

(3) Qスイッチング⁽¹⁰⁾

CO₂レーザーのレーザー上準位の寿命は長く(圧力の関数であるが) Qスイッチ技術が利用できる。しかし期待される出力は $P_Q \sim (\tau/T) P_{cw}$ 程度である。ここで、 τ 、 T は、上準位寿命および出力パルス幅である。従って、cw動作出力のせいぜい 10^3 倍(実験的には ~ 200 倍)が限度となる。

尖頭出力を増加させる方法としては、上記の考察以外にパルス励起法が有効である。前章で述べたように、パルス放電励起の場合、レーザー励起効率やガス温度の上昇に関しては、放電電流パルスピーク値およびパルス幅の関数となる。直上りの速いパルス放電ではレーザー下準位の緩和時間が逆転分布形成時間の目安となる。また急速な温度上昇の原因となるアーチ放電を避け、放電電流ピークに対する出力クエンチング効果を考慮すると、パルス幅の上限は、アーチ形成時間およびレーザー上準位の緩和時間程度と考えられる。

出力の増大化に関して、CO₂分子密度を上昇させることは本質的に重要である。前章の実験条件を外挿して考えると、大気圧動作に対しては、軸方向放電では2mの放電長について15kVという極めて高い電圧が要求され、またプラズマイニピーダンスが高いため高速放電は困難である。Beaulieuは、放電をレーザー光軸に直角に行なわせることでこの困難が解決されることを提案した。

(11) この型のレーザーは横方向励起大気圧(Transversely

Excited Atmospheric, 略して TEA) CO_2 レーザーと呼ばれる。大気圧での CO_2 分子数密度は $2.69 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ であり、大出力ガラスレーザーの活性イオン密度 $\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ に近い値となる。

TEA- CO_2 レーザーによる大出力赤外光は、応用面でも、核融合プラズマの生成、加熱(次に続く章参照)、非線形光学の光源、熱加工技術等幅広い分野が期待される。ここでは、針電極型 TEA- CO_2 レーザーに関して得られた、発振特性、増幅特性などについて述べる。

§3.2 TEA- CO_2 レーザー装置

TEA レーザーの装置構成は、電極形状および放電形式によって分類される。本節では筆者が開発検討を加えたものを中心に、全体を概観しておく。

3.2.1 針電極型 TEA レーザー

この型は、針電極(陰極であり、通常は各針電極における放電の一樣性を保つため、個々の電極に $1 \text{ k}\Omega$ 程度の放電抵抗を接続する)および対向平板電極(陽極)によって主放電電極を構成する。光軸に対する針電極の配列方法により区別され、光軸に沿って一列直線的配列したものを linear type, 数列にわたって配列し、プラズマ容積を大きくしたものを matrix type⁽¹²⁾, また光軸に対するプラズマの全体的対称性を保つために、針電極をラセン状配列したものを helical type⁽¹³⁾ と呼ぶ。

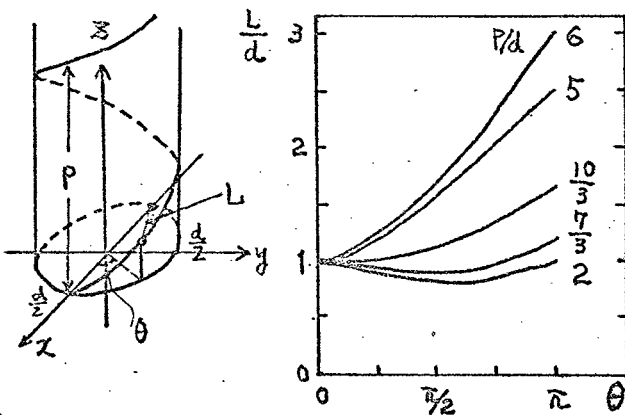
著者の試作検討した各型の概様を Table 3.1 に示し

た。針電極は No.1 の真鍮製を除いて、他は全て、ソリッド抵抗のリード線をそのまま使用した。直径 1mm^{ϕ} である。平板電極はアルミニウム、ラセン状ロッド (6mm^{ϕ}) は銅棒を用いた。ヘリカル型電極構成は、そのピッチと対向電極間距離 d を適当にしなければ、隣接する電極に対し放電が生じる。ヘリカル線のピッチを決定するの

No	Type	抵抗値	電極数	電極間隙	全長	ピッチ
1	Linear (pin to plate)	$1\text{ k}\Omega$	99	10mm	1 m	—
2	Matrix (pin to plate)	$1.2\text{ k}\Omega$	248×3	28mm	2 m	—
3	Helical I (pin to pin)	$560\ \Omega$	572	19mm	2 m	7 cm
4	Helical II (pin to rod)	$1\text{ k}\Omega$	240	30mm	2 m	15 cm

Table 3.1 実験に用いた T E A レーザー装置の概略

は次のようにした。一本のヘリカル線上の一点と対向ヘリカル線の距離 L は簡単な計算によって、 L/d も P/d をパラメータにして示すと Fig. 3.1 となる。 $P/d < 3$ では対向電極と放電しない。Table に示した装置では、No. 3 が $P/d = 3.5$ 、No. 4 は $P/d = 5.0$ とした。



No. 3 では、完全に対向電 Fig. 3.1 対向電極間距離

極間でなく一部は、すぐ隣接する電極に対し放電を生じた。

3.2.2 ニ重放電型 TEA レーザー

この型は、放電抵抗を用いず、二枚の面電極間で主放電をつける。面電極全体にわたって一様放電を得るために第3トリガ電極を設ける。

Fig. 3.2 (a) は、Dumanchin ら⁽¹⁴⁾ によるもので、刃型電極間の絶縁線 W がトリガ電極で、高電圧パルス印加時に S-W 間で電界放出電子雲により、主放電 S-A 間の放電一様性を保っている。(b) は Laflamme が提案した⁽¹⁵⁾ もので、この型では誘電体コーティングされた T がトリガ電極であり、グリット状主電極 G を通って初期電子が供給される。電極

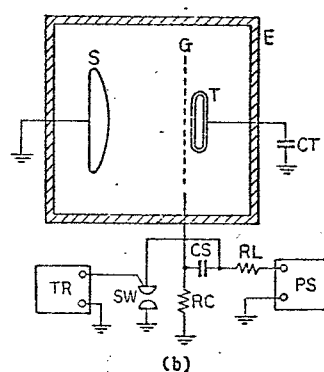
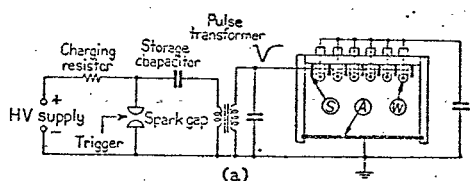


Fig. 3.2 平板電極二重放電形 TEA-CO₂ レーザ

S は、端効果を減ずるためにロゴウスキー電極⁽¹⁶⁾に整形されている。その他に、整形された主電極の側方に沿って、一対の電極とコンデンサー結合させた金属線を張りトリガ電極としたもの⁽¹⁷⁾や、メッシュアノード下すに、カソード電極とコンデンサー結合した多数の針電極を設けトリガ電極としたもの⁽¹⁸⁾などが考案された。

3.2.3 電子ビーム制御放電 TEA レーザー

一気圧以上の高圧力下では放電電圧が高く、局部的アーク化しやすいので、低電離プラズマを生成する電子と

CO_2 分子を励起するに有効な電子の生成とを分離するのが有効となる。1 MeV程度の高速電子ビームを放電領域に打込み、主放電励起を可能とする方法が提案されている。(19,20) 超高圧下でのレーザー利得は、圧力振がりによる分散が大きく影響する。利得曲線中心の値 α_J (ν_0)

は、圧力10 Torr 以下ではドップラー振がりにより決る。 CO_2 分子の場合、室温で約60 MHz である。ドップラー

振がりは圧力に依存せず、中心利得は圧力上昇と共に増加する。10 Torr 近傍を越えると圧力振がり(約

4.5 MHz/Torr) が主要となり利得は分散するため、中心利得は圧力

に依存しなくなる。 CO_2 分子の隣接する振動-回転準位遷移の周波

散間隔 ($\Delta\nu_{J, J+2}$) は約57 GHz であるので、10気圧近傍

から、丁数の異なる隣接利得曲線が重なりはいる(21) 中心利得は再び圧力と共に増加する。この概念図を Fig. 3.3

に示した。利得帯域幅も、この場合一つの利得線振がりをはるかに越え、多数の縦モード発振が生じるので、モードロッキングを用いると、ピコ秒以下のパルスが得られる。

3.2.4 放電回路と放電特性

高気圧気体中の放電をアーク化することを避けるためには、放電電流値の制限或いは、プラズマのアーク形成時間以内、に放電励起を終了せねばならない。放電回路は、低インダクタンスに設計し、放電用コンデンサーも容量

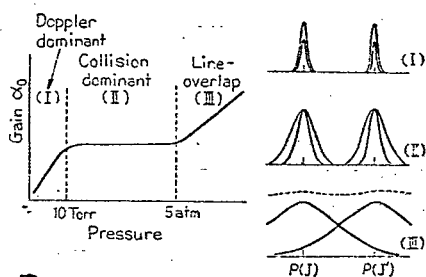


Fig.3.3 超高圧動作での利得曲線の重なり

の小さいものを用いた。針電極型の場合、針電極に $1\text{ k}\Omega$ の抵抗をつけた時、容量は $500 \sim 2000\text{ pF}$ / 電極が適当であった。

入力エネルギーを増すためには、充電電圧を上げねばならない。直流充電電圧を低くするために、パルストランスによる高電圧発生⁽¹⁴⁾や、マルクス型高電圧発生回路^(18,22)高速倍電圧発生回路^(22,23)が用いられ、 $50 \sim 150\text{ kV}$ を発生させる。著者は、電圧 25 kV までは通常の気中スパークギャップを用い、 $25 \sim 150\text{ kV}$ までは Fig. 3.4 に示した簡単な構造で、低インダクタンスを持つ3段高電圧発生器を製作し利用した。コンデンサーには Maxwell lab. 製 ($C = 0.1\text{ }\mu\text{F}$, $V_{\text{max}} = 50\text{ kV}$, $L < 20\text{ nH}$) を用いた。1個当りの最大入力は 125 J である。

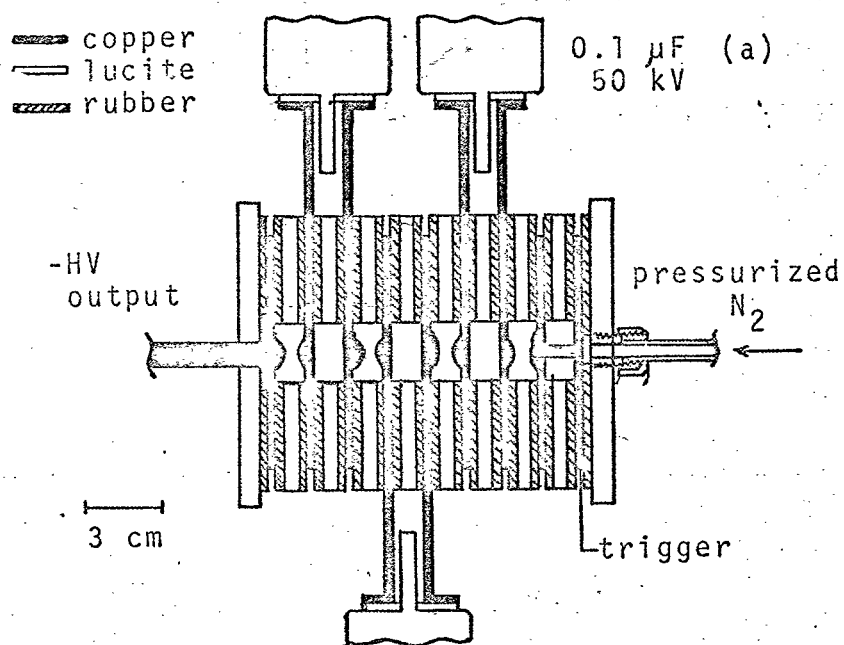
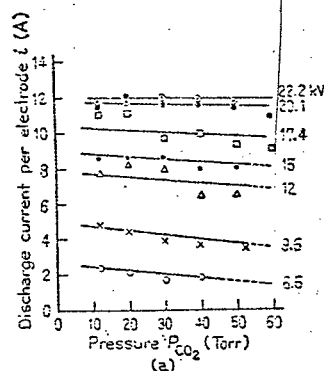


Fig. 3.4 3段マルクス高電圧発生器
(充電回路は含んでいない)

パルス放電特性の一例として、 CO_2 ガスのみを用いた場合を示す。装置は No.1 を用い、コンデンサー容量 $C = 0.019 \mu\text{F}$ であった。パルス電流は、放電回路に挿入した $R = 0.02 \Omega$ の同軸型抵抗の電圧より読みとった。

Fig. 3.5 に電極当りの電流ピーク値の CO_2 ガス圧力依存性(a)，および印加電圧依存性(b)を示した。電流値は気体圧力にはあまり依存せず、圧力増加に対し、少し減少する程度である。印加電圧



22.2 kV において 12 A/電極であった。印加電圧に対しては、高い電圧領域で飽和する傾向を示す。入力エネルギーのうち、一部は放電抵抗で消費されるのでプラズマへの電気入力効率は全印加電圧 (V_a) とプラズマにかかる電圧 (V_p) を用い、 (V_p/V_a) 程度と考えられるが、印加電圧の高い領域程、入力効率の良いことがわかる。

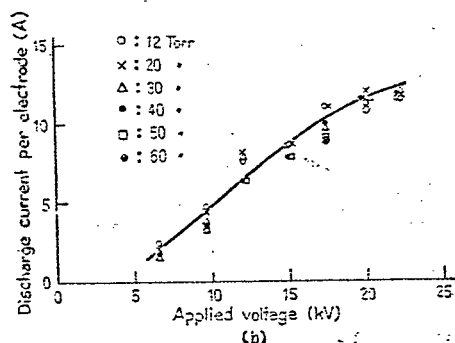


Fig.35 直線配列 TEA- CO_2 レーザの放電電流値 (1 k $\times$ 99 本)

CO_2 ガスのみの場合には、圧力が 100 Torr を越えると、一部電極に、アーフ放電が生じはじめ一様な放電が困難であった。アーフ放電が生じると、入力エネルギーが、一部電極に集中し、プラズマ中の気体温度の上昇をもたらし利得の減少を生じる。また赤外光路が屈折率勾配により屈折効果を受け、見かけの損失が増大する。

上記実験条件ではパルス幅は $1 \sim 1.5 \mu s$ であった。放電パルス幅もアークへの移行に影響を与える。電氣的入力が電極当り $0.5 J$ 以下の条件で、電流パルス幅が $5 \mu s$ 以上では高圧力時にアーク放電が生じ易く、大気圧で連続 CO_2 レーザーストームを透過させた時、約 $4 ms$ にあたって大きな吸収(減衰)が観測された。

針電極の場合は、プラズマの空間的振がりも問題となる。電極先端が、細い針状のもの、棒状($3 mm^{\phi}$)、球形($6 mm^{\phi}$)のものに對し検討した。放電開始電圧は、大気圧においては、Fig. 3.6 に示したようになった。これは圧力によらず、上記の順に約 20% ずつ上昇した。空間的分布については、棒状電極は端効果が大きく、不安定であり再現性に欠けた。球形電極は最も体積の大きいプラズマを生じるが、圧力上昇に伴ない再現性が悪くなった。針状電極は、平板電極に向ってシャワー状のプラズマを生じ、再現性に優れている。概して、気圧上昇につれて、プラズマは細くなる。

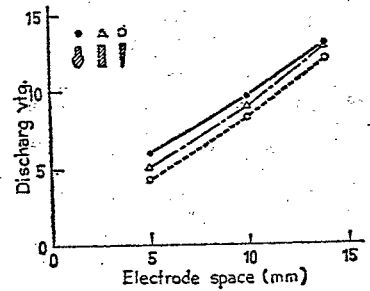


Fig. 3.6 電極形状による放電開始電圧

§ 3.3 発振出力特性

TE型レーザでは、電極間隙が短かく、回路インピーダンスも小さく出来るため立ち上りの早い放電が可能となり、 CO_2 分子の上準位(00^01)の寿命(大気圧で $\sim 10 \mu s$)より短い時間内に励起を完了できる。後述する、利得の急峻な立ち上りにより利得Qスイッチングが生じ、放電パ

ルス幅より短い出力が得られる。Fig. 3.7 にパルス出力および電流波形の典型的な例を示す。(全圧力 55 Torr, CO_2 : $\text{N}_2 = 1:1$, $V = 9 \text{ kV}$) 出力パルスは幅 $\sim 150 \text{ ns}$ の第1パルスと、ゆっくり減衰する長い“すそ”から成り、第1パルスは利得Qスイッチ作用により生じ、長い“すそ”は寿命の長い N_2 分子 ($v^* = 1$) から CO_2 分子へのエネルギー移動により生じると思われる。

本節では、発振出力(ピーク値)の諸特性について述べる。レーザー装置は No.1 を用いた。

3.3.1 炭酸ガスのみの場合。

CO_2 ガスのみの場合は、比較的高圧力動作は困難であるが、連続放電レーザーや、第2章で述べたパルス励起レーザーに比べて、はるかに高い圧力において動作できる。

ピーク出力の圧力依存性および印加電圧依存性を Fig. 3.8, Fig. 3.9 に示した。

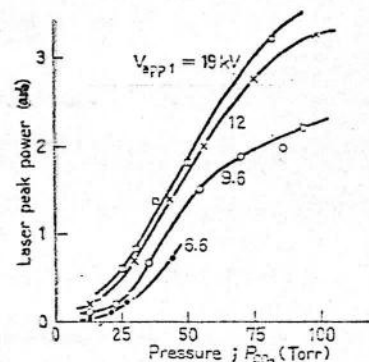


Fig. 3.8 レーザ出力の圧力依存性 (CO_2 ガスのみ)

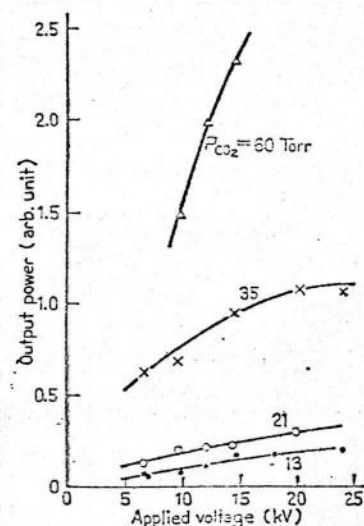


Fig. 3.9 レーザ出力の印加電圧依存性

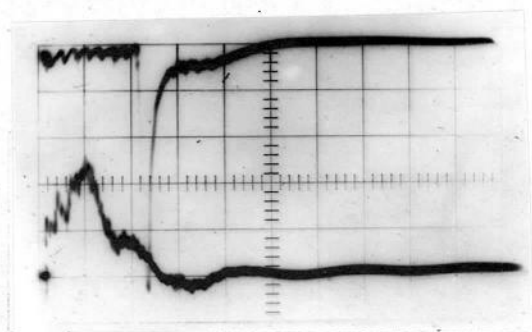


Fig. 3.7 レーザパルス(上)と電流波形(下) 250 A/d , $1 \mu\text{s/d}$

比較的低圧力範囲では、出力は圧力の二乗に比例している。これは圧力の増加による CO_2 分子密度の増大と、レーザー下準位の衝突緩和率が圧力に比例することとを考えると、反転分布の量が圧力の二乗に比例することは妥当である。更に高圧力部分では一部電極にアーク放電が生じはじめ、損失の増加で、出力は頭うちになり、100 Torr を越えると出力は急激に減り、180 Torr 近傍で発振しなくなった。

また出力は印加電圧に対して、ほぼ直線的に増加するが、圧力の高い場合の方が増加率は大きい。

圧力 10 Torr 以下では、励起された分子数が少ないため、Qスイッチ作用による急峻なピークは観測されず、パルス幅は 3~5 μs 程度に長くなる。

3.3.2 窒素、ヘリウムガス混合効果⁽²⁴⁾

従来の CO_2 レーザーで、出力増加に大きな効果を持つ N_2 , He の混合効果を検討した。

CO_2 - N_2 混合気体中では、励起された N_2^* ($v=1$) と CO_2 (00^01) 準位は共鳴的混合準位を形成する。TEA レーザーでは、第1パルスの幅は、 $\text{N}_2 \rightarrow \text{CO}_2$ のエネルギー輸送時間(数 Torr で約 2 ms⁽²⁵⁾) に比べて短いため、パルス波形に、長い“すそ”あるいは第2ピークも生じる。 N_2 混合によるパルス出力ピーク値、パルスエネルギーの増加を Fig. 3.10 (a) (b) に示す。ピークパワーに対する N_2 の効果は、 CO_2 ガス分圧にあまりよらず、最適混合比は $\text{CO}_2 : \text{N}_2 \sim 1 : 1.5$ であった。全エネルギーに対する最適

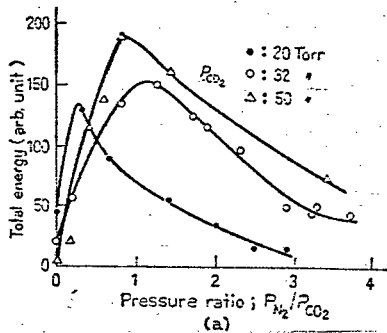
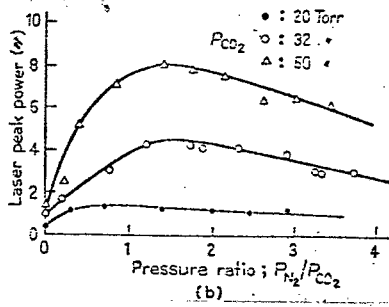


Fig. 3.10 窒素ガス混合効果

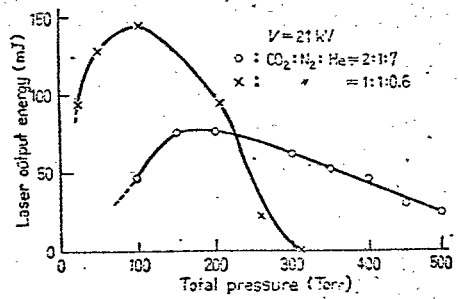


Fig. 3.11(a) ヘリウムガス混合効果

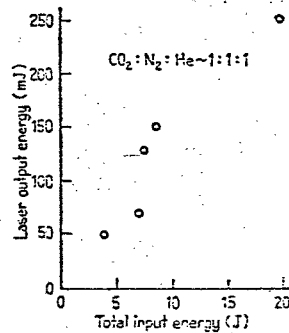


Fig. 3.11(b) レーザ入力-出力特性

混合比は $CO_2:N_2 \sim 1:1$ であった。

最適混合比が少し異なるのは、エネルギー輸送時間が長いから、 N_2 の効果はパルスピーク値よりも、長い“すど”の方に多くあるためと思われる。 CO_2 分圧の低い場合のすれも同様の理由によると考えられる。

また、 N_2 の効果は放電状態の改善をももたらしていると考えられる。 N_2 混合によって、最大動作圧力は、250 Torr に上昇した。

更に高圧力動作には He 混合が必要であった。Fig. 3.11(a) に He 混合効果を示す。 $CO_2:N_2:He = 2:1:7$ においては大気圧動作が可能となった。しかし、He の混合率 20% ~ 70% ($CO_2:N_2 \approx 1:1$) において最大出力を与える全気圧は常に大気圧以下であった。このことは、多量の

He 混合によっても完全に放電状態を良好にすることができないことを示している。

Fig. 3.11(b)は、混合比 1:1:1 の時の入出力特性である。(装置 No.3) 入力 20 J で出力エネルギー 250 mJ、パルス出力 2.5 MW が得られた。効率 は 抵抗での損失を含めないうち、約 3% であった。

§ 3.4 発振パルス特性

本節では装置 No.1, 3 で得られたレーザーパルス、諸特性について述べる。

3.4.1 利得 Q スイッチ作用と自己モードロッキング

パルス励起レーザーで、利得が小さい時にレーザー上準位寿命に比べて十分に短い時間内に励起を終了すると、上準位寿命程度のパルス幅、緩和発振が観測される。しかし利得が極めて大きい場合は、誘導放出の増大により反転分布エネルギーが急激に消費され、レーザー上準位寿命に関係なく、極めて短いパルスが発生する。この現象は、利得の時間的増加が急速な場合に生じ、回転鏡などによる Q スイッチングに類似しているため、利得 Q スイッチングと呼ぶことができる。⁽²⁶⁾

この効果は反転分布量によって変化する。パルスピークパワーが生じる時間が大きく変わる。CO₂ ガスの場合、パルス出力ピーク値と、その生じる時間遅れを、各放電電圧について整理すると Fig. 3.12 のようになる。励起放電電圧の高い場合は、遅れ時間が少なく、ピーク

値は大きい。同電圧値に於し、データが、ほぼ同一曲線上でばらついてゐるのは、気体圧力が異なるものを含み励起量が変化してゐるからである。

二準位モデル⁽²⁷⁾によりこの効果を見積、てみる。放電励起は $t=0$ で完了し、その後、自然放出を無視できるとする。共振器内の光子密度 Φ 、反転分布密度 N ($N=N_{00}-N_{10}$) は、増幅係数 α 、レーザ媒質長 l (= 共振器長) 共振器内の光子寿命 τ ($\equiv cl/l$)、光子の共振器通過時間 t_1 ($\equiv l/c$) を用いて

$$\frac{d\Phi}{dt} = \left(\frac{dN}{dt} - \frac{1}{\tau} \right) \Phi \quad (3.1)$$

$$\frac{dN}{dt} = - \frac{2\alpha l}{t_1} \Phi \quad (3.2)$$

となる。ここで c は共振器全損失 c は光速である。 CO_2 ガスの分子密度 N_0 を用いて Φ , N , α を規格化し、 $q = \Phi/N_0$, $n = N/N_0$, $\alpha = \alpha_0 N$ と置換し、時間の単位を τ とする。(3.1)式・右辺=0より決る共振の閾値での反転分布量 $n_p \equiv c/\alpha_0 l$ を用いると(3.1)(3.2)は

$$\frac{dq}{dt} = \left\{ \frac{n}{n_p} - 1 \right\} q \quad (3.3)$$

$$\frac{dn}{dt} = -2 \frac{n}{n_p} q \quad (3.4)$$

初期条件 q_i , n_i , および n_p を与え、 q のピーク値と、

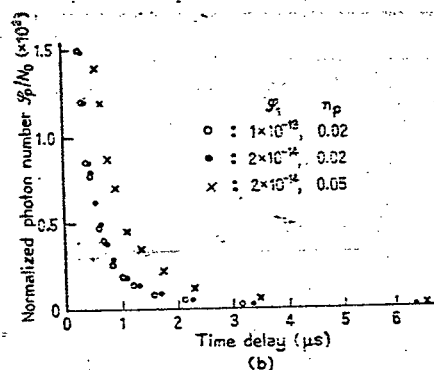
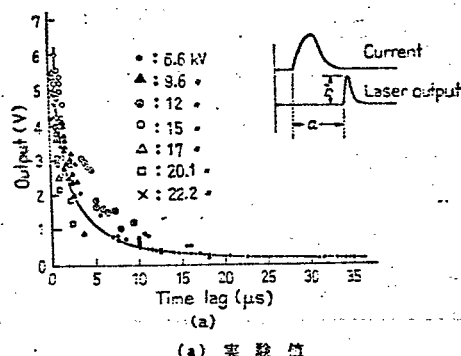


Fig. 3.12 レーザパルス発振時間とピーク出力値の関係

の生じる時刻を数値計算で求めた。 $\varphi_i = 2 \times 10^{-14} \sim 10^{-12}$ としたが、これは CO_2 分子密度 $10^{18} \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、初期光子密度 $\Phi_i = 10^4 \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ に相当し妥当な値である。結果を Fig. 3.12 (b) に示した。計算結果は実験で得られた特性と良く一致している。

パルス出力ピーク値を増すためには、さらに短いパルス中に蓄積エネルギーを集中させねばならない。その方法の一つは、モードロッキング法である。低圧カレーザーでは、利得線幅はドップラー幅により約 60 MHz 程度であるので、多数の縦モード（間隔 $\Delta\nu = c/2L$ ）の同時共振には、極めて長い共振器が必要である。10 モードに対し、共振器長 $L = 25 \text{ m}$ となる。しかし、TEA レーザーでは動作圧力が高く、衝突線幅幅が大きいので多モード共振が短い共振器で得られる。衝突幅は、圧力 10 Torr 程度以上で主峰となり約 4.3 MHz/Torr であり、大気圧では、約 3.3 GHz となる。大気圧で利得曲線全体にわたってモードが固定されると、ナノ秒以下のパルス列が発生できるものと期待される。

著者は、ヘリカル配列レーザー (No. 3) を用い、 SF_6 などの可飽和吸収体を用いることなく、自己モードロッキングの生じることを見出した。⁽²⁸⁾ 共振器長 2.5 m において、圧力 50 Torr (三元混合ガス) 以上では、縦モードが 2~4 本共振し、自己モード同期がみかれた。共振パルス例を Fig. 3.13 に示す。全圧力 52 Torr, $L = 4.4 \text{ m}$ の場合であるが、共振パルス全体にわたって完全なモ-

ドロッキングが生じている。モードドロッキングは、ショット毎に少しずつバラつきがあるが、共振器内に不安な横モードを抑制するためアイリスを入れ、共振器を適当に調整することにより再現性が良好となった。

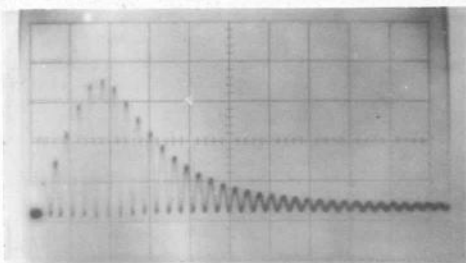


Fig. 3.13

モードロック波形 100 ns/div
52 Torr, $L = 4.34$ m

多くの場合は、圧力を上げて、パルス幅は10~15 ns程度と広く、ドロッキングに関与しているモード数は比較的少ないと思われた。

パルス間隔は $\Delta t = 2L/c$ で与えられ、共振器長により変化できる。Fig. 3.14にその特性を示す。また稀に、パルス間隔が上式の整数分の1の値を示す場合も観測された。圧力205 Torr および400 Torrでのパルス列をFig. 3.15に示した。

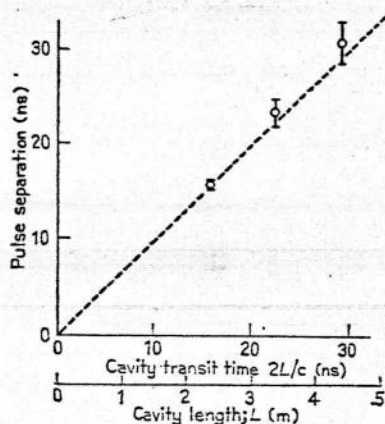
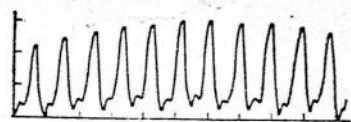
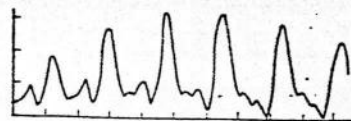


Fig. 3.14 共振器長とモードロックパルス間隔 ($\Delta t = 2L/c$)

圧力400 Torrではパルス幅~1.5 ns、205 Torrではパルス幅~2.1 nsが得られた。パルス幅は、多モードドロッキングの場合は共振帯域幅に逆比例する⁽²⁹⁾ので、各動作圧力に対し、実験的に得られた帯域幅を示すと、Fig. 3.16 aようになる。高圧力三元混合気体では、CO₂分の衝突線幅振幅は、CO₂, N₂



(a) 400 Torr



(b) 205 Torr

Fig. 3.15 モードロックパルス波形 (5 ns/div)

He の衝突断面積を考慮し、全圧
 圧 P と温度 T で表わすと $(^{(3)})$ GHz 単位で

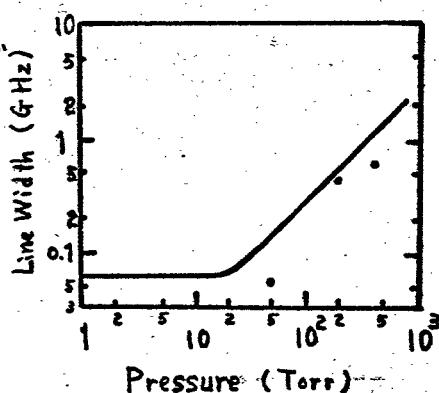
$$\Delta\nu = 2.5P \left(\frac{T}{300} \right)^{1/2} [\langle \text{CO}_2 \rangle + 0.75 \langle \text{N}_2 \rangle + 0.59 \langle \text{He} \rangle] \quad (3.5)$$

但し $\langle A \rangle$ は気体分子 A の分
 圧比を示す。Fig. 3.16 には同時に
 示した。 $T = 400^\circ\text{K}$ とした。ド

ップラー振動りをも含んでいる。 Fig. 3.16 利得の線幅

即ち、理論的に予想される値の

60% 程度となり、更に高圧力動作によりピコ秒領域の
 モードロックパルスを得ることが期待される。



3.4.2 横モード

針電極型 TEA レーザーでは、動作圧力の上昇に伴な
 い、プラズマ体積が小さくなるため利得の空間分布が直
 接に発振モードも決定づけられると思われた。

直線配列型 (No. 1) では、共振器光軸を、電極ギャップ
 間で移動した場合、レーザー出力は Fig. 3.17 のように変
 化した。平板電極に近い方が
 プラズマ体積が比較的大きい
 にも拘らず、明らかに針電極
 近傍の方が利得の高いことが
 わかった。Robinson は直接利
 得の空間分布を測定し $(^{(32)})$ 同
 い結果を得ている。

針電極を3列配置にした装

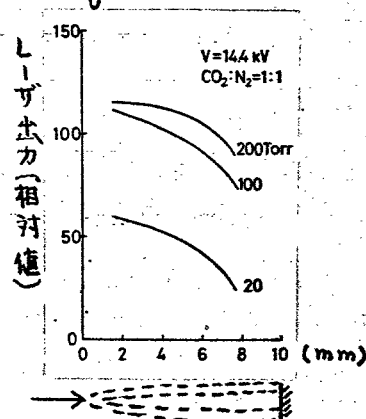


Fig. 3.17 光軸位置と出力

置 No. 2 について、共振横モードパターンを測定した。測定は、レーザー出力をレンズで拡大し、受光面積、 $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$ のサーモパイルで行なった。マトリックス型レーザーでも、プラズマが光軸に対し対称性を持たないため、複雑な分布を示した。(Fig. 3.18(a))

一方ヘリカル配列レーザーでは、横モードは単純になる。(Fig. 3.18(b)) 図に示した

のは、共振器反射鏡の正対位置からのずれであり、ヘリカル型でも、反射鏡の位置調整が狂うと、複雑なパターンになることを示している。 $\theta = 0$ の時は、ガウス分布で TEM_{00} モードであることがわかった。ビーム拡がり角は 2 mrad であった。

ヘリカル型レーザーは基本横モード共振が可能でありビーム拡がり角も小さく、増幅器はレーザーの共振段として望ましい特長を有している。 TEM_{00} モード共振に対しては、共振器反射鏡を基本モードに対して損失が少なく、有効にパワーを取り出さなければならない。孔結合反射鏡 (3 mm 中結合孔) と透過型反射鏡 (Si 平板、反射率 40%) を比較すると、後者の方が約 5 倍大きかった。(33)

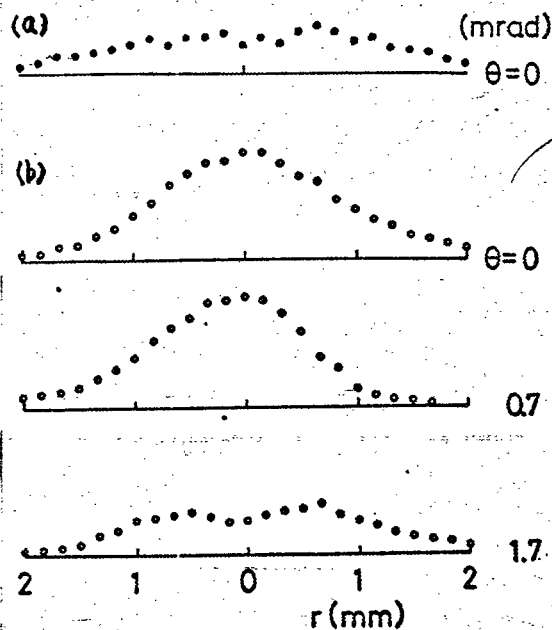


Fig. 3.18 横モードパターン
a) Matrix Type
b) Helical Type

§3.5 Matrix-type TEAL-レーザーの増幅特性 (24)

TEAL-レーザー増幅器の特性は、レーザー媒質の励起機構を知る上で重要である。増幅特性は、小信号利得、利得の空間分布、利得飽和特性などによって示される。利得の時間的变化、圧力依存性は、レーザー媒質中の各準位に関する知見を与える。測定対象は装置No.2である。

3.5.1 小信号利得の測定

小信号利得の測定用プローブレーザーには、CW-10mW以下の入力を用いた。No.2を用い、エネルギー入力は4J ($0.019\mu\text{F}$, 20kV)であった。変電パルス幅は約1 μs であり、放電後の利得の変化をFig. 3.19に示した。利得信号の上りよりは極めて早く、減衰はゆるやかであった。

↑
利得
↓
減衰

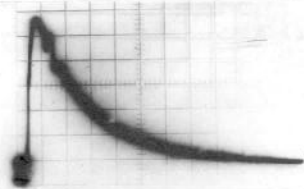


Fig. 3.19 増幅波形 50 $\mu\text{s}/\text{d}$

$\text{CO}_2:\text{N}_2=1:1$, 24 Torr $V=18\text{kV}$

ピーク利得値の圧力依存性を種々の混合気体に対して測定した結果をFig. 3.20に示した。(実線)

小信号利得は圧力に反比例し、 $\text{CO}_2:\text{N}_2$, $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ の混合気体の利得は常に CO_2 のみの場合より大きい。

高速度パルスの増幅を考える場合は、利得の大きさだけでなく、利得帯域幅積 (GB) が重要なパラメーターになる。GB積

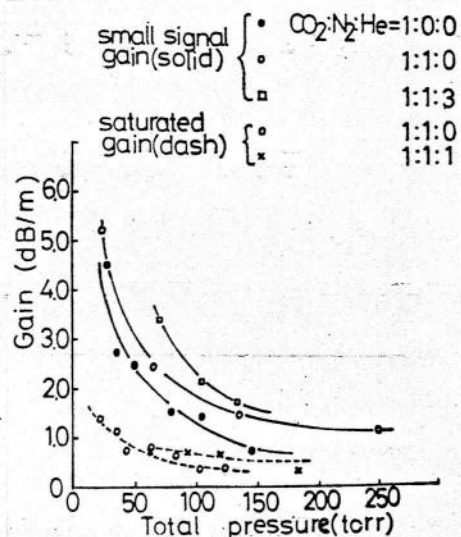


Fig. 3.20 増幅率対圧力

は、一定の混合気体については、圧力によらず、混合比変化に対して $GB(1:0:0) < GB(1:1:0) < GB(1:1:3)$ であった。

小信号利得の時間的変化は、レーザー上下準位の緩和時間と密接に結びついている。短いパルス放電によってレーザー上下準位 $(00^{\circ}1)$, $(10^{\circ}0)$ は電子衝撃過程で励起される。レーザー下準位 $(10^{\circ}0)$ の寿命は短いために、緩和時間の差で、反転分布密度が時間的に増大し、その後、レーザー上準位 $(00^{\circ}1)$ の緩和が顕著になり、利得は減少する。この考えから、利得の立上りはレーザー下準位 $(10^{\circ}0)$ の緩和時間と見なすことができ、利得の減衰時間は $(00^{\circ}1)$ 準位のそれと対応する。立上りおよび減衰の時定数を τ_r , τ_d とする。測定値を Fig. 3.21 に示す。

τ_r , τ_d 共に圧力に反比例した。これは緩和が粒子間衝突によることを示している。 τ_r は N_2 の混合により小さくなり、 $CO_2:N_2=1:1$ の場合、15~43 Torr で 10~3 μs に変化した。また、 N_2 の混合は τ_d を増加させた。これは N_2 分子の緩和時間が長く、 CO_2 分子へのエネルギー輸送で、 τ_d が大きくなったと思われる。

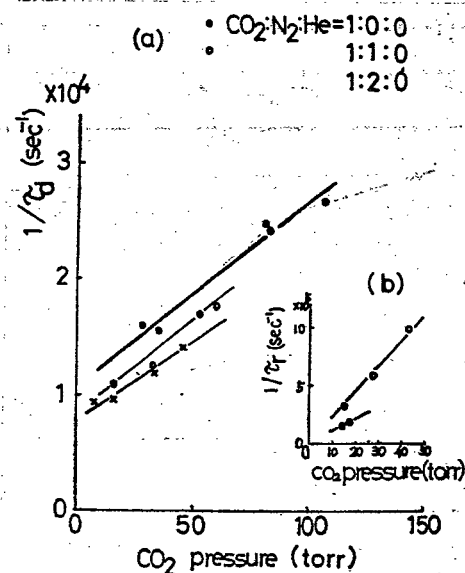


Fig. 3.21. τ_d , τ_r 対圧力

CO_2 ガスのみの場合、レーザー上下準位の緩和は、 CO_2-CO_2 分子間衝突により生じるので、 $1/\tau$ は P 特性

より、各準位の光学的衝突断面積が求められる。

$$\tau^{-1} = n_{\text{CO}_2} \sigma \bar{v} \quad (3.6)$$

$\bar{v}$ は CO_2 分子 (温度 T) の平均速度である。Fig. 3.21 の勾配 α より上式を用いて σ が算出できた。

$$\alpha_{001} = 200 \text{ Torr}^{-1} \text{ sec}^{-1} \text{ より}$$

$$\sigma_{001} = 1.4 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$$

また

$$\alpha_{100} = 1 \times 10^4 \text{ Torr}^{-1} \text{ sec}^{-1} \text{ より}$$

$$\sigma_{100} = 7.0 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$$

ここでは、 $T = 300^\circ \text{K}$ とした。

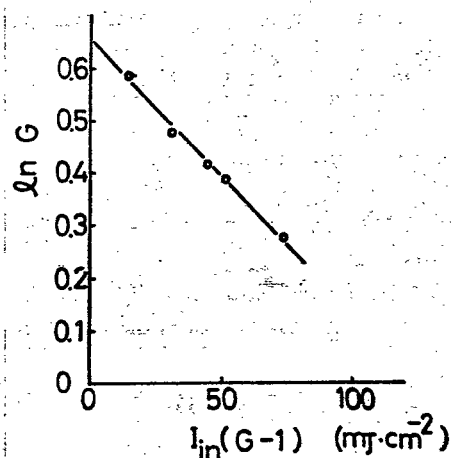
3.5.2 飽和利得の測定

飽和利得測定用プローブレーザーとしては、前述した TEM₀₀ モード、ヘリカル型 TEA レーザーを 70 ~ 600 kW の範囲で用いた。

飽和利得の圧力依存性は Fig. 3.20 に示した。(破線) 小信号利得と異なり、圧力依存性は、ゆるやかである。これは増幅器の利得曲線の分散に対して、プローブ光の帯域幅は、小信号利得測定に用いた低圧力 (数 Torr) レーザーより、ヘリカル TEA レーザーの方が、広く、その効果が出てくるものと思われる。

次に、飽和パラメータを求めるため、増幅器への入力を、 19 mJ/cm^2 から 230 mJ/cm^2 まで変化させて利得を測定した。増幅器の気圧 70 Torr ($\text{CO}_2 : \text{N}_2 = 1:1$)、電气的入力 2.2 J、入力光は 100 ms パルス、ビーム径は

Input energy 2.2 J
CO₂:N₂=35:35 torr



約6mm²であった。入力光を変化させるために、TEAヘリカルレーザーの偏光を利用し、増幅器前に傾けた(θ)イリトラニの板を設け、θを変化させて反射率を変えた。入力光は常にモニターした。測定データを整理し、 $I_{in}(G-1)$ 対 $\ln G$ 特性より飽和パラメーター I_s が求められる。(Fig. 3.22)

$I_s \approx 49 \text{ mJ/cm}^2$ (100msパルス) Fig.3.22 利得飽和特性であった。

§3.6 もすび

前章の軸放電パルス励起高圧カレーザーを更に発展させた横励起高圧カ炭酸ガスレーザー。発振諸特性を検討した。本章で得られた結果をまとめる。

- (1) 針電極TEAレーザーの高圧カ動作には、放電、アーク移行抑制が必要であり、放電回路としては500~2000 pF/電極のコンデンサーが適当である。混合ガス中Heは高圧カ動作には特に必要である。
- (2) CO₂ガス中の放電特性は、パルス幅は約1μs、ピーク電流は、圧力にあまり依存せず、印加電圧に対しては直線的に増加し、高い電圧領域で飽和する。電圧の高い程、プラズマへの電気入力効率が良い。
- (3) 直線配列型の電極形状は、先が細い針状のものが再現

性に優れていた。生じるプラズマは球形および棒形電極に比べて、比較的細く、約 3mm^{ϕ} であった。

(4) TEA レーザー出力は、圧力の低いところでは圧力の二乗に比例して増加し、最大値を持って、続いて低下する。最大動作圧力は、 CO_2 のみ の時 180 Torr , CO_2 : $\text{N}_2 = 1:1$ の時 250 Torr , CO_2 : $\text{N}_2 = 1:2$ に He を 70 % 混合すると大気圧動作が可能となった。

(5) N_2 混合の最適値は、ピークパワーに対しては CO_2 : $\text{N}_2 = 1:1.5$, パルスエネルギーに対しては $1:1$ であった。

(6) へリカル TEA レーザーを用いて最大出力 2.5 MW が得られ、効率は 3% であった。

(7) レーザー出力波形は鋭い第 1 ピークと長い "すど" から成る。鋭いピークは二準位モデルによる Q スイッチ機構とよく説明された。

(8) へリカルレーザーにより可飽和吸収体を用いることな自己モードロッキングが達成された。モードロックパルス幅は最小 1.5 ns (400 Torr) であり、レーザー媒質の持つ帯域幅は、衝突振動から予測される値の約 60% であった。

(9) 針電極レーザーの横モードパターンの測定により、へリカルレーザーでは TEM₀₀ モードが容易に得られることがわかった。ビーム拡がり角は 2 mrad であった。

(10) マトリックス配列レーザーの光信号利得は圧力に反比例し、 $20 \sim 250\text{ Torr}$ で、最大 12 dB/m ~ 最小 1 dB/m が得られた。利得帯域幅積は CO_2 : N_2 : He 三元混合気体だが、 CO_2 : N_2 , CO_2 より良いことがわかった。

(1) 小信号利得の時間的振舞より CO_2 レーザー 上準位の
光学的衝突断面積が求められ、 $\sigma_{001} = 1.4 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$,
 $\sigma_{000} = 7.0 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ であった。

(2) 飽和利得は、圧力依存性が少なく、電気入力 2.2 J で
 $\text{CO}_2 : \text{N}_2 = 35 : 35 \text{ Torr}$ において、飽和パラメータは
 49 mJ/cm^2 (100 ns パルス) となった。

TEA レーザーの発展のペースは極めて早く、3.2 節
で述べた各種の型が各国で検討・研究されている。1972
年秋の段階で、二重放電型を用いたものでエネルギー
- 300 J, ピークパワー - 3 GW にまでなっている。今後
固体レーザーを凌がする時と近いと思われる。

今後に残された問題は、多段増幅器を持つ大出力レ
ーザーとしての諸問題、即ち、プラズマへの入力増大化、
高気圧増幅器特性、高出力用素外材料(窓、反射鏡など)
の開発、および超高圧電子ビーム制御放電型レーザーに
関する実験的検討である。

参 考 文 献

- 1) 中塚, 山部, 横山, 山中; 電通, 量子エレクトロニクス委, QE-71-26 (1971)
- 2) A.V. Phelps: REV. Mod. Phys. 40 (1968) 399.
- 3) C.K.N. Patel: Phys. Rev. Letters 13 (1964) 617.
R.J. Carbone et al: IEEE J. Quant. Electron. QE-5 (1969) 442.
- 5) W.B. Tiffany et al: Appl. Phys. Letters 15 (1969) 91.
- 6) T.F. Deutsch et al: Appl. Phys. Letters 15 (1969) 88.
- 7) P.A. Miles et al: IEEE J. Quant. Electron. QE-4 (1968) 811.
- 8) D.J. Dezenberg et al: Appl. Opt. 6 (1967) 1541.
- 9) R.J. Freiberg et al: IEEE J. Quant. Electron. QE-6 (1970) 105.

- 10) M.A. Kovacs et al: Phys. Letters 8 (1966) 62.
- 11) A.J. Beaulieu: Intern. Quant. Electron. Conf. (Kyoto, 1970).
- 12) A.M. Robinson: IEEE J. Quant. Electron. QE-7 (1971) 199.
- 13) R. Fortin et al: Canad. J. Phys. 49 (1971) 1783.
- 14) R. Dumanchin et al: Intern. Quant. Electron. Conf. (Kyoto, 1970).
- 15) A.K. Laflamme: Rev. sci. Instrum. 41 (1970) 1578.
- 16) J. D. Cobine: Gaseous Conductors (Dover, N.Y. 1958) 177.
- 17) P.R. Pearson et al: Electronics Letters 7 (1971) 141.
- 18) M.C. Richardson et al: Symposium on "High Power Molecular Lasers"
(Quebec, Canada, 1972).
- 19) C.A. Fenstermacher et al: Appl. Phys. Letters 20 (1972) 56.
- 20) N.G. Basov et al: Symposium on " High Power Molecular Lasers "
(Quebec, Canada, 1972).
- 21) W.H. Christensen et al: Appl. Phys. Letters 18 (1971) 385.
- 22) R.A. Fitch: IEEE Trans. Nuclear Sci. NS-18 (1971) 190.
- 23) T.Y. Chang et al: IEEE J. Quant. Electron. QE-8 (1972) 721.
- 24) M. Nakatsuka et al: Japan. J. appl. Phys. 10 (1971) 1480.
- 25) M.J. Weber et al: IEEE J. Quant. Electron. QE-2 (1966) 369.
- 26) A.J. Beaulieu: Proc. IEEE 59 (1971) 667.
- 27) W.G. Wagner et al: J. appl. Phys. 34 (1963) 2040.
- 28) M. Nakatsuka et al: Japan. J. appl. Phys. 11 (1972) 114.
- 29) A. Yariv: Quantum Electronics (1967,)329.
- 30) P.J. Berger et al: Appl. Phys. Letters 21 (1972) 167.
- 32) A.M. Robinson: J. appl. Phys. 42 (1971) 4098.
- 33) 中塚, 山部 權山, 山中 : 電子誌論文誌C, 93-C (予定) (1973)
- 34) C. Yamabe, M. Nakatsuka et al: Japan. J. appl. Phys. 11 (1972) 1227.

第4章 炭酸ガスレーザーによるプラズマ計測

§4.1 まえがき

高温、高密度プラズマの実現により熱核融合反応が現実
に可能な時期が近づきつつあると思われるが、⁽¹⁾ プラ
ズマ診断法の中でも探針測定、分光学的測定、マイクロ
波を用いた測定など多くのものは、プラズマの高温、高
密度化に伴い無力となる。このような場合に、レーザ
ー光を利用した診断法が有力なことは周知のこととな
ってきている。⁽²⁾ レーザー光による診断法は干渉法と散乱
法に大別される。⁽³⁾ 干渉法はレーザーの優れた可干渉性
を生かしたものであり、He-Neレーザー光($0.63\mu\text{m}$,
 $1.15\mu\text{m}$)を利用したものから出発し、次第に使用レー
ザー光波長が拡張され、赤外、遠赤外などの長波長レー
ザーの利用によって、マイクロ波と可視光による測定可
能な電子密度領域の境界を埋めようとする努力がなされ
てきた。一方、光散乱法は、Fioccoらが⁽⁴⁾ 電子ビームに
よるルビーレーザー光の散乱を初めて観測して以来、プ
ラズマによるトムリン散乱を利用した計測法が確立され
てきた。光源には、大きな出力と狭い発振線幅の必要性
からルビーレーザーが用いられ、その適用範囲は、電子
密度が $10^{15} \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 以上の高密度プラズマに限られ
ていた。

しかし、比較的低密度プラズマを対象とし、イオン温
度の測定などには、ルビーレーザーですら、波長および

発振線幅は、実で不適当となり、気体レーザーが有効となる。従来の気体レーザーは出力が低く使用に耐えないうが、大出力炭酸ガスレーザーの開発⁽⁵⁾により、比較的低密度のプラズマに対する干渉、散乱計測が可能となってきた。低圧カ軸方向放電炭酸ガスレーザーは出力10~100W、CWでルビーレーザー出力1~10MWに比べ小さいが、連続発振又は繰返しQスイッチが可能であり、散乱光としてはルビーレーザーの場合より大きなエネルギーを取り出し得る。しかも種々の微小光測定技術を駆使することにより、S/Nの改善が期待される。最近になつて、後方向励起大気圧(略称TEA)炭酸ガスレーザーが開発され⁽⁶⁾、パルス出力1~100MWが得られるようになった。(第3章参照)

本章では、炭酸ガスレーザーによるプラズマ計測の得失を明らかにし、TP-D定常プラズマに応用した散乱計測、および干渉計測の実験結果⁽⁷⁾について述べる。

§4.2 実験装置

4.2.1 炭酸ガスレーザーとプラズマ装置

実験に用いたC- O_2 レーザーは⁽⁸⁾、低圧カ軸方向放電型のものであり、放電管は、長さ3.8m、管内径5cm ϕ でセクションより成り水冷されている。レーザー共振器は曲率半径5mの2枚の金蒸着凹面鏡で構成され、内部鏡乳結合方式である。反射鏡基盤材としてはガラスおよびステンレス鋼を用いたが、高出力動作に対して、ガラス製は温度上昇により簡単に破壊したので、通常はステンレス鋼基盤のものを用いた。

内部鏡方式では、反射鏡を放電管に固定すると、放電管の熱的膨張により出力に変動を受けるので、反射鏡は光学ヤニチにより支持し、放電管は自由に伸縮できるようにした。

出力の取出しは、一対の反射鏡中央に設けた直径 3mm^ϕ 或いは、 5mm^ϕ の結合孔を通して行なったが、 5mm^ϕ の時には、干渉計測の際に干渉光学系からレーザー共振器への光帰還が大きく、干渉光学系のわずかの機械的振動も増幅され、発振出力に変調を生じた。 3mm^ϕ の場合には、出力孔の先に、更に 3mm^ϕ の二重スリットを用いることにより、上述した変調は無視できる程度に減少した。この実験を通じて、結合孔は 3mm^ϕ とした。

使用気体は、三元混合 ($\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:5$) である。放電電源は、容量 2kW 、電流脈動率 0.2% 以下である。この電源の場合、最適条件は、全圧力、数 Torr、 70mA で、最大出力約 30W であった。

測定対象には TP-D I プラズマ装置⁽⁹⁾ を用いた。この装置は、高電離度、高密度の静かなプラズマを発生できる直流放電型であり、その構成は Fig. 4-1 に示した。放電領域 (I) では、陰極側から気体を導入し、直流放電で生じたプラズマは陽極中央の穴よりプラズマ領域 (II) に出る。プラズマ領域 (II) と (III) は、オリフィスで区切られ、領域 (II) は背圧力 $\sim 10^{-3}$ Torr、領域 (III) では $\sim 10^{-6}$ Torr で、電子密度は上流側の (II) では領域 (III) より、約 1桁 高いものと推定されている。プラズマ領域には

プラズマ閉込め用のミラー型磁場が印加されている。

測定は、全て領域(II)で行ない、レーザー光は陽極より3 cm 下流側を通した。使用気体は主にヘリウムであり領域(II)の背圧力は 2.8×10^{-3} Torr, 磁場強度は軸上で1.2 kGであった。また、この位置でのプラズマの径方向径は約10 mmであった。

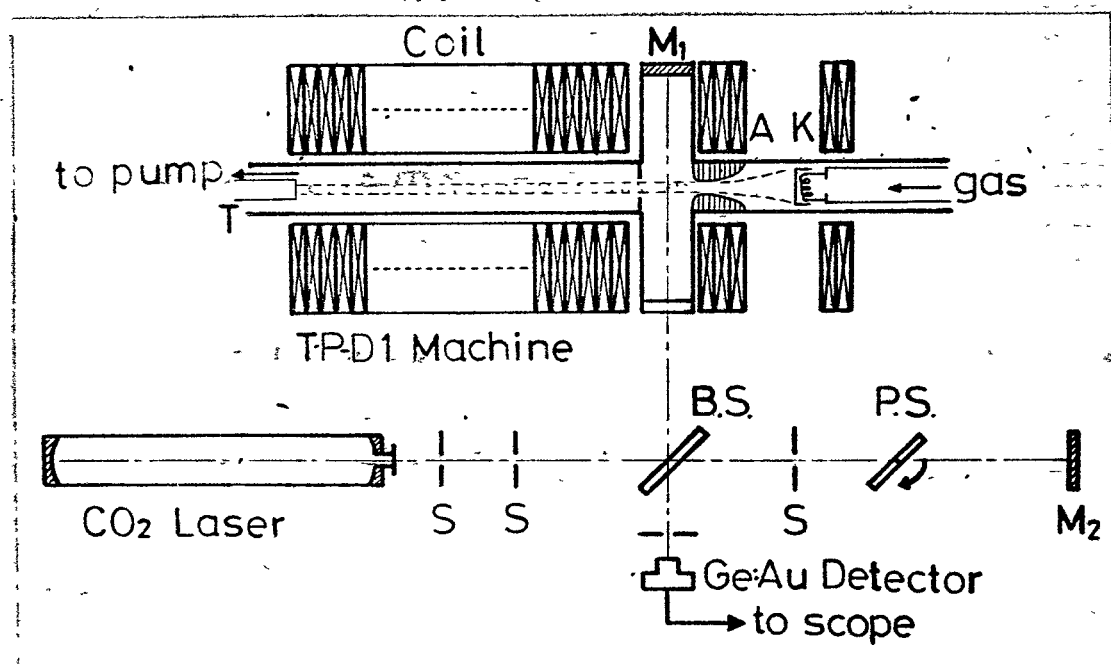


Fig. 4-1 TPDプラズマ装置と炭酸ガスレーザー
マイケルソン干渉計

4.2.2 赤外光検知器

10 μ m帯を含む中間赤外域では可視光領域のような高感度検知器は未だ開発されていない。現在用いられる高感度の検知器としてはゲルマニウム系光伝導検知器⁽¹⁰⁾や三元混晶系検知器⁽¹¹⁾がある。Ge: Au, Ge: Cu, および Ge: Hg

検知器に対する波長 $10.6 \mu\text{m}$ での比検出度 D^* は、それぞれ 3×10^7 , 0.8×10^{10} , $3 \times 10^{10} [\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}]$ である。

本章の実験においては、比較的に入手容易なものとして、レーザーパワーのモニター用には $\text{Ge}:\text{Au}$ を、光散乱検知用には $\text{Ge}:\text{Cu}$ を用いた。 $\text{Ge}:\text{Cu}$ 素子は $3 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$ の大きさである。

プラズマによるレーザー散乱光は極めて弱く、検知限界近傍で赤外検知器を使用するため、プラズマからの輻射や、室温物体からの定常熱輻射入力は無視できない。温度 300°K の物体からの黒体輻射は、波長 $10 \mu\text{m}$ にそのピークを有している。ここで、室温物体からの輻射の影響を検討する。(12)

光伝導検知器の出力 ΔV は、負荷のインピーダンス整合をとった場合は

$$\Delta V = V (\Delta n / n) \quad (4.1)$$

となる。ここで V , n , Δn は検知素子印加電圧、素子内定常キャリア数、および光入射によるキャリア数増加を表わす。(4.1) 式より、定常的光入力は、暗電流増加による散弾雑音を増すのみならず、変化する入射光に対する検知出力の低下をも招くことがわかる。

著者は、この効果を減ずるために、検知素子直前に狭帯域干渉フィルター（中心波長 $10.6 \mu\text{m}$, 透過半値全幅 $\Delta\lambda = 0.245 \mu\text{m}$, 最大透過率 80% ）を設け、且つフィルターからの輻射を減ずるために、これを窒素温度に冷却した。

温度 T [$^{\circ}\text{K}$] の物体から放射される光子数は

$$R(\lambda, T) = \frac{2}{\lambda^2} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda \cdot kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (4.2)$$

であるから、単位時間あたりの素子への入射光子数は、検知器の波長感度特性 $D(\lambda)$ を考慮し、キャリア数を増加させるのに有効な光子数として表わすと

$$R_1 = \int_{\lambda, S, \Omega} R(\lambda, T) \cdot D(\lambda) d\lambda \cdot dS \cdot d\Omega \quad (4.3)$$

となる。 S 、 Ω は検知素子の面積および観測立体角である。狭帯域フィルター（透過率 $\alpha(\lambda)$ ）を用いた場合は

$$R_2 = \int_{\lambda, S, \Omega} R(\lambda, T) D(\lambda) \alpha(\lambda) d\lambda \cdot dS \cdot d\Omega \quad (4.4)$$

となる。素子への全有効入射光子数 R_T は、検知器外界よりフィルターを通過するもの (4.4) 式と、フィルター自体からの入射 (4.3) 式の和で表わされる。増加キャリア数は、 $\Delta n = \eta R_T$ となる。 η は素子の量子効率およびキャリア寿命である。Ge:Cu 素子に対して Fig. 4.2 に示した波長感度曲線⁽¹³⁾を用いて、冷却されたフィルターの効果を数値計算した。素子への有効入射光子数 R_T および増加キャリア数を Table 4.1 に示す。但し、 $\eta = 0.5$ 、 $\tau = 1 \text{ ns}$ 、 L 、 $\Omega = 10^{-2} \text{ sterad}$ 、 $S = 1 \text{ cm}^2$ とした。

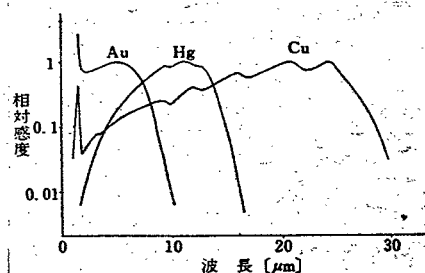


Fig. 4.2

Ge:Cu, Ge:Hg, Ge:Au の相対的波長感度曲線(それぞれの最大値を1としてある)

Table 4.1 より明らかに、外部からの熱輻射入力は狭帯域フィルターを用いることで、約2桁

減少でき、フィルター自体からの輻射は検知感度の範囲内全体を加えても外部入力の約1桁低い。全体として、増加キャリア数は、フィルター効果により約2桁減少できる。また、ここで用いた程度、帯域幅のフィルターでは、液体窒素温度以下に冷却しても、その効果はないことがわかった。

実験に用いた Ge:Cu 検知器の概略を Fig. 4.3 に示した。液体ヘリウムタンクの容量は 1.6 L であり、連続して 10 時間使用できた。冷却干渉フィルターは、液体窒素温度の熱シールド壁に取りつけた。

フィルター温度 輻射入力	フィルターなし	
	77°K	10°K
フィルター自体	—	6.5×10^{11} 2.6×10^9
外部 (300°K)	6.9×10^{14}	5.3×10^{12} 5.3×10^{12}
合計	6.9×10^{14}	6.0×10^{12} 5.3×10^{12}
増加キャリア数	3.4×10^6	3.0×10^4 2.6×10^4

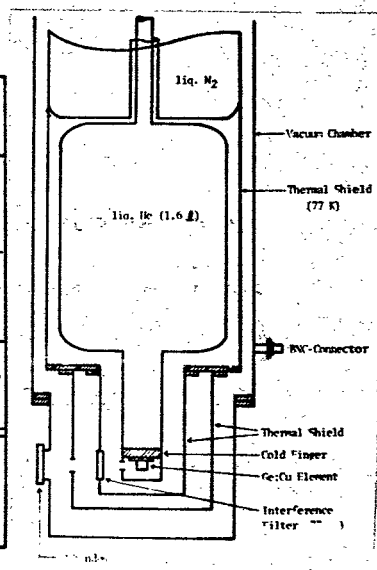


Table 4.1 フィルター冷却効果, (素子の入射光子数 および 増加キャリア数を示す) Fig. 4.3 赤外検知器

§ 4.3 レーザー干渉計測

後に述べるレーザー光散乱計測の結果をクロスチェックする為に、同一の CO₂ レーザーを用いたマイケルソン干渉計 (Fig. 4.1) による電子密度測定を行なった。⁽¹⁴⁾

プラズマの屈折率 μ は、電子プラズマ周波数を ω_p , 電

3 衝突周波数を ν 、レーザー光周波数を ω によ、て次式で表わされる。(15)

$$\mu = \left\{ 1 - \frac{(\omega_p/\omega)^2}{1 + (\nu/\omega)^2} - j \frac{(\nu/\omega)(\omega_p/\omega)^2}{1 + (\nu/\omega)^2} \right\}^{1/2} \quad (4.5)$$

この領域では $\nu \ll \omega$, $\omega_p \ll \omega$ の時には $\mu \sim 1 - \frac{1}{2}(\omega_p/\omega)^2$ となり、マイケルソン干渉計の場合、レーザー光波長を λ [cm], 電子密度 n [cm⁻³], プラズマ長さ L [cm] に対して、干渉フリンジ移動数 ΔN は、次式で示される。

$$\Delta N = 8.92 \times 10^{-14} \lambda n_e L \quad (4.6)$$

フリンジ移動数の測定は種々の方法^(16,17) があるが、ここでは、図に示した如く、参照光路に回転移相板(イルトラン II, 厚さ 2mm)を挿入し、1 rps で回転させ干渉フリンジの大きさを読みつつ、信号光路でのプラズマの有無によるフリンジ移動を測定した。

厚さ d の移相板が光軸に対して、正対位置から微小角 θ だけ傾いた時 (Fig. 4.4), 参照光路長の変化 ΔL による位相差 $\Delta \phi$ は、移相板の屈折率を μ_0 として、

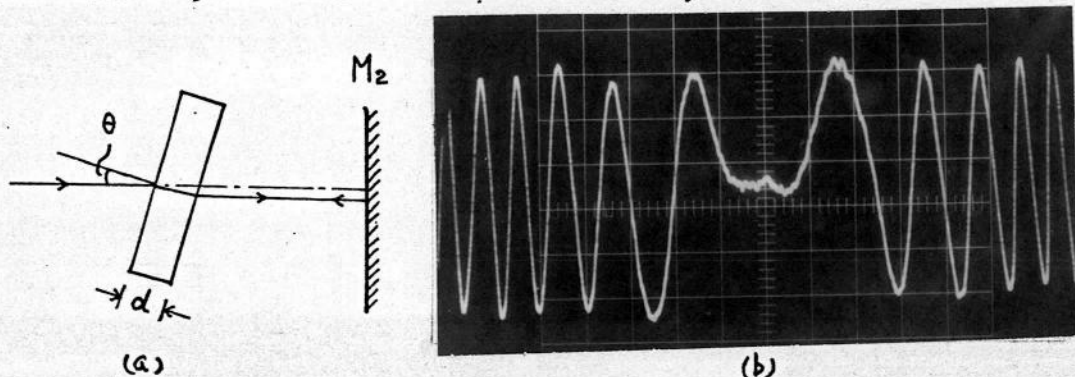


Fig. 4.4. a) 回転移相器 b) 干渉フリンジ波形 (5ms/div.)

$$\Delta L \approx 2d \left[-\frac{\mu_0}{2} \left(\frac{\theta}{\mu_0} \right)^4 + \frac{\mu_0}{2} (\mu_0 - 1) \left(\frac{\theta}{\mu} \right)^2 \right] \quad (4.7)$$

$$\Delta \varphi = 2\pi \Delta L / \lambda$$

従って、 $\theta = 0$ を横切る時の位相変化率は

$$\left(\frac{d\varphi}{d\theta} \right)_{\theta=0} \approx 4\pi d (\mu_0 - 1) \theta / \lambda \mu_0 \quad (4.8)$$

であり、この部分は極めて緩やかな鞍部を成し、且つ、1 フリンジの大きさが同時に示されるので、正確な測定が可能となる。

干渉光は Ge: Au 検知器で受け、シンクロスコープで観測した。移相器の回転によるフリンジ変化の一例を、Fig. 4.4 (b) に示した。干渉光を長時間にわたり安定化し、プラズマを信号光路に挿入した時のフリンジ鞍部のずれより、フリンジ移動量を求めた。位相変化に対する光量の変化分は、初期位相により異なるため、その補正を行った後に (4.6) 式より電子密度を決定した。求められた値は、プラズマ柱の径方向平均密度である。TP-D 装置の各放電電流値において数回の測定の平均を Table 4.2 に示す。

この方式によると 10^{-2} フリンジの読取ができ、50 ~

放電電流	フリンジ移動数	測定値分散	電子密度 (cm^{-3})
50 A	0.015	0.011	1.5×10^{14}
60 A	0.023	—	2.4×10^{14}
70.5 A	0.032	0.01	3.3×10^{14}

Table 4.2 — 干渉計測結果

70.5 A の放電電流に対し、電子密度は直線的に増加し $1.5 \times 10^{14} \sim 3.3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ であった。50 A 以下ではフリッジ移動数は読取不可能であった。

§ 4.4 レーザー光散乱計測

4.4.1 CO₂レーザーの有効性

プラズマにレーザー光を入射した時のトムソン散乱光のスペクトル分布は、周知の如く、プラズマパラメータ $\alpha = (|\vec{k}| \cdot L_D)^{-1}$ に依存して変る。^(2,18) ここで $L_D = (\kappa T_e / 4\pi n_e e^2)^{1/2}$ はデバイ長である。散乱角を θ とすると

$$\alpha = (|\vec{k}| \cdot L_D)^{-1} = [2|\vec{k}| \cdot L_D \sin(\frac{\theta}{2})]^{-1} \quad (4.9)$$

となる。 $\vec{k}$ は入射光波数ベクトル $\vec{k}_i$ と散乱光のそれとの差である。

$\alpha \ll 1$ の場合には、散乱光は個々の電子の統計的に独立な寄与が主要であり、電子の速度分布としてマクスウェル分布を仮定すると、散乱光スペクトルはガウス分布となり、その幅から電子温度 T_e が決定される。 $\alpha > 1$ の場合は、電子による散乱光スペクトルは、イオンの熱運動が影響した中心ピークと、その両側に電子プラズマ振動で変調された側帯ピークから成る。中心ピークの幅からイオン温度 T_i が、側帯ピークの大きさや中心からのずれによつて電子温度、電子密度が決定される。また $\alpha > 1$ の場合には、プラズマ中の波との共鳴現象により散乱スペクトルに種々の共鳴線が現われる可能性があり、イオ

(19)
 二音波や種々の乱流現象を測定対象とすることができ、
 全散乱強度の絶対測定により電子密度を求められる。

散乱光スワフトルからイオン温度を決定するには、 $\alpha > 1$ の条件を満たす必要がある。従来用いられてきたルビ-レーザーでは、低密度プラズマにならに従って、極めて小角度での前方散乱が要求され、しかも中心ピーク幅が狭いため、その形状も正確に測定することは実験的に困難である。炭酸ガスレーザーは波長が長く散乱角を1桁以上大きくすることができ、Table 4.3 に $\alpha = 1$ を与える散乱角 θ を電子密度に対して示した。 $T_e = 10 \text{ eV}$ とした。

$n_e (\text{cm}^{-3})$		10^{13}	10^{14}	10^{15}	10^{16}	10^{17}
θ	ルビ-レーザー ($\lambda = 0.69 \mu\text{m}$)	0.8°	2.5°	8.5°	27°	95°
	CO_2 レザー ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$)	13°	42°	1.1^*	3.6^*	11.3^*

(* $\theta = 180^\circ$ での α の値)

Table 4.3 $\alpha = 1$ を与える散乱角の比較

イオンピーク幅 $\Delta\omega_i$ はイオン温度 T_i 、質量 M_i とすると

$$\Delta\omega_i = 2|\vec{k}_i| \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \left\{ \frac{2kT_i}{M_i} \right\}^{1/2} \quad (4.10)$$

で与えられる。 $\theta = 10, 30^\circ, \lambda_i = 10.6 \mu\text{m}$ とした He プラズマを考えた時の $\Delta\omega_i$ の値を Table 4.4 に示す。ルビ-レーザーに対しては、Table 4.4 の値の約15倍となる。

り、通常、Qスイッチ出力の線幅($0.1 \sim 0.3 \text{ \AA}$, $0.1 \sim 20 \text{ GHz}$)以下が等しい程度であり分解能よく測定できない。
 CO_2 レーザーの発振線幅は、発振縦モードが極めて少なく、容易に単一モードが得られるので、 $1 \text{ kHz}^{(20)}$ 程度に出来る。従ってホモダイン法或はヘテロダイン法を用いることにより精度よく中心オニピーク幅を測定できるものと思われる。

$\theta \backslash T_i$	$10^3 \text{ }^\circ\text{K}$	$10^4 \text{ }^\circ\text{K}$
10°	0.2 GHz	0.6 GHz
30°	0.6 GHz	1.8 GHz

Table 4.4

次に、炭酸ガスレーザーによる光散乱計測法が現在の検知技術でどの程度の低密度プラズマを対象とできるかを検討しよう。

散乱光強度 I_s は、入射光強度 I_0 、電子密度 n_e 、トムソン散乱断面積 σ_e を用いると

CO_2 レーザーを用いた場合の中心オニピーク幅 ω_i

$$I_s = I_0 n_e \sigma_e d\Omega dL \quad (4.11)$$

で与えられる。 $d\Omega$ は観測立体角、 dL は散乱体のレーザー進行方向の長さである。 $I_0 = 100 \text{ W}$, $\sigma_e = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$, $d\Omega = 10^{-2} \text{ sterad}$, $dL = 1 \text{ cm}$ とすると $I_s = 6.65 \times 10^{-25} n_e$ となる。赤外微少光の検知には、前述した検知器を特殊な手法で使用する必要がある。散乱光スペクトル分布の測定にヘテロダイン検波⁽²¹⁾を用いるとよい。測定時の雑音⁽²¹⁾が検知器のみから生じるとすると、光伝導検知器の場合、雑音等価パワーは

$$P_s = 2 h \nu \sigma_f / \eta \quad (4.12)$$

となる⁽²²⁾。 ν は入射光周波数, η は量子効率, $\Delta\nu$ は測定周波数帯域幅である。 Ge-Cu 素子では, テレロダイニ法による利得をも含んで $P_s = 7 \times 10^{-20} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1}$ 程度に出来る⁽²³⁾。 かつ $\Delta f = 700 \text{ MHz}$, $S/N = 1$ の場合は, $n_e \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマを対象にできる。

4.4.2 散乱計測光学系とデータ処理

CO₂ レーザーを用いた散乱計測による電子密度の測定を目的とし, 全散乱強度を測定した。 測定系は Fig. 4.5 に示したとおり 散乱角 $\theta = 171^\circ, 30^\circ, 10^\circ$ とした。 入射レーザー光は, チョッパーにより 2 kHz で断続し検知器の 1/f 雑音を軽減した。 その後, プラズマ中心に焦点を合わせたレンズ L₁ で, プラズマ柱に集光入射される。 レーザー光の拡がり角と, 長焦点レンズによる限界からプラズマ位置でレーザービーム幅は約 1 mm であった。 一方, 入射光強度は, Ge-Au 検知器でモニターした。 受信散乱信号は, 入射モニター信号と共に同期検波方式により処理され, テコーターで記録される。

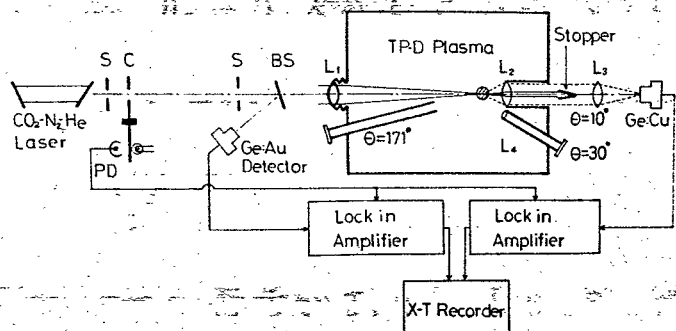


Fig. 4.5 レーザー散乱計測光学系

同期検波方式により、予選パ周波数成分のみを検出して、位相感知増幅器が利得飽和を生いなく限り、 S/N は極めて向上できる。同期検波帯域幅は $B = (2T)^{-1}$ であり、位相感知増幅器の積分時定数 T によって決る。検知器の主な雑音は低周波領域にあり⁽²⁴⁾、帯域幅 B_N の白色雑音と考えられるので、同期検波による雑音除去比は B/B_N で与えられる。実験では $T = 0.3$ 秒としたが、 $B_N \sim 10$ kHz とすると、雑音除去比は -38 dB となる。

時間的に連続して得られたデータは、記録チャートより2秒間隔で各放電電流に対し、約50個サンプルを取り出し、統計処理した。測定時においては随時、検知器雑音レベル、およびプラズマ容器などからの迷光散乱レベルをチェックした。

レーザー光を入射しない時の検知器系の雑音レベルを I_1 、プラズマの存在しない時の器壁などによる迷光散乱信号レベルを I_2 、プラズマの存在する時の散乱信号レベルを I_3 、それぞれに対応する入射レーザー光モニター信号レベルを I_0 とすると、平均的な迷光散乱強度 A 、散乱光強度 B は、 m 個のサンプルより次式で算出される。

$$A = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (I_{2,i} - \bar{I}_1) / I_{0,i} \quad (4.13)$$

$$B = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (I_{3,i} - \bar{I}_1) / I_{0,i} \quad (4.14)$$

ここで添字 i はデータサンプル番号であり、 $\bar{I}_1$ は検知器系雑音レベルの平均値を示す。これらの値からプラズマによる正味の散乱光強度の相対値は、 $I = B - A$ で求め

られる。

4.4.3 実験結果

散乱光測定における雑音の主要因は、プラズマ容器からの迷光散乱である。

後方散乱($\theta = 171^\circ$)計測では、観測立体角を増し迷光を減少させるために、内径 15 mm のよく磨いたステンレスパイプを光学路としてプラズマ近傍まで挿入しまたレーザー光の直進方向には、内面にカーボン粉を塗布したホーン型トラップを真空中に設け、透過レーザー光を吸収させた。レーザー光の進行方向に赤外用窓を設けトラップを設けない場合と比較すると、迷光レベルは約 $1/10$ に減少した。

前方散乱($\theta = 30^\circ$)計測では、ライトパイプ入口にレンズ L_4 を設け、散乱光を平行ビームとし、パイプ出口の大口径反射鏡で検知器に導入した。

$\theta = 10^\circ$ での測定においては、プラズマによる散乱光は、プラズマ柱の中央に焦点を持つレンズ L_2 で平行ビームとされ、レンズ L_3 で検知器に導入される。直進したレーザー光は、 L_2 と L_3 の間に置かれた円錐型ストッパーで吸収され除きされる。用いたレンズは全て KRS-5 で製作した。

トムソン散乱による電子密度決定には、入射光、散乱光の絶対測定および光学系挿入損失の決定が必要である。著者は、全測定光学系を較正し、相対散乱強度から電子密度を求めるために、レーリ-散乱断面積の判明し

ている気体（空気など）をプラズマ容器に導入し、レーリー散乱光強度を尺度に用いた。

一般に散乱光強度は、散乱粒子の密度および散乱断面積を n 、 σ とし、全測定系の効率を K とすると、入射光 I_0 に対して $I_s = K I_0 n \sigma d\Omega dL$ となる。同一光学系を用い、トムソン散乱（係数 T ）とレーリー散乱（ R ）を観測することにより、電子密度が求められる。

$$n_e = \frac{(I_s/I_0)_T \cdot \sigma_{air} \cdot dL_{air}}{(I_s/I_0)_R \cdot \sigma_e \cdot dL_p} n_{air}$$

$$= 2.75 \times 10^{13} (I_{sT} / I_{sR}) \quad (4.15)$$

ここで、レーリー散乱媒質は空気とし、幾何学的配置より $dL_{air} / dL_p = 25$ 、観測立体角は同一とした。また、 $\sigma_e = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ 、1気圧の空気粒子密度 $n_{air} = 2.69 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、および $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ に対する空気のレーリー散乱断面積は、既に測定された値⁽²⁵⁾より λ^{-4} 則に従って求めた $\sigma_{air} = 2.72 \times 10^{-32} \text{ cm}^2$ を用いた。

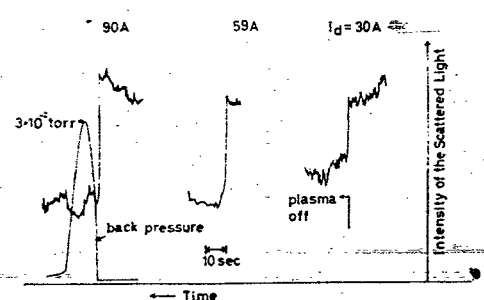
実験においては、ダストフィルターおよびシリカゲル乾燥剤を通して、プラズマ容器に除々に純粋な空気を導入した。実験室内空気を直接導入した時は、上記処理をした純粋空気による散乱強度の約3倍の値を示した。これはルビレーザによる同散乱強度比（約20倍⁽²⁶⁾）に比べると小さな値である。これは室内空気の条件の差と共に、塵埃や水蒸気粒子によるミー散乱断面積が、 $\lambda = 0.69 \mu\text{m}$ に対して $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ではかなり小さいた

めと思われる。

$\theta = 171^\circ$ において、空気のレーリー散乱で校正した値は、TP-D装置の放電電流 70.5 A および 83 A に対して、それぞれ電子密度 2.9×10^{14} , $8.5 \times 10^{14}\text{ cm}^{-3}$ が得られた。⁽²⁷⁾ (Fig. 4.6 に示した。●印)

$\theta = 30^\circ$ に対して得られた散乱強度より電子密度、放電電流に対する相対的变化が求められた。これは、干渉計測による $I_d = 60\text{ A}$ の値で規格化し Fig. 4.6 に示した。(○印)

$\theta = 10^\circ$ の時には、他の二つの場合に比べて、極めて大きな散乱信号が得られた。ストッパー直径 8 mm の場合の記録チャート例を Fig. 4.7 に示す。放電電流を遮断



した時の大きな変化が出てくる。また同時に、プラズマを消去した際のプラズマ容器内の中性粒子圧力を $I_d = 90\text{ A}$ の場合について示した。圧力変化は $3 \times 10^{-2}\text{ Torr}$ であり、

Fig. 4.7 $\theta = 10^\circ$ での散乱強度、他の放電電流に対しても、圧力観測記録チャート 力変化は電流に比例した。

中性ガスの増分は少なく、レーリー散乱効果は全く無視できることがわかる。

小角前方散乱計測におけるレーザー散乱信号の大きな変化は、高密度プラズマ柱によるレーザー光の屈折効果⁽²⁸⁾であろうと推定された。詳しい検討は後に述べる

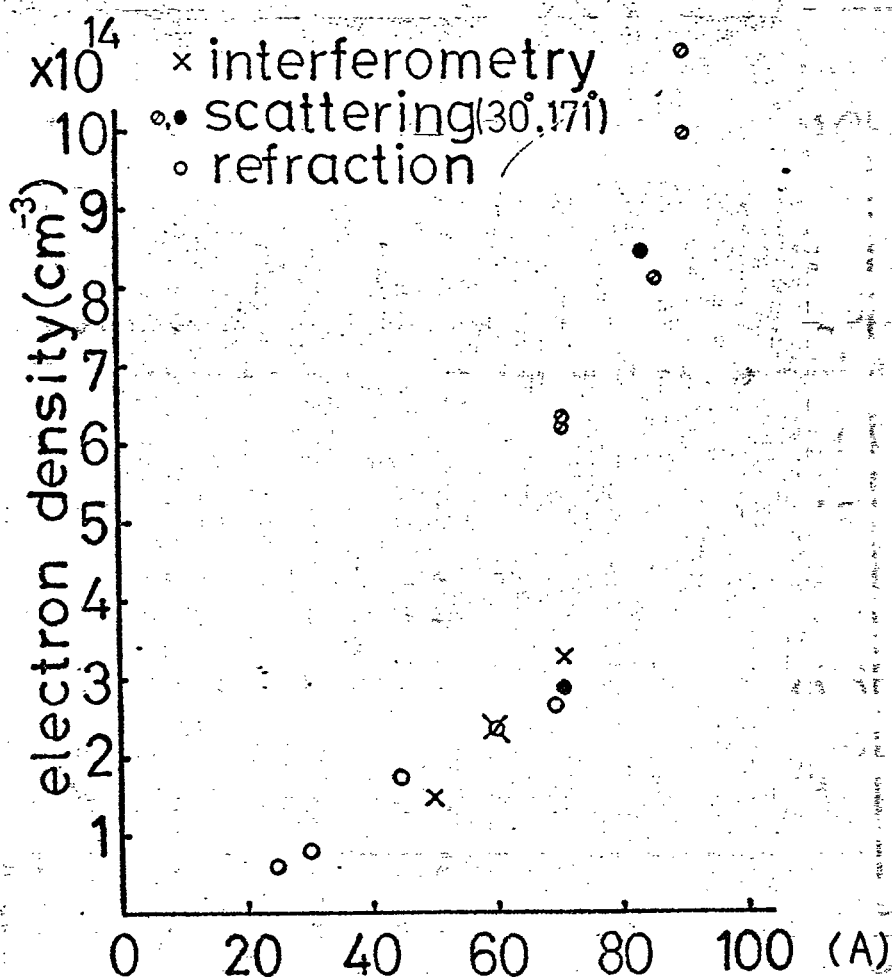


Fig. 4.6 He プラズマ 中電子密度の放電流依存性

x: 干渉計測 (絶対値)

●: $\theta = 171^\circ$ 散乱計測 (絶対値)

○: $\theta = 30^\circ$ " (相対値)

(干渉計測での $I = 60 \text{ A}$ で規格化)

○: 屋敷効果による測定 (相対値)

(")

以上のヘリウムガスの代りにアルゴンを用いた場合の測定結果を Fig. 4.8 に示す。 $I_d < 50$ A では、散乱光強度は迷光レベル以下であり測定できなかった。 $(\theta = 30^\circ)$ $I_d > 50$ A では He プラズマと同様に放電電流に対し電子密度は super linear な増加を示した。Ar プラズマに対しては、次に示すレーリー散乱での較正は、光学的配置が厳密に同じでなかったため、できなかったが、He プラズマに比べて電子密度は低いと思われた。

Ar ガスを用い、中性ガス圧力に対するレーリー散乱強度 $(\theta = 30^\circ)$ を Fig. 4.9 に示す。各データは、測定圧力に対し、15~30 点を統計的平均をとったものである。図中の直線は、最小自乗誤差法で引いたものである。迷光レベル 2.35 に対して、圧力 760 Torr において、

正味の散乱光レベルは 1.1 であり S/N は 0.5 であった。 $10.6 \mu\text{m}$ においてはレーリー散乱強

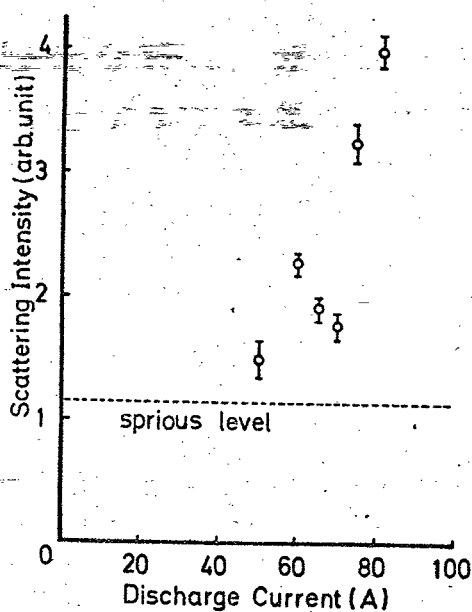


Fig. 4.8 アルゴンプラズマ
散乱計測

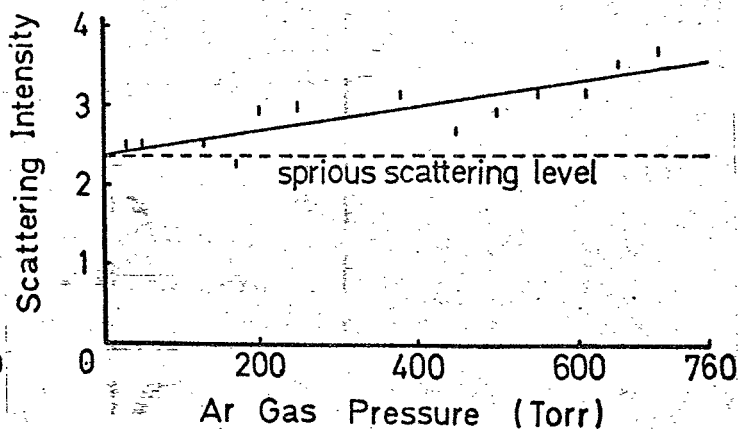


Fig. 4.9
中性アルゴンガス・レーリー散乱

度が小さいことを考えると，プラズマによるトムソン散乱計測が正確である検証ともなる。

§4.5 検討

4.5.1 プラズマによる屈折効果

プラズマによるレーザー光の屈折は，プラズマの屈折率の空間分布，即ち電子密度の勾配によって生じるもので，使用光波長の長い程，その効果は大きい。利用の仕方によらず，プラズマ中の密度の計測法⁽²⁹⁾となる。

プラズマ柱によるレーザー光の屈折効果を求めるため Fig. 4.10 のような二次元モデルを考える。入射レーザー光は，拡がり角を無視し，横電モード (TEM₀₀) とする。半値幅 w の場合規格化された入射強度分布は，

$$I_0(y) = (\sqrt{\pi} w)^{-1} \exp(-y^2/w^2) \quad (4.16)$$

となる。一方，TP-D プラズマ柱の電子密度分布は，ガウス型 (半幅半値 $d = 5.3 \text{ mm}$ ⁽³⁰⁾) であるのでプラズマ密度分布は，次式のようになる。

$$n_e(x, y) = n_0 \exp[-(x^2 + y^2)/d^2] \quad (4.17)$$

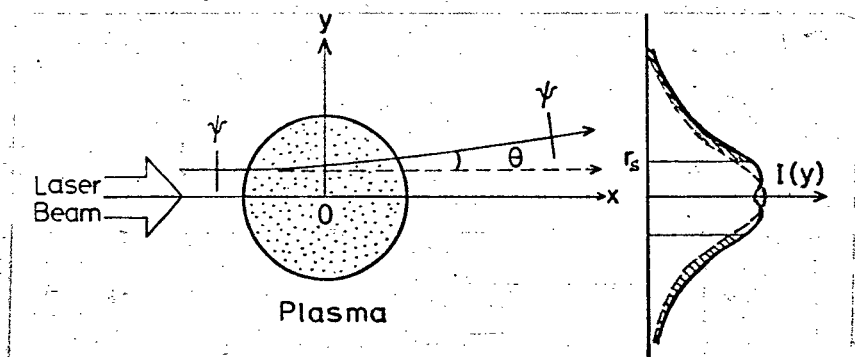


Fig. 4.10 屈折効果計算モデル

プラズマの屈折率は $\omega_p \ll \omega$ の時 (4.5) 式より

$$\begin{aligned} \mu(x, y) &= 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \\ &= 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{d^2}\right] \end{aligned} \quad (4.18)$$

ここでレーザー角周波数 $\omega = 1.78 \times 10^{14} \text{ rad sec}^{-1}$, ω_{p0} はプラズマ中央でのプラズマ周波数 ($= 4\pi n_0 e^2 / m_e$) である。プラズマ柱を通過した後のレーザー光の屈折の大きさは、入射光波面 (平面波) がプラズマ通過後、どれだけ傾くかで決定される。伝播光線の位相 $\psi(x, y)$ は、光路に沿って波数ベクトル $\vec{k}$ を積分する次式で与えられる。⁽³¹⁾⁽³²⁾

$$\psi(x, y) = \int \{k_x(x, y) dx + k_y(x, y) dy\} \quad (4.19)$$

屈折角が微小な場合は (4.19) 式オス項は無視できる。また $k = \omega\mu/c$ を用いて

$$\begin{aligned} \psi(x, y) &= \frac{\omega}{c} \int \mu(x, y) dx \\ &= \frac{\omega}{c} \int \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_{p0}}{\omega} \right)^2 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{d^2}\right) \right\} dx \end{aligned} \quad (4.20)$$

積分範囲は、光源の位置 $x = -l$ (但し $l \gg d$) から、観測点 x までである。ここで $l \gg d$, $x \gg d$ を考慮すると (4.20) 式オス項の積分は $\int_{-l}^x dx' \rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} dx'$ としてもよいので、結局積分の結果、

$$\psi(x, y) = \frac{\omega}{c} \left\{ (x+l) - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_{p0}}{\omega} \right)^2 d \sqrt{\pi} \exp\left(-\frac{y^2}{d^2}\right) \right\} \quad (4.21)$$

光束の各位置 (y) に対応した光路に対するビーム屈折角 $\theta = (k_y / k_x)$ だから

$$\begin{aligned}\theta(y) &= \frac{k_y}{k_x} = \frac{(\partial\psi/\partial y)}{(\partial\psi/\partial x)} \\ &= \left(\frac{\omega p_0}{\omega}\right)^2 \sqrt{\pi} \frac{y}{d} \exp\left(-\frac{y^2}{d^2}\right) \quad (4.22)\end{aligned}$$

従って、小角屈折の場合は屈折角は電子密度に比例し、最大屈折角は、 $y = d/\sqrt{2}$ の位置で生じ、 $n_{e0} = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 、 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ に對し $\theta_{\max} = 0.12 \text{ mrad}$ となる。

単一横モードレーザービームが、 $n_{e0} = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマを通過した後の空間分布の計算例 ($x = 100 \text{ cm}$ の位置) を Fig. 4.11 に示した。

レーザー光は中心部が小さくなり全体的に外側に広がることかわかる。

実験においては、空間分布の中央部分を、円錐形ストッパー (半径 r_s) で吸収し、ストッパー周辺より通過したレーザー光をレンズで集光し受信した。屈折効果による受光信号の変化分は、入射光の初期分布を $I_0(y)$ 、プラズマ通過後の分布を $I_1(y)$ とすると

$$S_0 = 2 \int_{r_s}^{\infty} I_0(y) dy \quad (4.23)$$

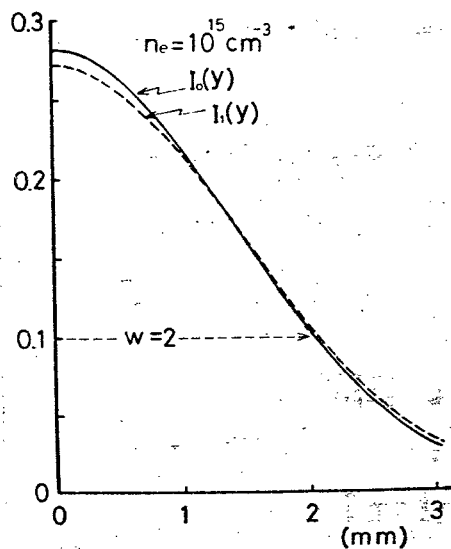


Fig. 4.11 プラズマ通過による光強度分布の変化
 $I_0(y)$: 通過前
 $I_1(y)$: 通過後

$$S_1 = 2 \int_{r_s}^{\infty} I_1(y) dy \quad (4.24)$$

の差で表わされる。屈折効果の大きさは、初期分布による入力信号で規格化し、

$$R = (S_1 - S_0) / S_0 \quad (4.25)$$

また、観測の容易さを示す Figure of Merit として

$$F.M. = (S_1 - S_0) \cdot S_0 \quad (4.26)$$

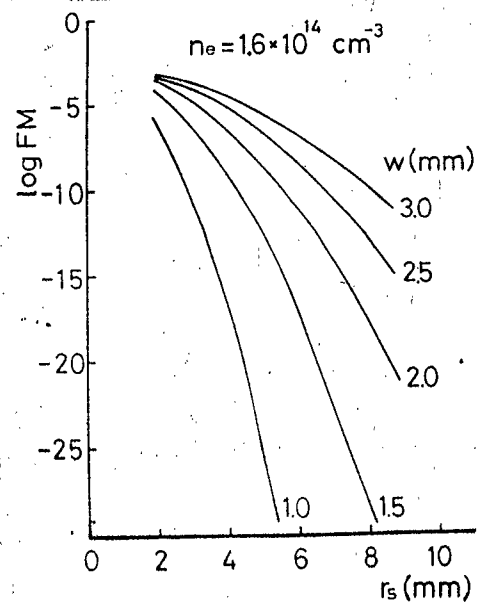
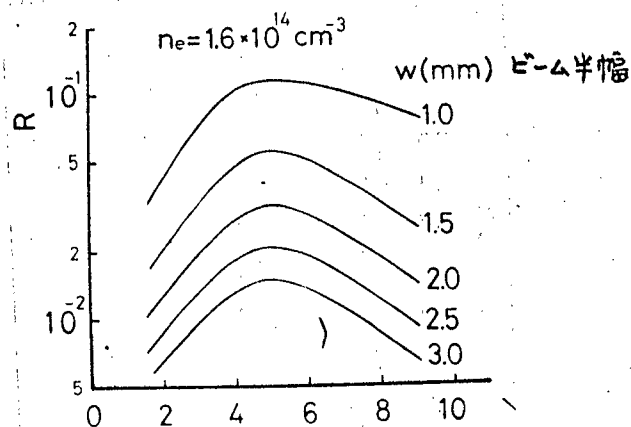
で表わすことにする。 $x = L$ (計算では 100 cm) の位置にストッパーを置いた場合のプラズマ中心密度に対する R の依存性を Fig. 4.12 (a) に示した。

屈折効果 R は、 $N_{e0} < 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ においては、電子密度に正比例した値を示し、また電子密度が大きくなると、レーザービーム幅とストッパー径の比 (w/r_s) が小さくなるにつれて、 R は非線形的に増大する。

Figure 4.13 にストッパー径に対する R , F の変化を示す。屈折効果を最大にするストッパー半径が存在し、且つ、観測強度から考えるならば r_s は小さい程容易である。実験には $r_s = 4, 6, 7.5 \text{ mm}$ のものを用いたが 4 mm 以外は通過バリーが小さく測定できなかった。

上記の計算によって、プラズマ放電電流遮断時の散乱信号の大きな変化は、平均的電子密度の尺度となることがわかった。Fig. 4.6 に屈折効果 R_{exp} の実験値を I_d に対してプロットした。絶対値を比較するために、干渉計測値 ($I_d = 60 \text{ A}$) で規格化した。この計測結果は干渉計測定結果とよい一致を示しており、平均電子密度で

$5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 程度のプラズマをも計測できることがわか



ストッパー半径

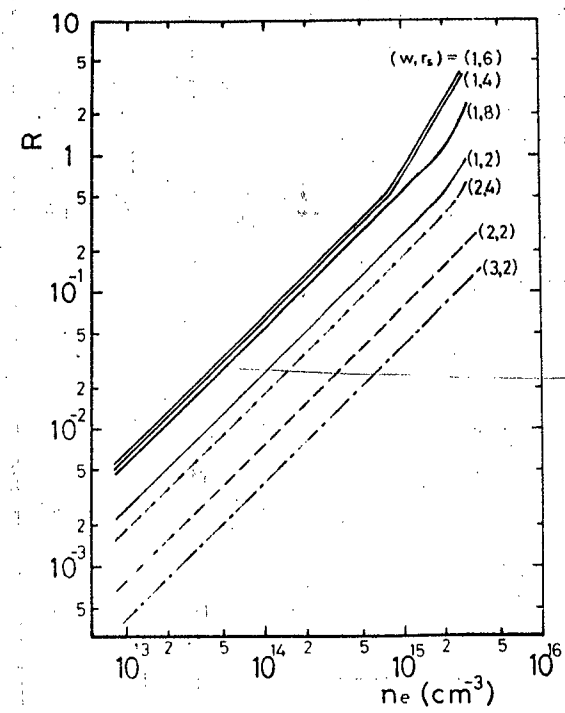


Fig. 4.12 屈折効果 R の プラズマ中心電子密度依存性.

Fig. 4.13. R, FM の ストッパー半径 r_s に対する変化.

った。

4.5.2 光ヘテロダイン法による散乱光検出

レーザー散乱光のスペクトル分布の検出には、ヘテロダイン検波法が有効であることは既に述べた。TP-Dプラズマによる散乱光のヘテロダイン検波を試みたが、検知器および広帯域増幅器（岩通、 1080 MHz ）の雑音レベルが大きく、結果を得るには困難であった。入射レーザー光に含まれる商用周波数ビートや、迷光散乱光による複モードビートなどが観測されたが、今後、低雑音、高感度、広帯域赤外ヘテロダイン検知器系⁽³³⁾の開発が必要である。

ここでは予備的検討として、He-Neレーザー（ $0.633\mu\text{m}$ ）を用いたヘテロダイン（ホモダイン）検波法による、流体の速度測定を行なった実験結果⁽³⁴⁾について述べる。

装置ブロック図をFig. 4.14に示す。He-Neレーザー光（ $\sim 1\text{ mW}$ ）を厚い光学平行板（片面鏡）でA、Bの2つに分け、レンズで内径 8 mm のガラス管内に焦点を結びせた。ガラス管内には水道水を流し、測定対象とした。

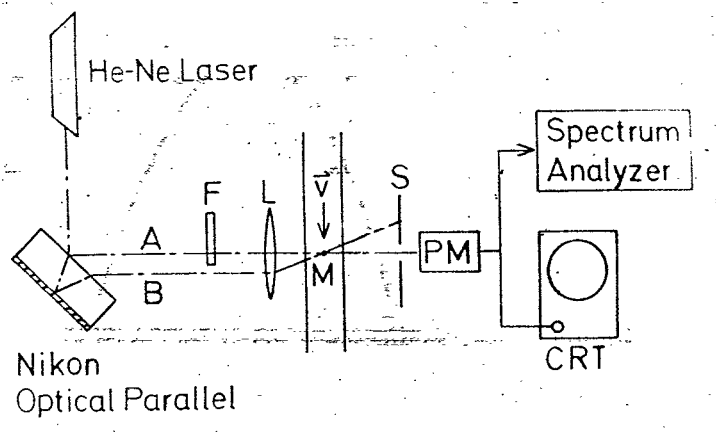


Fig. 4.14
ヘテロダイン
法によるドッ
プラーシフトの
測定配置図

流体により散乱された B ビームの散乱光(信号光)を A ビーム(局発光)と同時に同一の光電子増倍管で受光し、周波数分析器およびオシロスコープで観測した。局発光強度をビート信号が最大になるようフィルターで調整した。

流速 $\vec{v}$ による散乱光のドップラーシフトは

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} (\vec{k}_i - \vec{k}_s) \cdot \vec{v} = \frac{2|\vec{v}|}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad (4.27)$$

で与えられ、 $\vec{k}_i, \vec{k}_s$ は入射光および散乱光の波数ベクトル、 λ は入射光波長、 θ は散乱角である。

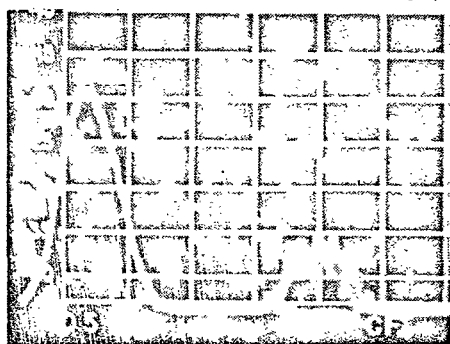
局発光、散乱光の電界を $E_s = E_{s0} \exp(j\omega_s t)$, $E_i = E_{i0} \exp(j\omega_i t)$ とすると光倍管出力電流は入射電界の自乗に比例するので、交流成分として、

$$I(t) = E_{i0} E_{s0} \exp[j(\omega_i - \omega_s)t] \quad (4.28)$$

が得られ、ドップラーシフトは

$$f_0 = (\omega_i - \omega_s)/2\pi$$

のビート成分として観測される。周波数分析器による観測波形の一例を Fig. 4.15(a) に示す。50 kHz/div である。



(a) 50 kHz/div.

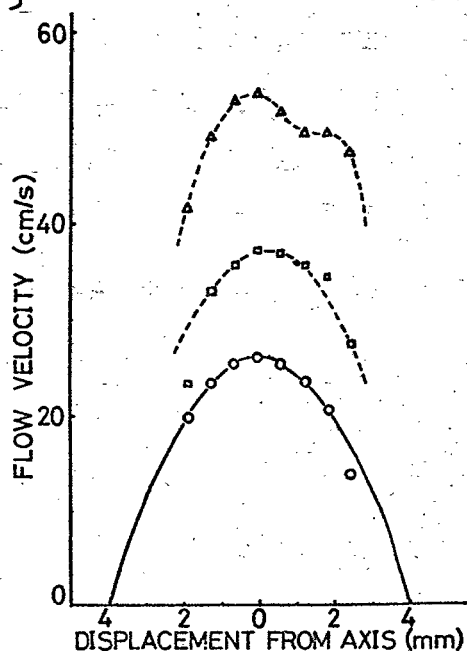


Fig. 4.15 ドップラーシフト (a) と 管内流速分布 (b)

焦点 M の位置を変えて測定したガラス管内の流速分布を (b) に示した。図中の実線は管軸上の流速で規格化した放物線である。管軸上流速が 50 cm/sec 以上になると放物線状流速分布からのずれが現われている。

周知のように、流速 v_{av} 、長さ l 、密度 ρ 、粘性係数 μ 、動粘性係数 $\nu = \mu/\rho$ とすると、レイノルズ数 $Re = v_{av} l \rho / \mu = v_{av} l / \nu \leq 2000$ の時は流体は層流を成し、流速分布は $v(r) = v_{max} [1 - (r/R)^2]$ (v_{max} は軸上流速、 R は管半径、 r は中心軸からの距離) の放物線であり、 $Re > 2000$ では乱流状態になり、台形に近い流速分布になる。放物線分布の時、平均流速 $v_{av} = \frac{1}{2} v_{max}$ であり、実験条件に対し、水で、 $Re = 2000$ とすると $v_{max} = 50 \text{ cm/sec}$ が得られる。測定した流速およびその分布は、これとよく一致している。

全流量より求めた v_{av} とドップラーシフトより求めた流速とは、 $v_{max} < 50 \text{ cm/sec}$ 以内では、約 2% の範囲内で一致した。

以上の結果より、レーザー光散乱のヘテロダイン検波法を用い、ドップラーシフトより求められた流速は正しい値を示していると考えられる。

4.5.3 電子密度の放電電流依存性

測定された電子密度は、He およびアルゴンプラズマにおいて、放電電流に対して $I_d \geq 70 \text{ A}$ において非線形的に増大している。IP-D 装置のプラズマ領域Ⅱにおける測定データが無いために明確には判らないうが、次の

ような理由が考えうる。

α) TP-D装置特有の性質、——HCNレーザーを用いた干渉計測法⁽³⁵⁾によると、装置のプラズマ領域Ⅲにおいて、著者の測定値と同様な傾向を示している。

β) 放電電流の増加に伴って、プラズマ径が増加し、散乱媒質長さが増し、見かけ上の散乱強度の増大になったことも可能である。

γ) 放電電流の増加に伴う電子密度の上昇から、入射レーザー光の屈折効果が増し、レーザーの直進成分が十分にホー型トラップに吸収されず、電子密度依存性を有する迷走散乱が増し、見掛けの電子密度を非線形的に増加させたとも考えられる。

§4.6 むすび

TP-D定常プラズマを対象とするCO₂レーザーによる光散乱計測法の開発を行なった。微小散乱光信号の検知には、赤外検知器系の開発が重要であり、連続発振CO₂レーザーを用いると、従来のQスイッチルビーレーザーによるものに比べて、更に低い密度のプラズマをも対象にできることを示した。また長波長レーザーでは、プラズマによる光の屈折効果も無視できないことがわかった。重要な結果を次に列記する。

① 赤外光微小検知技術を検討した結果、同期検波法では雑音除去比が約-38 dBになる。また透過帯域幅が0.245 μmの干渉フィルターをGe:Cu検知器に用いる場合、フィルターを液体窒素温度に冷却することによ

り、検知感度が約2桁向上でき、暗電流を小さくする効果より、散弾雑音も減らせる。

②回転移相板を用いたCO₂レーザー干渉計によって10⁻²フリンジの位相変化が検知できた。長さ1cmのプラズマに対して、電子密度10¹⁴cm⁻³に対応する。

③CO₂レーザーによる散乱計測は低密度プラズマのイオン温度測定に有効でありヘテロダイン法によると、入射光100Wにおいて電子密度10¹³cm⁻³程度まで測定可能なことが予測される。

IV. 46 ④散乱角171°, 30°でのレーザー散乱計測によって、全散乱光強度より、測定下限 3×10^{14} cm⁻³が得られ、はいめて赤外域での散乱計測に成功した。

⑤電子密度の絶対値の決定には、中性粒子のレーリー散乱を基準とすることが、CO₂レーザーでも有効である。

⑥長波長レーザーではプラズマ中の電子密度勾配による光の屈折効果が無視できない大きさになる。屈折効果の大きさを検討した結果、小角度屈折の大きさは電子密度に比例し、これを利用することによる電子密度計測(平均値)が可能であることがわかった。

⑦CO₂レーザーによる干渉、散乱、屈折効果を利用して求められたTPDプラズマの電子密度計測値は、全体的に良く一致した。

⑧光ヘテロダイン法による散乱スペクトルの測定には、今後、低雑音、高感度、広帯域検知器系の開発が重要である。ヘリウムネオンレーザーを用い、ヘテロダイン検波法によるドップラーシフトから求められた、水

流の流速分布は、理論計算値とよく一致した。

参 考 文 献

- 1) C.Yamanaka et al: 2nd Workshop on "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena" Hartford (1971)
- 2) 山中, 井沢 他: 電学誌 88 (昭43) 774.
- 3) 山中, 横山: プラズマとその応用装置 (昭41, 日刊工業新聞社) 163.
- 4) C Fiocco and E.Thompson: Phys.Rev. Letters 10 (1963) 89
- 5) C.K.N. Patel: Phys. Rev. Letters 13 (1964) 617.
- 6) J.A. Beaulieu: Appl. Phys. Letters 16 (1970) 504.
- 7) 中塚 他: 電学論文誌-A, 93A (1973) No.2 (掲載予定)
- 8) M. Yokoyama M. Nakatsuka et al: Technol. Repts. Osaka Univ. 20 (1970) No.956.
- 9) 名古屋大学 プラズマ研; Annual Review (1965) 41.
- 10) E.H. Putley: J. sci. Instrum. 43 (1966) 857.
- 11) B.E. Bartlett et al Infrared Phys. 9 (1969) 35.
- 12) 横山, 中塚: 超低温技術 1 (1971, Japan Industrial Publish) 56.
- 13) S. Larach: Photoelectronic Materials and Devices (1965, Nostland) 148.
- 14) 横山, 中塚 他: 電学 プラズマ研究会. EP-71-2 (昭46)
- 15) L. Spitzer Jr.: Physics of Fully Ionized Gases (1956, Interscience)
- 16) S. Takeda et al: Rev. sci. Instrum. 42 (1971) 394.
- 17) F. Keilman: Repts.of IPP Germany, IPP-IV/4 (1970).
- 18) E.E. Salpeter: Phys. Rev. 120 (1960) 1528.
- 19) Y. Izawa et al: Japan. J. Appl. Phys. 8 (1969) 965.
- 20) C. Freed: IEEE J. Quantum. Electron. 3 (1967) 203.
- 21) D.L. Fried et al: Appl. Opt. 6 (1967) 245.
- 22) F.R. Arams et al: IEEE J. Quantum. Electron. QE-3 (1967) 484.
- 23) M.C. Teich: Proc. IEEE 56 (1968) 37.
- 24) 小林 他: 物性 8 (1967) 664.
- 25) T.V. George et al; Phys. Rev. 137A (1965) 369.
- 26) C. Yamanaka et al: Technol. Repts. Osaka Univ. 16 (1965) 233.

- 27) M. Yokoyama, M. Nakatsuka et al: Phys. Letters A 36A (1971) 317.
- 28) M. Nakatsuka et al: Phys. Letters A 37A (1971) 169.
- 29) G. Lampis et al: Phys. Fluids 11 (1968) 1137.
- 30) S. Kon et al: Japan. J. Appl. Phys. 7 (1968) 434.
- 31) W.P. Thompson: An Introduction to Plasma Physics (1962, Pergamon Press, 2nd ed.) 252.
- 32) 中塚. 他: 核融合研究 26 (1971) 72
- 33) C. Verie et al: IEEE J. Quantum. Electron. QE-8 (1972) 180.
- 34) 中塚, 井沢 他: 核融合研究 27 (1971) 19
- 35) 山中正宣: 私信 (大阪大学工学部, 学位論文)

第5章 炭酸ガスレーザーによるプラズマ生成と加熱

§5.1 まえがき

レーザーによるプラズマ生成やプラズマ加熱の問題に関して、波長 $10.6\mu\text{m}$ の高出力レーザーは、いくつかの際だった特長を持っている。高出力レーザーは、現在の所Ndガラスレーザー、ルビーレーザー、沃素レーザー、および CO_2 レーザーに限られるが、これらの中で CO_2 レーザーは最も波長が長く、且つ効率が低い。 CO_2 レーザーの最大の特長は、比較的低密度のプラズマをも加熱できることであって、吸収過程として逆制動輻射を考えると、ガラスレーザーの $10.6\mu\text{m}$ 波長では、 $10^{19} \sim 10^{20}\text{cm}^{-3}$ 以下の密度のプラズマに対し加熱効率が極端に低くなるのに対し、 CO_2 レーザーでは $10^{17} \sim 10^{19}\text{cm}^{-3}$ 程度の密度のプラズマをも効率的に加熱できる。また、この程度のプラズマは、実現可能な大きさの磁場で閉じ込めることができるので、核融合反応炉の実現に向って有望な見通しを与える。

本章では、 CO_2 レーザーのプラズマ生成、加熱に対する有効性を検討し、第3章で述べたTEA- CO_2 レーザーを用いたプラズマ生成、プラズマ加熱の基礎的実験で得られた結果を述べる。

§5.2 炭酸ガスレーザーの有効性

5.2.1 レーザー光吸収過程

レーザー光の古典的吸収過程としては逆制動輻射がある。この過程はレーザー光周波数 ω がプラズマ周波数 ω_p より大なる時に適用される。

$$\omega > \omega_p = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \right)^{1/2} \\ = 5.63 \times 10^4 \sqrt{n_e} \quad (5.1)$$

ここで n_e (cm^{-3}) は電子密度である。吸収係数は、プラズマの複素屈折率の虚数部より求められる。複素屈折率は、

$$\tilde{n} = \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{1 - j \frac{\nu}{\omega}} \right]^{1/2} \quad (5.2)$$

ν は衝突周波数であり Spitzer⁽¹⁾ の表示を用いると

$$\nu = \frac{\omega_p^2 \pi^{3/2} m_e^{1/2} Z e^2 \ln \Lambda}{8\pi \gamma(Z) (2kT_e)^{3/2}} \quad (5.3)$$

Z は完全電離プラズマ中の原子番号、 Λ は γ -ロシ対数

$$\Lambda = \frac{3}{2Ze^3} \left(\frac{k^3 T^3}{\pi n_e} \right)^{1/2} \quad (5.4)$$

で、 $\gamma(Z)$ は Spitzer の補正項である。 $\gamma(1) = 0.582$, $\gamma(2) = 0.683$, $\gamma(3) = 0.744$, $\gamma(4) = 0.785$, $\gamma(\infty) = 1.0$ である。従って、吸収係数はよく知られた表示

$$I = I_0 e^{-Kx} \quad (5.5)$$

で表されるものを用いて

$$K = 2 \frac{\omega}{c} \text{Im}(\tilde{n})$$

$$= 2 \frac{\omega}{c} \left[\frac{1}{2} \left\{ \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \right)^2 + \left(\frac{\nu}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.7)$$

となる。

吸収媒質の有効長さの目安である吸収長は K^{-1} で表わされる。電子の衝突周波数 ν は CO_2 レーザの光周波数 $\omega = 1.78 \times 10^{14} \text{ rad/sec}$ に比べて、大抵小さいので $\omega \gg \nu$ より (5.7) 式は簡略化され、次式のようになる。

$$K = \frac{2\nu \omega_p^2}{c \omega^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.8)$$

吸収係数は、ほぼ電子温度の $(-\frac{3}{2})$ 乗、電子密度の 2 乗に比例する。 K および ν の計算結果を Fig. 5.1, Fig. 5.2 に示す。

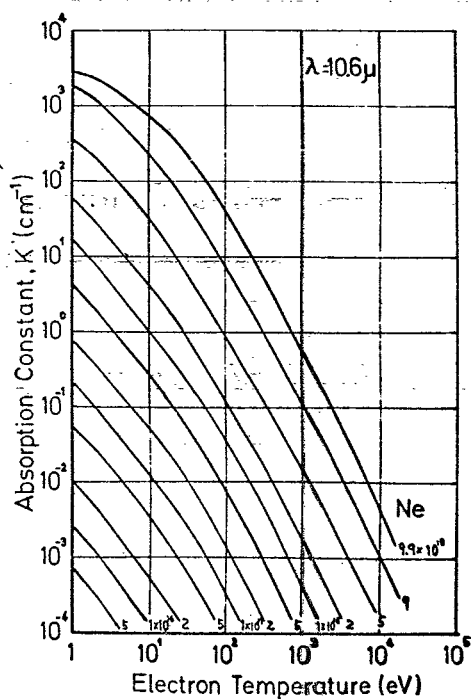


Fig. 5.1. 逆制動輻射吸収係数

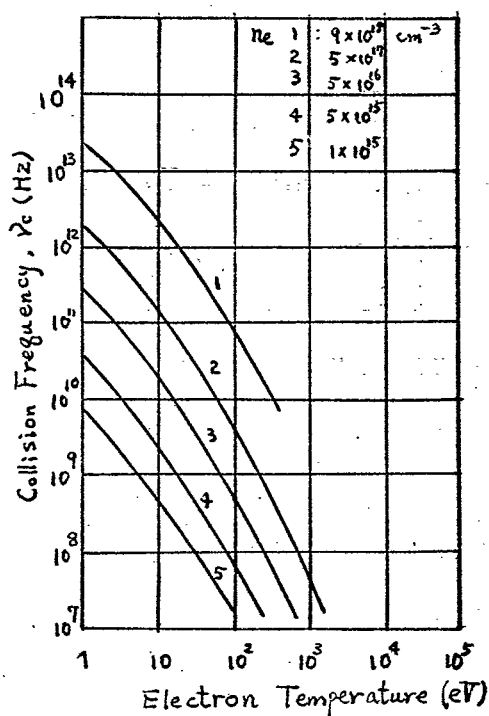


Fig. 5.2 衝突周波数

磁場中プラズマによる吸収過程には逆シクロトロン輻射がある。(2) 磁場に垂直方向に吸収は強く生じ、吸収長 l は近似的に

$$l = \frac{7.6 \times 10^8 B}{n_e} \left(\frac{m_e c^2}{k T_e} \right)^{j-3/2} \frac{1}{j^{j-3}} \quad (5.9)$$

j は高調波番号でありサイクロトロン吸収長

$$\lambda_c = \frac{2\pi c}{\omega_c} = 1.07 \times 10^4 B^{-1} \quad (5.10)$$

と、レーザー波長の比 λ_c/λ である。CO₂レーザーの $10.6 \mu\text{m}$ に対し、 $B = 10^7 \text{ Gauss}$ で $j \approx 1$ とすると、 2 M G 以下の磁界では、この過程は小さいと思われる。 n_e, T_e 依存性は逆制御輻射での $l \propto n_e^{-2} T_e^{3/2}$ に対して $l \propto n_e^{-1} T_e^{3/2-j}$ である。

遮断密度以上のプラズマ ($\omega < \omega_p$) に対しては逆制御輻射理論は成立せず、この領域を扱うものとしては、Dawson - Oberman⁽³⁾ によるものや、二流体モデル⁽⁴⁾ を用いたものがあり、 $\omega < \omega_p$ の範囲で吸収係数が求められる。⁽⁵⁾ レーザー光強度が大きくなるにつれて、強い電場とプラズマとの非線形相互作用が生じるようになり、種々の異常吸収過程が問題となる。 $\omega \sim \omega_p$ 近傍に及ぶレーザー光、プラズマ、プラズマ中の波動の相互作用の結果、振動形二流体不安定やバラネトリック不安定⁽⁶⁾ による異常吸収が、古典的吸収係数を上まめることが実験的にも報告されている。⁽⁷⁾

5.2.2 プラズマの閉い込め

$T_e = T_i = T$ とし、磁気圧とプラズマ圧力を等しいとして

$$\frac{B^2}{8\pi} = n_e \left(1 + \frac{1}{Z}\right) k T_e \quad (5.11)$$

或は T [eV] に対し、 $Z = 1$ とすると

$$B_c = 6.3 \times 10^{-6} [(n_e + n_i) T_e]^{1/2} \quad (5.12)$$

となる。 $T_e = 10 \text{ keV}$ と $n_e = 10^{17}, 10^{18}, 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ に対して

$B = 0.28, 0.9, 2.8 \text{ MG}$ となる。吸収係数の波長依存性と

関係に於て磁場強度を考える時、長波長レーザー程有利な

条件が与えられる。波長と k, B_c の関係を Fig. 5.3 に示す。

核融合反応炉のエネルギー循環サイクルを考慮すると

レーザーのエネルギー効率は一重要な要因となる。ガ

ラスレーザーの出力効率 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ に対し、 CO_2 レーザーの

効率 $0.1 \sim 0.2$ は魅力的である。

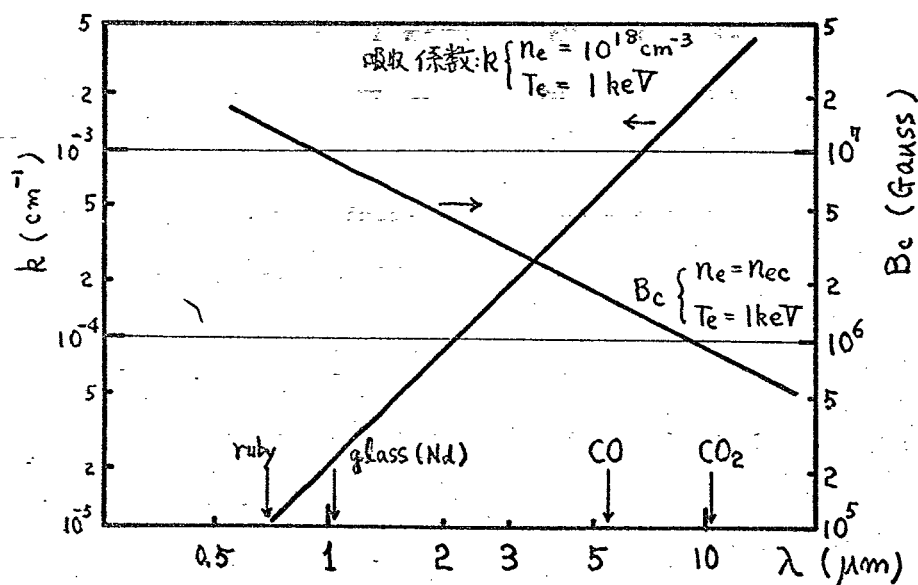


Fig. 5.3 吸収係数と関係に於て磁場の波長依存性

§ 5.3 ズピンチプラズマの加熱

3章で述べた TEA-CO₂ レーザーを利用し、レーザー光のプラズマによる吸収実験を試みた。⁽⁸⁾ 対象プラズマとしては、容易に高密度プラズマが得られるズピンチプラズマを用いた。 $\omega \gg \omega_p$ であり逆制動輻射係数が適用できる。

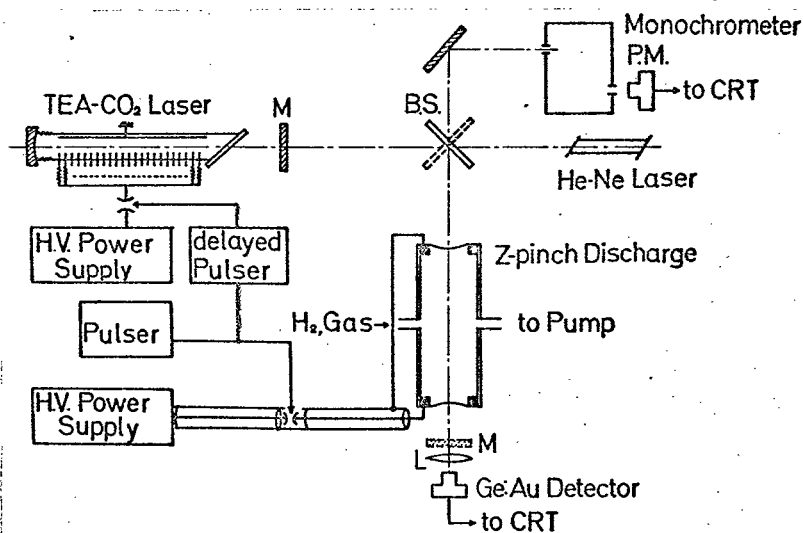
5.3.1 実験装置

レーザーおよびプラズマ駆動の実験装置配置を Fig. 5.4 に示す。ズピンチプラズマ放電管は直径 20 mm ϕ 、放電電極間隔 30 cm であり、0.8 μ F のコンデンサーを用いた。放電気体は H₂ であり、12 kV 放電の時ピーク電流数 kA 約 20 μ s であった。放電管軸方向端に赤外線透過窓として 50 μ m 厚のマイラーを張った。窓材透過率は $\lambda = 10.6 \mu$ m に対し約 70% であった。

TEA レーザーの駆動は、ズピンチ放電トリガーパルスから任意の時間遅れをつけたパルスでトリガーし、任意の電子密度プラズマに対するレーザー光の吸収計測を可能とした。

Fig. 5.4

ズピンチプラズマを用いたレーザー光の吸収測定実験装置図。



TEA レーザーの駆動は、エピニテ放電トリガより時間遅れをつけたパルスでトリガした。その結果、レーザーパルス 10~100 kW のものをエピニテ放電後 0~200 μ s の時刻に打ち込むことができた。レーザーパルス幅は、約 100 ns であった。

5.3.2 エピニテプラズマパラメータの決定

まず対象プラズマの電子密度、電子温度を測定した。電子密度計測には、 H_{β} 線 (4861 $\text{\AA}$) のスタルク線幅拡がり、および Fig. 5.4 に示した He-Ne レーザー干渉計を用いた。

スタルク線幅拡がり H_2 完全電離プラズマに対して求められており⁽⁹⁾、拡がりの半値幅 $\Delta\lambda_{1/2}$ は電子密度に比例する。

$$\Delta\lambda_{1/2} = K(n_e, T_e) n_e \quad (5.13)$$

定数 $K(n_e, T_e)$ は T_e に関してはゆっくり変化する関数であり、 n_e が一義的に決定できる。分光測定には、分解能 16 $\text{\AA}/\text{mm}$ の分光器をスリット幅 0.1 mm ($\Delta\lambda \sim 1.6 \text{\AA}$) で用い、放電管軸方向より観測した。 H_{β} 線のスタルク線幅の測定例を Fig. 5.5 に示す。 $H_2 = 16 \text{ Torr}$, $V = 12 \text{ kV}$ で放電開始後 50 μ s のものであり、横軸は H_{β} 線中心よりの波長シフトである。Hortzmark 型⁽¹⁰⁾ の中心での凹みは正確に出ていないが、半値幅 $\Delta\lambda_{1/2}$ は精確に読み取れた。エピニテ放電電流以後 (約 20 μ s) のアフターグロー領域での電子密度の計測値を Fig. 5.6 に示す。気体圧

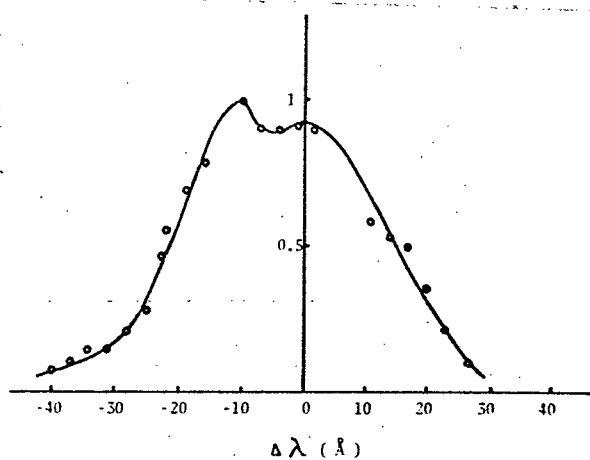


Fig. 5.5

H β 線のスタルク びらり

$P = 16 \text{ Torr}$, H_2

$V = 12 \text{ kV}$, $C = 0.8 \mu\text{F}$

放電後 $50 \mu\text{s}$.

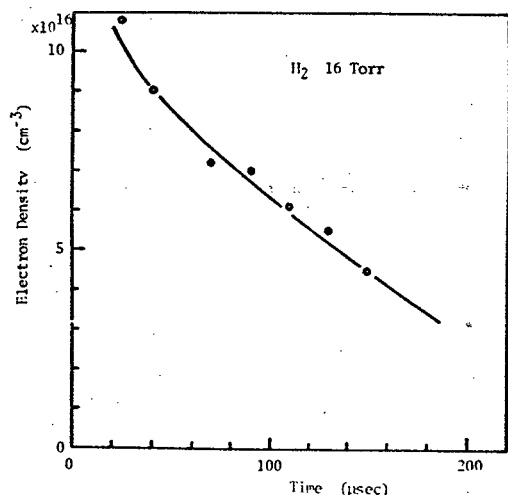


Fig. 5.6

H β スタルク びらり によ
る電子密度測定値

カ 16 Torr, 放電電圧 12 kV である。干渉計測の値とは初期放電時 ($20 \sim 50 \mu\text{s}$) には良い一致を示したが、後期には干渉計測値の方が大きくなった。以後はスタルク効果による値を示すことにする。16 Torr での放電初期密度は $1.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ であり、初期中性粒子密度 $4.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ を考慮すると、約 25% 電離であることがわかった。

電子温度の計測には電気探針を用いた。フローティング電

流は、高速高感度の電流変成器により取り出し、ミピンチプラズマ中の電界による測定器への電流流入を防いだ。強い電界を含むミピンチ放電時間内では測定困難であった。アフターグロー中での $t = 50 \mu\text{s}$, $100 \mu\text{s}$ における誘導針測定特性より電子温度を算出した。電子温度計測値を Fig. 5.7 に示した。電子温度はアフターグロー領域で、ほぼ指数関数的に減少すると思われる。初期温度は約 40 eV と推定された。

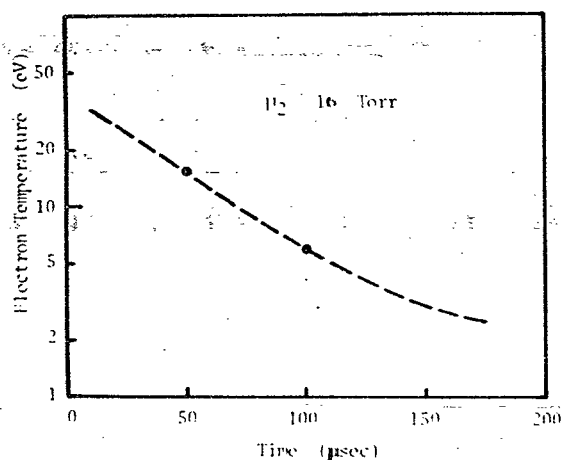


Fig. 5.7
探針測定によるアフターグローでの電子温度測定値

以上の特性を持った高密度プラズマに TEA レーザーを打ち込み吸収量を求めた。

5.3.3 吸収測定

TEA レーザーの発振時刻をミピンチプラズマの放電時間に対し遅らせ、時間的に変化するプラズマに対するレーザー光の吸収量を求めた。プラズマが存在しない時のレーザー光強度 I_0 とプラズマ透過強度 I より、(5.6)

式を用い、吸収係数が求められる。

$$k_{\text{exp}} = \frac{1}{l} \log_e \frac{I_0}{I} \quad (5.14)$$

k_{exp} は、プラズマによる吸収の他に、レーザー光の屈折散乱、その他の損失をも含む見かけの吸収係数である。

k_{exp} の測定値を Fig. 5.8 に示した (○印)。

Fig. 5.8 には、プラズマパラメータにより計算される逆制動輻射吸収係数を同時に示した。両方の値は係数 3 ~ 2 程度で一致するが、全体的に計算値の方が大きい。また、放電直後の高密度プラズマ部分で吸収測定による見掛けの値が大きく、変化の傾向も一致していない。これは、電子密度、軸対称密度勾配によるレーザービームの屈折効果が大きく、見かけの減衰となったものと思われる。

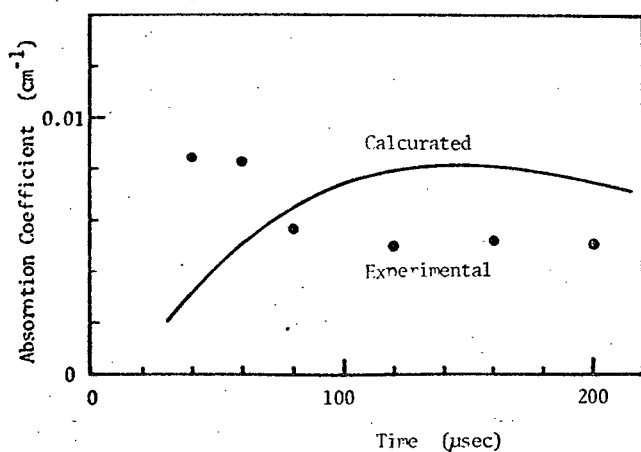


Fig. 5.8 吸収係数の実験値 (○印) および T_e, n_e からの計算値 (補正前)

5.3.4 検討

TEA レーザーの吸収係数の測定値と、プラズマパラメーターから計算値との差は次のように考えられる。

(1) 測定された電子密度はプラズマ軸上附近の平均値であり、実際には径方向分布をもっているで、少し過大評価をしていると考えられる。また電子温度については電子-電子の熱平衡時間は、Spitzer の表示を用いると

$$\tau_c = \frac{11.4 A^{1/2} T^{3/2}}{n Z^4 \ln \Lambda} \quad (5.15)$$

である。Aは陽子単位、質量、Tは自己温度(°K) nは密度(cm^{-3})、Zは原子価である。電子に対しては、 $T = 10^5$ °K、 $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ において $\sim 10^{-12}$ sec であり十分平均化されてゐる。プラズマは一様温度と考えてよい。また電子、イオン間、熱平衡時間は、同様に

$$\tau_{eg} = 5.87 \frac{A_e A_i}{n Z_e^2 Z_i^2 \ln \Lambda} \left(\frac{T_e}{A_e} + \frac{T_i}{A_i} \right)^{3/2} \quad (5.16)$$

であり、同じく $T = 10^5$ °K、 $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ では約 10 nsec であり、等価的と考えられる。

従って温度、密度については、全体的に計算値は大きめになっている。 $k \propto n^2$ を考え平均すると計算値は $\frac{1}{2}$ となる。

(2) 次に放電電流直後の高密度部分における、測定値の大きなずれについては、電子密度の径方向分布勾配が鋭いための屈折効果が、見かけの吸収係数を増加させたと考えられる。

一般的に、CO₂ レーザーによる加熱の問題が取扱われ

それは、磁場による閉じ込めが可能なプラズマであるので、軸対称なスピニチ、或は θ スピニチプラズマである。又はトロイダル型のプラズマである⁽¹¹⁾。ここでは直線型軸対称プラズマに関して検討する。

中性ガスを含むプラズマ内では、屈折率 μ は中性粒子 (密度, $n_0 \text{ cm}^{-3}$), イオン (n_i) および電子 (n_e) によるそれぞれの効果を考えると、波長 $\lambda \text{ } \mu\text{m}$ の光に対して

$$\mu = 1 + K_0(n_0 + n_i) - 4.5 \times 10^{-22} n_e \lambda^2 \quad (5.17)$$

となる。但し、光の周波数 ω は、プラズマ周波数 ω_p , サイクロトロニ周波数 ω_c より大なる場合である。通常の気体に対しては、 $K_0 \sim 10^{-23}$ (H_2 に対し 0.51×10^{-23}) であるので、 $\lambda > 1 \text{ } \mu\text{m}$ では、電離度 5% 以上では電子の効果が大きくなり、レーザー光は、電子密度の低い方向に屈折される。結果的に、特殊な電子密度勾配を考えない限り、プラズマ中では周辺程、電子密度が低いために、入射レーザー光は、長いプラズマを伝播し得ない。

軸対称プラズマの径方向分布を放物線近似した場合を考える⁽¹²⁾。プラズマ密度は、 ω に対する遮断密度で規格化

$$\text{して } \zeta(r) = \frac{n_e(r)}{n_{ec}} = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (5.18)$$

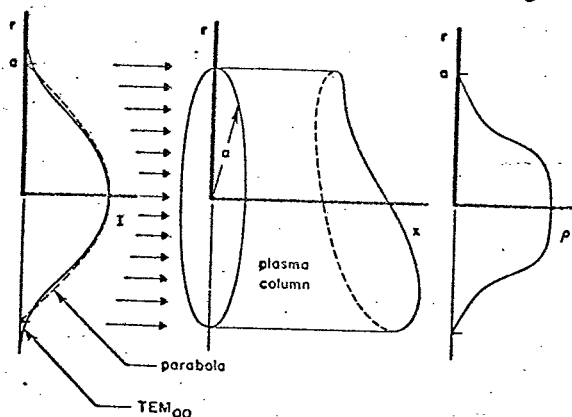
とする。真空中光速 c_0 に対し、プラズマ中の光の位相速度は

$$c = c_0 (1 - \zeta)^{1/2} \quad (5.19)$$

となる。レーザー光の TEM₀₀ モードは (4.16) 式のようにガウス型で表示されるが、単純化のために、放物線型

$$I = I_m \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \quad (5.20)$$

とする。全体配置を Fig. 5.9 に示した。レーザー光



の屈折は考えない。 $n_e < n_{ec}$ 即ち $\zeta < 1$ の時は、幾何光学が利用できる。プラズマの軸に対し、平行入射するレーザービームは、径方向 r_0 の入射位置に対して、プラズマ中伝播は、次の式で表示できる。

Fig. 5.9 レーザー光の屈折効果計算モデル

$$c \frac{d^2 r}{dx^2} + \left[1 + \left(\frac{dr}{dx} \right)^2 \right] \frac{dc}{dr} = 0 \quad (5.20)$$

境界条件は、 $r(x=0) = r_0$, $\frac{dr}{dx}(x=0) = 0$ である。

(5.20) 式より、 $\zeta_0 = \zeta(r_0)$ と表し、

$$x = (1 - \zeta_0)^{1/2} \int_{r_0}^r \frac{dr}{(\zeta_0 - \zeta)^{1/2}} \quad (5.21)$$

が得られる。⁽¹²⁾ ζ は密度分布

$$\zeta(r) = \zeta_m \left[1 - \alpha \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \quad (5.22)$$

を取り入れる。 α は電子密度の平坦さを考慮するパラメーターであり、 $\alpha = 1$ は壁を持つプラズマ、 $\alpha = 0$ は一様分布プラズマを表わしている。(5.22) (5.21) より、

$$\frac{r}{r_0} = \cosh \left[\frac{x}{a} \left(\frac{a \zeta_m}{1 - \zeta_m (1 - \alpha r_0^2 / a^2)} \right)^{1/2} \right] \quad (5.23)$$

となり、 r_0 で入射した光束の x 方向に進行した時のビーム位置 r が与えられる。

レーザー光の屈折効果の大きさの目安として、ビームのパワーの半分が、プラズマ柱から外へ出てしまう距離 $x_{1/2}$ を考える。

$$x_{1/2} = \left(\frac{a \zeta_m}{1 - \zeta_m (1 - \alpha R^2/a^2)} \right)^{-\frac{1}{2}} \cdot a \cdot \cosh^{-1} \frac{a}{R} \quad (5.24)$$

ここで R は $0 < R < a$ で次式の根である。

$$R^3 - 3a^2 R + a^3 = 0$$

$\zeta_m = 0.01$ ($\lambda = 11.6 \mu\text{m}$ に対し $n_e(0) = 10^{17} \text{cm}^{-3}$) にお

き $\zeta_m = 0.5$ ($n_e(0) = 5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$) にお

ける $x_{1/2}$ の値を、 α に対して求めて Fig. 5.10 に示した。

$n_e = 10^{17} \text{cm}^{-3}$ では、レーザービームは、放物線分布プラズマ中をプラズマ半径の10倍進むと、エネルギーの半分はプラズマ柱外へ屈折する。

$n_e = 5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ で更にこの効果は顕著であり、プラズマ半径程度しか進み得ない。

上記の計算ではレーザービーム径がプラズマ径に等しいとしたが、レーザー光の方が細い場合は $\alpha < 1$ に対応すると考えてよい。レーザー光と

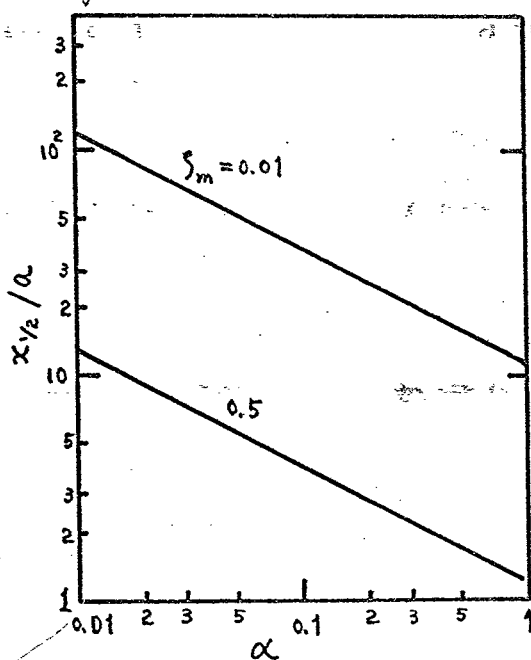


Fig. 5.10

電子密度分布の平坦さによる $x_{1/2}$ の変化

プラズマの半径比 $r_c/r_p = \frac{1}{3}$ の時は $\alpha \sim 0.1$ に、 $r_c/r_p = 0.1$ の時は $\alpha \sim 0.01$ に対応する。この場合でも、前述した電子間の熱平衡時間が極めて短いために、プラズマは一様加熱されると思われる。

先に述べた実験条件では $r_c \sim 3\text{mm}$, $r_p = 10\text{mm}$ であり $\alpha \sim 0.1$ となり、 $n_e = 10^{17}\text{cm}^{-3}$ では、レーザービームはプラズマ中を約 40cm 進むと半分のエネルギーは管壁に当たることになる。是かけの吸収係数に換算すると約 $2 \times 10^{-2}\text{cm}^{-1}$ となる。Fig. 5.8 の実験結果は良く説明される。

プラズマによるレーザービームの屈折効果は、軸対称プラズマでは、中央部に電子密度の極小値を持つような分布に対しては、逆に集光作用を呈するので、有効に利用することもできる。θピッチプラズマのピッチ作用が完了してゐない状態⁽¹³⁾は、この条件を満たすものと思われる。

§5.4 レーザープラズマの生成

試作したTEAレーザーを用い、レーザー生成プラズマの特性を測定した。

5.4.1 実験装置

光源用レーザーにはヘリカル型TEAレーザーを用いた。(第3章参照) 入射レーザービームはTEM₀₀モードでビーム拡がり角 2mrad , 出力は約 $1 \sim 2\text{MW}$ であった。実験装置の配置をFig. 5.11 に示す。(a)は、LiHターゲットを大気中に設けたものであり、レーザー光は短焦点($f = 37\text{mm}$) Ag鏡でターゲット上に集光した。

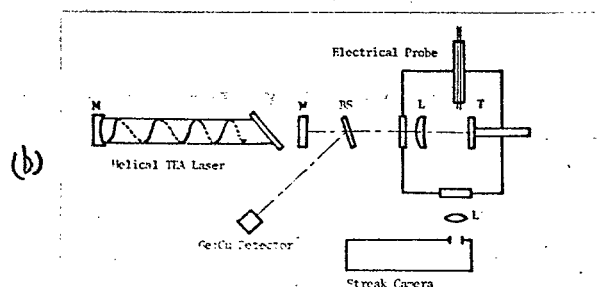
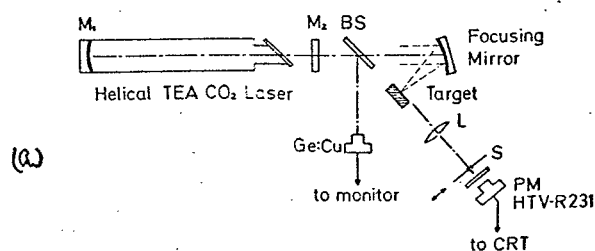


Fig. 5.11

TEAレーザーによる
ターゲットプラズマ生
成実験配置図

- a) 大気中ターゲット
b) 真空中ターゲット

大気中に生じたLiHプラズマの光信号をレンズでスクリーンS上に結像させ、スクリーン上の 1mm^{ϕ} のアイリスを通して、光電子増幅管で受光した。アイリスを移動させ、光信号の空間的分布を測定した。

(b)は、Liターゲットを真空中(背圧 3×10^{-6} Torr)に設けた。レーザー光はGeレンズ($f = 38\text{mm}$, ARcoat)で集光し、Liターゲットに照射した。ターゲットは焦点位置を合わせるために移動できる。集光されたスポットサイズは約 0.1mm であった。プラズマの時間的振舞はストリークカメラで測定した。電子密度、電子温度は、電気複探針で計測した。複探針をターゲット焦点の直前に置くと、ターゲットから出るプラズマにより二次電子が出たり、中性粒子が附着し、測定に困難を生じる。また高密度プラズマ中では用いられないため、ターゲット焦点位置の斜め上方 20mm の位置に設けた。

入射レーザー光は、赤外検知器でモニターした。

5.4.2 実験結果 および検討

(a) 大気中ターゲット (LiH)

Fig. 5.11 (a) に示した装置により, プラズマ光の時間的変化を距離分解した結果を Fig. 5.12 に示す。特徴的な

ことは, プラズマ光は2つのピークから成り, 第1ピークが大きい。またターゲットから距離3 mm までは大きな第1ピークの前に階段上の踏出し部分が生いている。この部分の時間幅はレーザー光の最初の強いパルス部分に対応している。

ターゲットより離れるに従ってプラズマ光の前部分(2つのピーク)は小さくなり, 非常に弱い光信号の長いすその部分が出てくる。

光信号により明らかになったプラズマの膨張の様子は, レーザー光入射後 $1\mu\text{s}$ までは, プラズマはターゲットから十分供給されており, 光量の最大を示す位置は, あまり変化しない。その後, ターゲット前方に膨

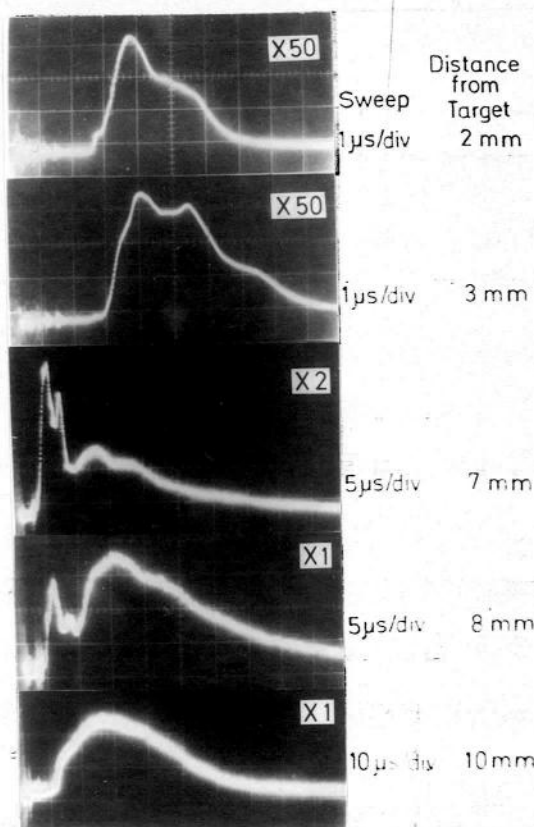


Fig. 5.12.

大気中ターゲットプラズマの光信号。

強いプラズマ光, その前の detonation wave, および弱い中性粒子からの光より成る。

張を始め, $3\mu s$ 以後は, 大気中での再結合過程が強く作用し, プラズマは急速に消滅する。

光信号によるプラズマの膨張速度を Fig. 5.13 に示した。生成直後の膨張速度は $6 \times 10^5 \text{ cm/sec}$ であり, この値は Li イオンに換算すると 2.4 eV である。

更に詳しい様子を知るために, He-Ne レーザーによる干渉測定で粒子密度を求めた。光束の位置は, ターゲット前方約 5

mm であった。Fig. 5.14 に観測されたフリンジシフトと粒子密度の算出値を示した。興味深いことは, レーザー照射後, 約 $100\mu s$ にわたって, フリンジシフトが観

測された。光信号との対応からすると, $10\mu s$ 以後のフリンジシフトは中性粒子によるものと思われる。中性粒子および電子による屈折率を (5.17) 式より計算し, 算出した粒子密度を図に示した。但し, プラズマ径は 3 mm

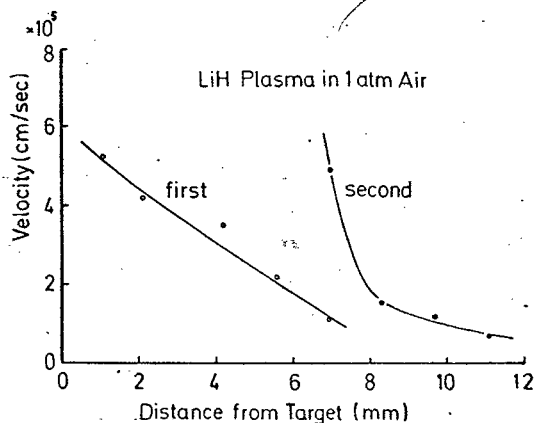


Fig. 5.13

ターゲットプラズマおよび中性粒子の駆動速度

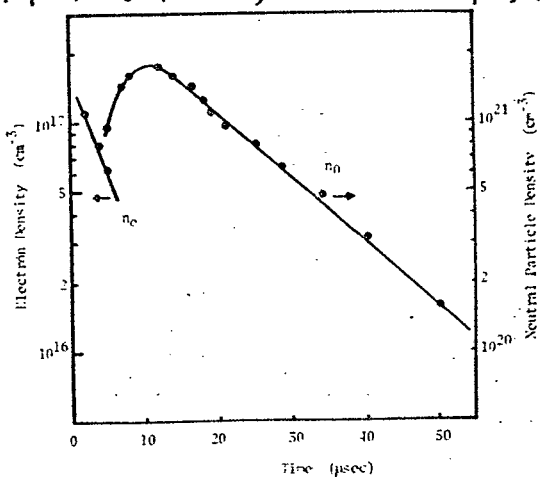


Fig. 5.14 レーザー干渉計測結果

とした。

電子密度は、ターゲット前方 5 mm の位置で、なお 10^{17} cm^{-3} 程度の高い値を示し、約 $5 \mu\text{s}$ で減衰する。一方、中性粒子は極めて長い時間存在する。レーザー照射後 $10 \mu\text{s}$ で約 $3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ になり、その後、時定数 $15 \mu\text{s}$ で指数函数的に減衰した。これは光信号中の弱い光の部分とよく対応している。この様子は、Nd-ガラスレーザーで生成された炭素ターゲットプラズマの時間的振舞と、酷似している。⁽¹⁴⁾

以上の結果より、プラズマの振舞は次のように考えられる。

- 1) 階段状の踏出し部分は、レーザーの高いピーク値を持つ部分 ($\sim 100 \text{ nsec}$) に良く対応しており、初期プラズマが、レーザー光を吸収しつつ進行する detonation wave と思われる。その速度は、気体の密度を ρ_0 、比熱比 γ 、レーザー光強度 I を用いて、

$$v = [2(\gamma^2 - 1) I / \rho_0]^{1/3} \quad (5.25)$$

となる。 $v = 6 \times 10^5 \text{ cm/sec}$, $\rho_0 = 1.18 \times 10^{-3} \text{ gr/cm}^3$, $\gamma = 7.4$ を代入すると $I = 13 \text{ MW/cm}^2$ が得られ、ターゲット前方でのレーザー光強度の約 10% が吸収されていることがわかる。プラズマの膨張によりターゲットより約 3 mm 程度しか進まない。

- 2) その後の、2つのピークから成る強い光は、レーザー光により生じたプラズマからの光であり、最初のピ

ークはレーザーオプークで、後方のピークはレーザー光の“すゝ”の部分で生じたものと思われる。プラズマの減衰時間と、光信号の対応は良い。ターゲット前方5mmで 10^{17} cm^{-3} であり、レーザー光焦点位置に換算すると、固体密度に近い値となる。

3) プラズマ光に続く50~100 μs の期間の弱い光は、中性粒子の発光と思われる。中性粒子はレーザー入射後、10 μs で最高値 $3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ の密度に達する。 CO_2 レーザー光の吸収により、LiHターゲット面は、約100 μs にわたって、蒸発温度以上に保たれていることを示している。

(b) 真空中ターゲット (Li)

真空中で生成されるプラズマの流し写真により、レーザー出力1MW (100mJ)の時、プラズマの膨張速度は、 $1.2 \times 10^6 \text{ cm/s}$ であった。これはLiイオン、10eVに相当し、大気中の約5倍の温度であった。

複探針測定により、ターゲット焦点から20mmに膨張したプラズマの電子密度、電子温度を測定した。Fig. 5.15に測定結果を示す。

電子密度は相対値で示したが、ピーク値で約 10^{13} cm^{-3} であった。その時間的变化は、大気中ターゲットの光信号と同様に、減衰部分に小さな肩を持ち、入射レーザー光のオプークパルスに対応していると推定される。プラズマは発光状態から見る限りではターゲット面から球状に一樣膨張に近く、ターゲット上初期密度に換すると約 10^{21} cm^{-3} となり

CO₂ レーザー光に対する遮断密度を越えている。

電子温度は、測定した位置では、電子密度の肩の部分までは上昇し、最大値 3.5 eV になった後に減衰した。電子温度の一時的上昇は、レーザーパルスのおも部分に既に存在するプラズマに吸収された結果、プラズマ加熱が生じているものと思われる。 $n_e \sim n_{\text{critical}}$, $T_e = 10 \text{ eV}$ では吸収係数 $\sim 8 \times 10^2 \text{ cm}^{-1}$ (吸収長 $\sim 10 \mu\text{m}$) は極めて大きく、この考えは妥当である。また、初期プラズマの持つエネルギー $\sim m_e v_{\text{th}}^2$ は、入射レーザーエネルギーにほぼ等しくなり、大部分のエネルギーがプラズマ生成に用いられていると思われる。

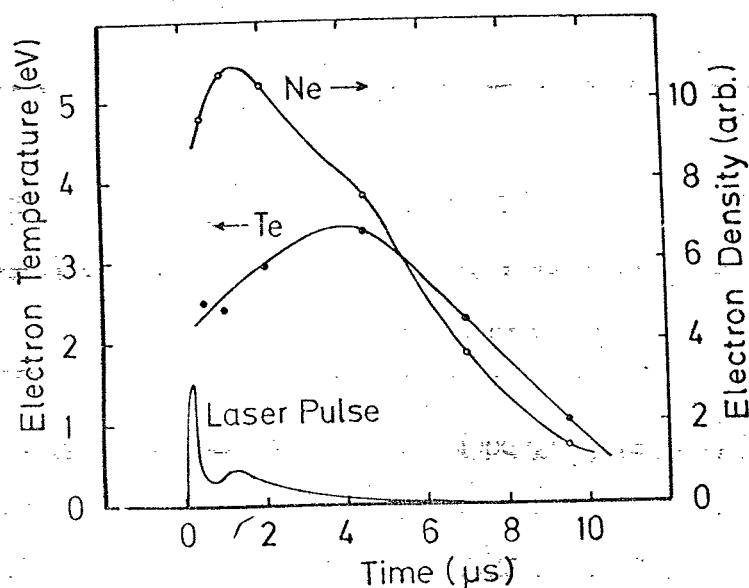


Fig. 5.15 真空中ターゲットプラズマの特性。

レーザー生成プラズマの特性は、レーザー光の集光状態により大きく変化した。0.1 mm^φ に集光されたレーザーパワー密度は約 30 GW/cm² (3 kJ/cm²) である。Li

ターゲットは、レーザー光の照射毎に、小さな穴も生じ約10ショットでプラズマ状態に変化も生じる。実験ではショット毎にターゲットを回転させ、集光位置を変えた。

稀に、集光条件が極めて良好な場合には、Liのイオン線(λ_{II} , 5485 Å)が強く観測され、フアラデーカップにより求められた飛行時間の分布より、最高イオン温度は60 eVであった。回折限界まで集光されたとするとパワー密度は $\sim 10^{10} \sim 10^{11}$ W/cm²と思われる。

§5.5 むすび

TEA-CO₂レーザーのプラズマ工学への応用として、ズピニテプラズマの加熱およびレーザープラズマ生成に関する基礎的実験を試みた。

磁場開け込みプラズマの加熱を考える場合、長波長、高効率レーザーは、必要な磁場強度およびプラズマによるエネルギー吸収係数に対し極めて有利である。

ズピニテ放電によるH₂プラズマ($n_e \sim 10^{17}$ cm⁻³, $T_e \sim 1.5$ eV)を対象とするレーザー光吸収実験により、吸収過程は逆制動輻射理で示されたものに良く一致した。また、高密度プラズマでは電子密度勾配によるレーザー光の屈折効果が大きいことがわかった。軸対称プラズマの加熱を考える場合、レーザー光の集光入射、或は中心に極小を持つ電子密度分布(ズピニテプラズマの初期状態)が必要となる。

2 MW出力のTEAレーザーを用いて、LiおよびLiH

ターゲットプラズマが生成された。

大気中プラズマは、プラズマ前部に detonation Wave を作り、後部に高密度中性粒子を従えている。干渉計測および探針計測によると、生成初期には、プラズマ密度は CO_2 レーザーに対する遮断密度 ($n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) をはるかに上わっており $10^{20} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ である。温度は、大気中で $T_e \sim 2.4 \text{ eV}$ 、真空中では $T_e \sim 10 \text{ eV}$ であった。集光条件良好な時はイオン温度 60 eV が得られた。

実験に用いたレーザー出力が、未だ低いため、核融合プラズマとして論ずることはできないが、今後、大出力 CO_2 レーザーの発展により、最も有効な種類のレーザーとなり得る。

参考文献

- 1) L. Spitzer, Jr: Physics on Fully Ionized Gases, (Interscience, New York, 1956)
- 2) B.A. Trubnikov et al: Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermo Nuclear Reactions III (Peagamon Press, 1959) 141.
- 3) J.M. Dawson and C. Oberman: Phys. Fluids 5 (1962) 517.
- 4) A. Schluter: Z. Naturforsch. 59 (1950) 72.
- 5) H. Hora and H. Muller: Repts. IPP Germany, IPP 3/81 (1968).
- 6) K. Nishikawa: J. Phys. Soc. Japan. 24 (1968) 916.
- 7) C. Yamanaka et al: 2nd Workshop on "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena" (Hartford, 1971).
- 8) 仲野, 中塚, 中井, 横山, 山中: 春の物理学会分科会 18p-G-4 (1971)
- 9) R.A. Hill: J. Quant. Spectrosc. Radiant. Transfer. 7 (1967) 401.
- 10) H.R. Griem: Plasma Spectroscopy (McGraw-Hill, New York, 1964) 76.
- 11) J.M. Dawson: Repts. Princeton Univ. MATT-786 (1970).
- 12) L.C. Steinhauer et al: Phys. Fluids 14 (1971) 1109.

- 13) G.C. Vlases: Japan-U.S. Seminar: Laser Interaction with Matter, V-4 (Kyoto, Japan, 1972).
- 14) Y. Izawa, M.Yokoyama & C. Yamanaka: Japan. J. appl. Phys.8 (1969) 965.

第6章 結 論

炭酸ガスレーザーの高出力化に関する一連の研究の中で低圧カ直流放電レーザーのプラズマパラメーターに関する検討を行なうと共に、軸方向パルス励起レーザーの出力増大化の条件を明らかにした。それに続いて、横方向励起高気圧レーザーの発振諸特性を多面的に研究した。さらに、高出力炭酸ガスレーザーのプラズマ工学への応用として、光散乱プラズマ計測に初めて成功し、低密度プラズマの計測法として確立した。またレーザーによるプラズマの生成、加熱に関する基礎的研究を実施した。以上5章にわたっての研究成果を総括すると、次のとおりである。

- 1) 低圧カ(2~8 Torr)直流放電レーザーは、発振時にレーザー媒質のプラズマパラメーターに大きな変化を生じることが観測した。発振時(出力、散乱)に、放電電流は最大5%増加した。プラズマイオンピーダンスも共に増加した。
- 2) また、レーザー発振時に、電子温度の低下、電子密度の増加が観測された。電子温度の低下は、レーザー発振作用により $N_2(v=1) \rightarrow CO_2(001)$ のエネルギー輸送の結果 $N_2(v=0)$ が増加し、電子の衝突エネルギー損失が増すために生じると考えられた。電子密度の増加は測定技術上の問題を含み明確に言えない。

- 3) パルス励起法は、ピーク出力増大に有効であった。
低圧カパルス励起レーザーの出力は、放電電流 20 mA/cm^2 を境に CW mode と quenching mode に分かれる。後者ではパルス幅は、電流ピーク値に対し指数関数的に減少した。ピーク出力は、圧力および電流値の増加によって上昇し、高圧カ動作が出力増加に本質的であると考えられた。
- 4) マルクス発生器を用いた高電圧 ($\leq 140 \text{ kV}$) 放電で放電長 180 cm で 70 Torr までレーザー発振が可能であった。入力 250 J に対し、 40 Torr ($\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:2:7$) でピーク出力約 100 kW , 5 J パルスが得られた。最適入力レベルが存在し、 14 J/l Torr であった。

更に高圧カ、短励起法の有効なことが示唆された。

- 5) 高圧カ動作可能な横方向励起 (TEA) レーザーを検討した。出力増加に、窒素ガス最適混合比は約 $1:1$ であった。ヘリウムは大気圧動作に不可欠であった。
- 6) TEA レーザー出力は 100 ns パルスとなるが、これは二準位系モデルによる Q スイッチ作用として、良く説明された。
- 7) ヘリカル TEA レーザーでは、容易に単一横モード発振 (振がり角 2 mrad) が得られ、発振段として適当であることがわかった。

また、可飽和吸収体を用いることなく自己モードロッキングが生じ、利得線幅限界に近い (400 Torr で) 1.5 ns パルスが得られた。

- 8) 小信号利得の時間的振舞より、利得の立ち上り、立ち下りの圧力依存性から、レーザー上、下準位の光学的衝突断面積が求められ、 $\sigma_{01} = 1.4 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$, $\sigma_{10} = 2.0 \times 10^{-8} \text{ cm}^2$ となった。
- 9) TPD プラズマを対象とし、炭酸ガスレーザーによる光散乱計測に成功し、 $\sim 10^{-11}$ W 程度の赤外微少光の検知ができた。これにより低密度プラズマ ($n_e \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) の散乱計測法が赤外域で確立された。
- 10) 微少赤外光検知器に、冷却した干渉フィルター ($\lambda_0 = 10.6 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0.245 \mu\text{m}$, $T_r = 80\%$) を前置することにより感度が著しく改善され、雑音が抑制されること が示された。
- 11) 電子密度の絶対値較正には、可視光レーザー散乱法と同様に、空気など中性粒子のレーリ-散乱を基準にできることが明らかにされた。
- 12) ゼピンチプラズマを対象とする TEA レーザー光の吸収実験の結果、 $n_e \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 程度で、吸収量は逆制動輻射理論による計算値と良く一致した。
プラズマ中心密度 $6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 以上では、電子密度勾配により、レーザー光が軸対称プラズマ外に屈折されることがわかった。
適当な電子密度分布を持つプラズマ (ゼピンチプラズマなど) が要求される。
- 13) TEA レーザ ($\leq 2.5 \text{ MW}$) によるターゲットプラズマ (Li , LiH) の振舞が明らかにされた。大気中で作られたプラズマは、初期イオン温度 2.5 eV で、前方

に detonation wave を張出し、後方に高密度中性粒子を従えている。真空中ではイオン温度 10 eV が得られ、集束条件の良好な時 (30 GW/cm^2) は 60 eV のイオンが観測された。

以上の結果により、高出力パルスレーザーの基本的特性が明らかになり、プラズマ工学への応用の有効性が示された。核融合プラズマ工学に応用する目的で、最近、既述した種々の TEA 型高出力レーザーの開発が、目まぐるしい勢いでなされている。

この研究が、これらの方面での応用分野を開く一助となるならば、著者として喜びに耐えないう次第である。

謝

辞

本研究の遂行に際して、終始懇篤なる御指導、御鞭達を賜ひ、た山中千代衛教授に深厚なる謝意を表します。大学院在学中御指導、御教示を戴いた、故山村豊教授、西村正太郎教授、犬石嘉雄教授、藤井克彦教授、川辺和夫教授、鈴木 胖 教授に謝意を表します。

また、終始変らぬ御指導、討論と激励を戴いた横山昌弘助教授、中井貞雄助教授、山中龍彦助教授、レーザー散乱計測に関し御協力いただいた理化学研究所豊田浩一博士、大阪工業奨励館井沢靖和博士に深く感謝します。

さらに、山中研究室において、研究生活を共にし、熱心な討論と援助をいただいた炭酸ガスレーザー研究グループの諸氏をはじめ、研究室の諸氏、卒業研究に際して本研究に協力された卒業生諸氏に感謝します。

論文目録

報告番号 甲第172号 中 塚 正 久

主論文 炭酸ガスレーザーの開発とその応用に
関する研究

(主論文のうち印刷公表したもの)

1. レーザーレーザーによる大気観測と伝播実験
応用物理 35巻7号
昭和41年7月10日

1. CO_2 - N_2 -He レーザーのパルス出力特性
応用物理 37巻1号
昭和43年1月10日

1. CO_2 レーザーによるTP-Dプラズマの計測(I)
核融合研究 25巻1号
昭和43年1月

1. CO_2 レーザーによるTP-Dプラズマの計測(II)
核融合研究 25巻4号
昭和45年6月

1. Diagnostics of Plasma by CO_2 Laser
(炭酸ガスレーザーによるプラズマの診断)

Technology Reports of The
Osaka University 20巻 No.956

1. CO_2 レーザーによるTP-Dプラズマの計測(Ⅲ)
核融合研究 26巻2号
昭和46年3月

1. 大気圧炭酸ガスレーザー(レーザー発振特性)
核融合研究 26巻3号
昭和46年4月

1. 赤外検知器の試作と今後の開発上の課題
超低歪技術 1巻7号
昭和46年7月20日

1. Scattering Diagnostics of Plasma by CO_2 Laser
(炭酸ガスレーザーによるプラズマの光散乱診断)
Physics Letters 36A巻4号
昭和46年9月13日

1. Optimum Condition of Nitrogen Mixing Ratio on
TEA-Type CO_2 - N_2 Laser
(TEA型 CO_2 - N_2 レーザーにおける窒素混合比の
最適条件)

Japanese Journal of Applied
Physics 10巻10号

昭和46年10月5日

1. CO₂レーザーによるTP-Dプラズマの計測(IV)

核融合研究27巻1号

昭和46年10月

1. Refraction Effect of CO₂ Laser Beam by Plasma
(プラズマによる炭酸ガスレーザービームの屈折効果)

Physics Letters 37A巻2号

昭和46年11月8日

1. Self-Mode Locking of TEA CO₂ Laser with
Helical Pumping

(ヘリカル励起TEA-CO₂レーザーの自己モードロック)

Japanese Journal of Applied
Physics 11巻1号

昭和47年1月5日

1. Gain Measurements of Matrix-Type TEA CO₂
Laser

(マトリックス型TEA炭酸ガスレーザーの利得測定)

Japanese Journal of Applied
Physics 11巻8号

昭和47年8月5日

(主論文のうち未公表のもの)

1. TEA CO₂ レーザー

原稿 刷り上り 5ページ

応用物理 42巻2号

昭和48年2月10日掲載予定

1. 炭酸ガスレーザーによる光散乱プラズマ計測

原稿 刷り上り 8ページ

電気学会論文誌A 掲載予定

1. 横方向励起高気圧炭酸ガスレーザーの諸特性

原稿 刷り上り 7ページ

電気学会論文誌C 掲載予定

