レーザーオリジナル

高輝度エキシマレーザー発振・増幅器

* 榎波龍雄*・三升睦己*・小林喬郎*

(1988年9月5日 受理)

High Brightness Excimer Laser Oscillator-Amplifier

Tatsuo ENAMI*, Mutsumi MIMASU* and Takao KOBAYASHI*

(Received September 5, 1988)

In order to increase the brightness and coherence of a tunable UV excimer laser, we studied an oscillator-amplifier configuration by using one laser discharge tube. Line-narrowing to 0.12 pm is achieved by using a grating and two etalons in the oscillator. The output energy and the brightness can be enhanced greatly by injecting an oscillation beam into the unused volume of the discharge tube.

Key Words: Excimer Laser, Oscillator-Amplifier, Line-Narrowing, High brightness

1. はじめに

エキシマレーザーは紫外から真空紫外域での高出力及び高繰返し発振動作が可能であり^{1,2)}, 高効率な短波長パルス光源として注目され^{3,4)}, 最近活発な研究開発が行われている⁵⁾。その応用範囲も多岐に亘り, 例えば分光計測や四光子混合, 高次高調波発生, ラマン散乱などの非線形光学, 色素レーザー励起などの基礎分野を始めとして, リモートセンシング, 半導体リソグラフィや金属等の微細加工, 同位体分離, レーザー核融合の研究などが挙げられ, これらの幾つかは実用化も進展している。

しかしながら, エキシマレーザーは一般に利得スペクトル幅が極めて広いため, レーザー出力のスペクトル幅も広く, 不安定である。例え

ば XeCl レーザー (308 nm) では利得幅は 1 nm (3 THz), レーザー出力はスペクトル幅が約 0.1 nm (300 GHz), ビーム広がり角が約 5 mrad と大きく, 可視域や近赤外域レーザーに比べて時間的及び空間的コヒーレンス度が極めて低いという欠点がある。一般に光源のスペクトル輝度 B は, 出力パワー P , スペクトル幅 $\Delta\nu$, ビーム広がり立体角 $\Delta\Omega$ に対して, $B = P / (\Delta\nu \Delta\Omega)$ と定義され, 上記の多くの応用分野では特にエキシマレーザーのスペクトル輝度の改善が重要な研究課題となっている。

エキシマレーザーのスペクトル幅の狭帯域発振技術は, 用いる波長選択素子と構成により区別され, 回折格子法, プリズム法, エタロン法, MGI (Multi-pass Grating Interferometer) 法, またそれらの併用法⁶⁾などが主なものである。そ

* 福井大学工学部電子工学科 (〒910 福井市文京3-9-1)

* Department of Electronics and Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Fukui University (3-9-1 Bunkyo, Fukui 910)

のうち代表的な動作例を挙げると、エタロン法では、Pacala等によって共振器中に3枚のエタロンを挿入して、XeClでスペクトル幅30MHzの単一モード発振で、出力エネルギー10~100 μJ の出力が得られている⁷⁾。また MGI 法では Aramandillo等によって、XeF (351 nm) でスペクトル幅40MHzの単一モードで出力10W ($1.1 \times 10^{-3}\text{J}$) が得られている⁸⁾。

しかしながら、これらの狭帯域発振法では、発振器の利得体積の制限や波長選択素子の損失により著しい出力の減少を伴うため、さらにレーザー増幅器を設置して出力を増大することが必要となる。エキシマレーザーの増幅には、外部からの入射光を1台の増幅器で単一光路または複光路を用いる方法、さらに多数の増幅器を設置する多段増幅法が用いられる⁹⁾。また、増幅器を不安定共振器型の発振器構成とする注入同期法は、高いビーム拡大率及び回折限界に近いビーム広がり角が達成できる⁹⁾しかし、これらの方法では入射光に対し増幅器を数ns以内のジッターで同期することが必要であり、また2台以上のレーザー装置が必要となり、システムが大型で複雑化するため信頼性が低下してしまう。そこで、我々は1台の小型エキシマレーザー装置を用いて狭帯域発振及び増幅を行うことにより、出力の高コヒーレンス化及び高輝度化を達成する方法を考察した^{10,11)}。Sugii等は同様の構成において、長パルス化したレーザーでの狭帯域化を行っている¹²⁾。

本文ではさらにこの発振・増幅法の特性を詳細に検討した結果について報告する。第2節ではその狭帯域発振法と増幅の装置構成を示す。第3節では XeCl レーザー動作での狭帯域発振特性として、スペクトル幅が0.12 pm (380 MHz) ビーム広がり角が0.3 mradの回折限界値が得られ、また第4節では XeCl レーザーの増幅出力特性及び狭帯域増幅光のスペクトル輝度が通常の発振器出力に比べて約 10^3 倍改善されたことを示す。

2. 高輝度エキシマレーザー発振・増幅器の装置構成

2.1 装置構成の概要

Fig. 1 に高輝度化のための波長可変エキシマレーザー発振・増幅器の光学系全体の構成を示す。1台のレーザー放電部を発振器及び増幅器として利用している。発振光学系としては入射角 86° に配置した斜入射型の回折格子 (1800本/mm) と波長選択用反射鏡、石英のエタロン(1) (厚さ2mm) エタロン(2) (厚さ15mm) より成る波長選択部と後方反射鏡で構成される。発振には回折格子の2次反射光を利用している。回折格子に対向した反射鏡の角度を変化させることにより発振波長が可変となる。また、ビーム広がり角を最小とするためには共振器のフレネル数を1付近にすることが必要であり、これより共振器長1 mに対し、ビーム径1 mmとなるように開口を共振器中に挿入した。狭帯域発振の出

Fig. 1 Schematic diagram of the high-brightness excimer laser oscillator-amplifier system.

Fig. 2 Schematic of the discharge circuit of the XeCl laser.

Fig. 3 Output energy and overall efficiency as a function of charging voltage.

力は回折格子の0次反射光を利用し、反射鏡で折返し、ビームエキスパンダ（倍率5×）で拡大して増幅部を通過させた。

2.2 エキシマレーザーの構成

実験に使用したエキシマレーザーの放電部の構成をFig. 2に示す。励起回路としては容量移行型を用いて、主容量 C_1 に直流充電された電荷がギャップスイッチを閉じることににより、ピーキング容量 C_2 に移行する。予備電離としてはUV自動予備電離方式を用い、 C_1 と C_2 の回路中

に2mm間隔のギャップを58本設けて、電荷の移動時にアーク放電を生じさせ、そのアーク放電からのUV光で主電極間のレーザーガスを予備電離する。ピーキング容量 C_2 に移行された電荷により、主電極間の電圧が放電破壊電圧に達すると放電を起こし、レーザーガスを励起してレーザー発振を開始する。放電管容器は径20cm、長さ84cm、厚さ6mmのステンレス製で6気圧までの高気圧動作及び各種レーザーガスの使用が可能である。電極は真ちゅう製で全長70cm、幅はカソードが20mm、アノードが40mmとして、放電体積の増大を目的として中心付近をChang型形状よりもフラットに設計した。その結果、有効放電体積は $5 \times 20 \times 840 \text{ mm}^3$ となった。主容量 C_1 は78nF (SrTiO₃型39個)、ピーキング容量 C_2 は電極の両側に各々23.8nF (SrTiO₃型28個)のセラミックコンデンサを配置した。

本レーザーの基本的出力特性として、Fig. 3にXeClガス動作時の主容量 C_1 の充電電圧に対するレーザー出力及び効率の変化を示す。パuffersにHeを用いて、全ガス圧3気圧（混合比HCl 0.15%, Xe 1.50%, He 98.35%）、充電電圧30kVのとき出力170 mJ、効率0.5%が得られた。また、パルス幅は半値全幅で25ns、ビーム断面積は $5 \times 20 \text{ mm}^2$ 、単位体積当りのエネルギー取出し密度は2.6J/lであった。

3. XeCl発振スペクトルの狭帯域化

3.1 発振線幅の狭帯域化の基本特性

Fig. 1に示した装置構成で発振光学系の波長選択素子として、反射鏡付きの回折格子と2個のエタロンを併用しているが、本節ではこれらの発振線幅の狭帯域化の基本的特性について検討する。

まず、斜入射回折格子の利用により狭帯域化される発振線のスペクトル幅には限界があり、(1)回折格子の回折限界、(2)ビーム広がり角による限界、(3)共振器の振動や利得媒質の屈折率のゆらぎによる効果、などにより制限される。そこで(1)、(2)の制限を検討するための光学系のモデルをFig. 4に示す。開口(1)及び、開口(2)によ

Fig. 4 Beam divergence model for the spectral width of the grating tuning method.

って光ビームの広がり角が制御され回折格子に入射する。回折格子からの m 次の回折光を波長選択用反射鏡によって折返し、同一光路を通過して再び開口(1)を通過する。この時開口(1)から(2)までの距離を l 、それぞれの開口径を d とする。また、回折格子の入射角を θ_1 、反射角を θ_2 とする。すなわち、Fig. 4において波長選択用反射鏡によって折返されたビームの特性は

$$m\lambda = d_0(\sin\theta_1 + \sin\theta_2) \quad (1)$$

の回折格子の方程式で与えられる¹³⁾。ここで d_0 は格子間隔である。

まず、レーザービーム広がり角が理想的な回折限界で与えられる場合、すなわち入射角の幅が $\Delta\theta_1 = 2.44\lambda/d$ のときに回折格子からの反射スペクトルの半値幅は一般に(1)式より

$$\Delta\lambda_1 = \frac{2.44\lambda}{mN} = \frac{2.44\lambda d_0 \cos\theta_1}{md} \quad (2)$$

となる。ここで、 N は光の照射されている格子の総数である。

しかしエキシマレーザーのような高利得の短パルスレーザーでは、回折限界のビームは得られ難く、回折格子への入射光の幾何学的なビーム広がり角によるスペクトル線幅の限界を考える必要がある。すなわち、Fig. 4において回折格子への入射光のビーム広がり角の最大値は $\Delta\theta_1 = d/l$ で与えられる。また、反射鏡からの戻りビームの広がり角 $\Delta\theta_2$ は回折限界に近いと考え

Fig. 5 Spectral width as a function of the iris diameter.

られるため $\Delta\theta_1$ に対して無視できる。この条件での回折格子の反射率の半値幅は

$$\Delta\lambda_2 = \frac{d_0 d \cos\theta_1}{2m} \quad (3)$$

と求められる。

Fig. 5に開口径 d の変化による $\Delta\lambda_1$ と $\Delta\lambda_2$ の変化を示す。回折格子の入射角 $\theta_1 = 86^\circ$ 、出射角 $\theta_2 = 6.7^\circ$ 、 $l = 950\text{ mm}$ とした。その結果、回折格子から得られるスペクトル幅は、開口径が約1.0 mmの時最も狭くなることが分る。

次に、エタロンを用いた場合の狭帯域特性について検討する。単一透過時のエタロンの透過率の半値幅 $\Delta\nu_1$ は、その厚さによって決定されるFSR(Free Spectral Range)を $\delta\nu_1$ 、フィネスを F_1 とすると、次式により与えられる¹⁴⁾。

$$\Delta\nu_1 = \frac{\delta\nu_1}{F_1} \quad (4)$$

一般にエタロンのフィネスは、反射鏡平面の平行度などの面精度及び反射率によって決定される。回折格子とエタロンを併用する狭帯域化では、回折格子のみにより得られた線幅 $\Delta\nu_g$ に対してエタロンの単一モード発振条件より、 $\Delta\nu_g < \delta\nu_1$ が要請される。さらに狭帯域化のために

2個のエタロンを併用する場合、第2エタロンのFSR値 $\delta\nu_2$ の設定にはやはり第2エタロンの単一モード発振条件より、 $\delta\nu_2 > \Delta\nu_1$ が必要となる。これにより最終的な線幅は第2エタロンの半値幅 $\Delta\nu_2$ により与えられる。さらに、レーザー発振に至るまでの光の往復回数による線幅の狭帯域化¹⁵⁾が期待される。

本実験では、これらの条件を考慮して、第1エタロンとしてはFSRが50GHz (15pm)、フィネス $F_1=10$ 、半値幅 $\Delta\nu_1=5$ GHzのものをを用いた。また、第2エタロンはFSR=6.3 GHz (2.0 pm)、フィネス $F_2=10$ で、最終的に得られる線幅 $\delta\nu_2$ は630 MHz (0.20 pm)が予想される。なお、用いたエタロンはすべて熔融石英製で平面度 $\lambda/20$ 以内、厚さ2 mm及び15mm、反射率85%である。

3.2 波長可変特性

一般にXeClレーザーでの発振スペクトルは振動構造を持ち、通常の波長選択しない共振器では $B^2\Sigma^+-X^2\Sigma^+$ 遷移での(0-1)線と(0-2)線の2本の発振線が得られる。しかしながら、分光計測などの広い応用に用いるためには単一波長で連続的に変化することが必要である。そこで先ず、波長選択素子として斜入射回折格子のみを用いて、波長選択用反射鏡の角度を調整することによって発振波長の可変特性を調べた。波長の測定には分光器(JOBIN YVON 社HRS-2型、分解能0.015 nm)を用いた。

Fig. 6に回折格子角を回転させて得られた出

力の波長可変特性を示す。ガス圧3.0気圧(混合比HCl 0.15%, Xe 1.5%, He 98.35%), 充電電圧26kVで動作させた。この結果は、XeClエキシマの $B^2\Sigma^+-X^2E^+$ 遷移の(0-0)~(0-3)のBound-Bound遷移構造を反映しており、波長307.95 nm~308.40 nm(可変幅0.71 nm)の間で連続可変で単一波長出力が得られた。また、出力は最大6 mJであった。

3.3 XeCl発振器の狭帯域化特性

Fig. 1に示した装置構成において、先ず斜入射回折格子のみを用いて波長選択を行った。入射角 86° 、出射角 6.7° において得られた発振の線幅の最小値は開口径1 mmのとき、半値幅で約50 GHz (15 pm)であった。これは、分光器の分解能を考慮するとFig. 5の解析結果とほぼ一致している。また、波長選択素子を用いない通常の平行平面共振器構成により2本の発振線が得られ、各々の線幅が約0.1 nmであったのに対し、約1/6に狭められている。

次に、回折格子に加えてエタロン(1)とエタロン(2)を挿入して狭帯域化を行った。スペクトル幅の測定にはFSR 6.3 GHz (2.0 pm)、フィネス10の観測用のエタロンを用い、得られた干渉縞をフォトダイオードアレイ(1000素子)で強度分布を測定した。エタロン(1)を挿入した時の発振線の半値幅は4.0 GHz (1.2 pm)であった。

さらに、エタロン(2)も挿入して得られた出力の観測用エタロンからの干渉縞の写真をFig. 7に示す。これより最終的なスペクトルの半値幅

Fig. 6 Output power as a function of wavelength for a grating tuned XeCl oscillator.

Fig. 7 Etalon fringes for the oscillator beam observed with a 6.3 GHz FSR etalon.

は 380 MHz (0.12 pm) であった。このレーザー共振器の縦モード間隔が 150 MHz であることから判断して縦モードを約 3 本含むことが推定された。以上の結果は前項で求めた半値幅の値に対して 60% に狭まっているが、これはビームのパルス立上がり時にエタロンを数回往復する効果に起因しているものと考えられる。また、この時の出力エネルギーは $10\mu\text{J}$ 、パルス幅は 10 ns、ビーム広がり角はほぼ回折限界の 0.3 mrad であった。

4. 発振光の自己増幅特性

4.1 自己増幅の出力特性

前節において XeCl レーザーのスペクトル狭帯域化を示したが、出力エネルギーが $10\mu\text{J}$ と小さいものであった。そこで、発振光を同一の放電管に戻して、大部分が未使用で残されている断面部を利用した自己増幅させる可能性について検討した^{10,11)}。

まず、Fig. 1 に示した装置構成を用いて発振光の増幅の出力特性を求めた。この増幅法は 1 台の短パルスレーザー (パルス幅 10 ns) において発振器及び増幅器を構成するため、発振光をなるべく短時間で戻して高利得状態で増幅を行わせることが必要となる。そのため、まず予備実験として、発振光すなわち増幅部への入力パルスの遅れ時間を光路長により変化させて、増

Fig. 8 Output energy density and effective gain as a function of the input energy density for the amplifier section.

幅出力エネルギーを測定した。その結果、入射光の遅れ時間 $T_d = 1 \sim 10\text{ns}$ 変化させた時の出力エネルギーの変化は 10% 程度であり、十分増幅のための反転分布が残されていることが確認できた。

次に、Fig. 8 に自己増幅での入力光エネルギー密度 E_i に対する出力エネルギー密度 E_o 及び実効利得 G の特性を示す。ここで、入射光の波長は 307.95 nm (0-1 線)、充電電圧 26 kV、ガス圧 3.0 気圧であり、入射光の遅れ時間は約 2 ns とした。

この結果より、(1) 小信号利得は約 5×10^3 、利得係数 g_0 は 0.12 cm^{-1} と極めて大きいこと、(2) 利得の飽和は $E_i \approx 1 \times 10^{-6}\text{ J/cm}^2$ の低入力で開始すること、(3) 飽和パラメータは 5 mJ/cm^2 であることなどが判明した。ここで、飽和パラメータの算出には、スペクトル広がり均一であり、また入力パルス幅 τ_p がレーザー上準位の寿命 T_1 より短い場合の増幅器の利得 G に対する次の Frantz Nodvik の式を用いた¹⁶⁾。

$$G = \frac{E_o}{E_i} = E_s \ln \{ 1 + \exp(g_0 L) [\exp(\frac{E_i}{E_s}) - 1] \} \quad (5)$$

ここで、 E_i 及び E_o はそれぞれ入力光及び出力光のエネルギー密度、 g_0 は小信号利得係数、 L は利得媒質の有効長である。また、 E_s は飽和パラメータであり、 $E_s = h\nu/\sigma$ と与えられる。ここで、 $h\nu$ は光子エネルギー、 σ は誘導放出断面積であ

る。XeClの場合、 $\nu = 3 \times 10^{15} \text{ Hz}$, $\sigma = 4.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ 程度であり、これより飽和パラメータ E_s の予測値は 1.4 mJ/cm^2 となる¹⁷⁾。これに対して、我々の実験では(5)式で近似できる E_s は 5 mJ/cm^2 となったが、この差は、 $\tau_p = 10 \text{ ns}$, $T_1 = 11 \text{ ns}$ であるために(5)式の条件である $\tau_p \ll T_1$ が満たされないこと、及びスペクトルの不均一性に起因しているものと考えられる^{18,19)}。

このように、XeClの飽和パラメータ E_s が数 mJ/cm^2 と小さいため、高出力化のためにはビーム断面積の拡大が必要となる。そこで、増幅部の入射光の直径を 5 mm に拡大して増幅を行った結果、入力エネルギー $10 \mu\text{J}$ に対して出力エネルギー 2.7 mJ 、実効利得 $G = 270$ の特性が得られた。

4.2 増幅光のスペクトル特性

次に、狭帯域化した発振光を同一放電管で自己増幅した場合のスペクトル特性について示す。

Fig. 1 に示した装置構成で、共振器中に回折格子及びエタロン(1)を挿入して得られた増幅出力の線幅は、半値幅で 4.2 GHz (1.3 pm) であり、発振光の半値幅 4.0 GHz に比べてやや広がっている。さらにエタロン(2)を挿入した時の出力線幅は半値幅で 570 MHz (0.18 pm) で発振光の幅(Fig. 7) に比べて 1.5 倍に広がった。

Fig. 9 に後者の出力光を観測用エタロンにより求めた干渉縞の強度分布を示す。スペクトル幅が広がった原因は、高利得の増幅によりASE光(増幅された自然放光)の強度が増大したものと考えられる。

狭帯域発振光を増幅したときの出力エネルギーはビーム径 5 mm のとき 1.7 mJ で、またパルス幅は 10 ns 、ビーム広がり角は 0.6 mrad であり発振光よりも広がっていることが分った。

Fig. 10 に増幅光出力の波長可変特性を示す。Fig. 6 に示した狭帯域発振光の可変半値幅が、 0.71 nm であったのに対して増幅光は可変幅 0.42 nm と狭まり、(0-1) 及び (0-2) 線付近でしか同調できなかった。また、発振光を(0-1) 線のピークに同調した時でも約 10^{-2} 程度で

Fig. 9 Etalon fringes for the amplifier beam observed with a 6.3 GHz FSR etalon.

Fig. 10 Tuned output power as a function of wavelength from the oscillator-amplifier system.

はあるが増幅出力中に(0-2)線の出力が確認された。同様なことが(0-2)遷移発振状態でも認められた。

5. まとめ

エキシマレーザー出力のスペクトル輝度の増大を目指した研究を行い、1台のレーザー装置において斜入射回折格子と2個の固体エタロンを用いた波長選択の方法で狭帯域発振を行い、さらにその出力を自己増幅する発振・増幅器を構成した。その結果、XeClレーザー動作でス

ペクトル幅 570 MHz (0.18 pm) の狭帯域化が達成でき, また 307.78 ~ 308.20 nm (可変幅 0.42 nm) の広い波長可変特性が得られた。出力エネルギーは最大 1.7 mJ, パルス幅 10 ns, ビーム広がり角 0.6 mrad であり, これよりスペクトル輝度を比較すると $B = 8.6 \times 10^{14} \text{ W/nm} \cdot \text{sr}$ となり, 非同調時の出力に比べて約 10^3 倍のスペクトル輝度の改善が達成できた。また, XeCl レーザー発振光の自己増幅特性では飽和パラメータは 5 mJ/cm^2 の値が得られ, 小信号利得係数は 0.12 cm^{-1} , 小信号利得 5×10^3 であり, 高利得増幅器として優れていることが明らかとなった。

これらの結果は, エキシマレーザーの高輝度コヒーレント紫外域光源としての優れた特性を示したものであり, 今後さらに応用分野の広がりが期待される。その例として原子や分子の共鳴効果の分光計測²⁰⁾や UV 域の高輝度ライダー, 極端紫外域への高調波変換のための小型な光源としての利用なども可能となろう。

参考文献

- 1) C.H. Phodes: *Excimer Lasers* (Topics in Applied physics, Vol. 30, Springer-Verlag, Berlin, 1979).
- 2) M. Maeda, T. Mizunami, A. Sato, O. Uchino and Y. Miyazoe: *Appl. Phys. Lett.*, **36** (1980) 636.
- 3) S. Watanabe, A. Endoh, M. Watanabe and N. Surakura: *Opt. Lett.*, **13** (1988) 580.
- 4) 堀田和明, 伊藤伸二, 新井基尋, 鈴木良和: 信学論文誌, **J69-C** (1986) 849.
- 5) 宮崎健創, 狭間寿文, 山田家和克, 酒井広文, 佐藤卓三: レーザー研究, **15** (1987) 541.
- 6) 小林 喬郎: 応用物理, **10** (1987) 1369.
- 7) T.J. Pacala, I.S. McDerimid and J.B. Laudenslager: *Appl. Phys. Lett.*, **45** (1984) 507.
- 8) E. Armandillo, P.V.M. Lopatriello: *Opt. Lett.*, **9** (1984) 327.
- 9) J. Goldhar, W.R. Papoport and J.R. Murray: *IEEE J. Quantum Electron.*, **16** (198) 235.
- 10) 平等拓範, 河島秀弥, 辻岡一幸, 大高真人, 小林 喬郎: 第31回応物学会予稿集 (1984) 29p-L-15.
- 11) 河島秀弥, 小西勝, 大高真人, 小林 喬郎: 第10回レーザー・レーダーシンポジウム予稿集 (1985) 52.
- 12) M. Sugii, M. Ando and K. Sasaki: *IEEE J. Quantum Electron.*, **23** (1987) 1458.
- 13) M.G. Littman and H.J. Metcalf: *Appl. Opt.*, **17** (1978) 2224.
- 14) A. Yariv, 光エレクトロニクスの基礎. 多田邦雄他訳 62 (丸善, 1974).
- 15) M. Copic and M. Zgonik: *Opt. Commun.*, **41** (1982) 310.
- 16) L.M. Frantz and S. Nodvik: *J. Appl. Phys.*, **34** (1963) 2346.
- 17) 前田三男, 水波徹, 佐藤明雄, 宮副泰: 応用物理, **49** (1980) 1107.
- 18) P.B. Corkum and R.S. Taylor: *IEEE J. Quantum Electron.*, **18** (1982) 1962.
- 19) M. Rokni, J.A. Manganõ, J.H. Jacob and J.C. Hsia: *IEEE J. Quantum Electron.*, **14** (1978) 464.
- 20) T. Kobayashi, M. Konishi, M. Ohtaka, S. Taki, M. Ueda, K. Kagawa and H. Inaba, *Laser diagnostic and modeling of combustion*, 133 (K. Iinuma et. al. ed., Springer-Verlag, 1987).