

Vorschlag für die Verwendung eines
schnellen Drehspiegels zur Ent-
kopplung von Laserverstärkern und
zur Erzeugung von kurzen Pulsen

Description of a Method Proposed
for the Decoupling of Laser
Amplifiers and for the Generation
of Short Pulses by Means of a Fast
Rotating Mirror

E. Fill, K. Hohla, K.J. Witte

IPP IV/86

Oktober 1975

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Vorschlag für die Verwendung eines
schnellen Drehspiegels zur Ent-
kopplung von Laserverstärkern und
zur Erzeugung von kurzen Pulsen

Description of a Method Proposed
for the Decoupling of Laser
Amplifiers and for the Generation
of Short Pulses by Means of a Fast
Rotating Mirror

E. Fill, K. Hohla, K.J. Witte

IPP IV/86

Oktober 1975

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

IPP IV/86 E. Fill
K. Hohla
K.J. Witte

Description of a Method Proposed for the Decoupling of Laser Amplifiers and for the Generation of Short Pulses by Means of a Fast Rotating Mirror

October 1975 (in German)

Abstract

A method is reported allowing the decoupling of laser amplifiers by means of a fast rotating mirror ($\nu \geq 200$ Hz). The generation of short pulses from continuous laser radiation needed for the solution of the trigger problem rotating mirror - laser oscillator is also considered. In this context the attention is drawn to two secondary applications: the measurement of the beam divergence of continuous laser radiation from the pulse width and pulse shaping.

I. Einleitung

Bei Hochleistungslasern, die kurze Pulse (≈ 10 nsec) erzeugen und mit einer Gesamtkleinsignalverstärkung oberhalb 10^7 arbeiten, stellt die Entkopplung der einzelnen Verstärker untereinander ein wesentliches Problem dar. Von den zahlreichen Lösungsvorschlägen sind die bisher wirkungsvollsten die Isolation durch grosse Entfernungen zwischen den Verstärkern, Pockelszellen (nur bis zu Leistungsdichten von 800 MW/cm^2), Faradaydreher und sättigbare Absorber. Hier soll jedoch eine neue Methode vorgestellt werden, die auf der Verwendung eines schnellen Drehspiegels beruht, der zwei aufeinander folgende Verstärker nur während der für die Pulstransmittierung notwendigen Zeitspanne miteinander verbindet, sonst aber voneinander trennt, so dass ein Selbstanschwingen der beiden Verstärker unterbunden wird. Dieses Verfahren erlaubt eine vollständige Entkopplung der beiden Verstärker bei nahezu verlustloser Energietransmission, was bei den weiter oben erwähnten Methoden nur teilweise der Fall ist.

Das Drehspiegel-Verfahren setzt voraus, dass der den zu transmittierenden Puls erzeugende Oszillator vom Drehspiegel aus getriggert wird. Dies lässt sich am günstigsten auf optischem Wege verwirklichen, indem man den Drehspiegel mit der Strahlung eines CW Lasers (z.B. He-Ne- oder Argon- oder Krypton-Laser) ansteuert und den reflektierten Strahl über einen Spalt gleiten lässt. Den so erzeugten Puls wandelt man mit Hilfe einer Diode in ein elektrisches Signal um, das zum Triggern benutzt werden kann.

Im folgenden wird zunächst die Herstellung des zum Triggern notwendigen Lichtpulses und dann die Entkopplung von Laserverstärkern besprochen. Bezüglich des Verfahrens zur Erzeugung des Triggerpulses wird auf zwei interessante Nebenanwendungen verwiesen: Messung der Divergenz der kontinuierlichen Laserstrahlung über die Halbwertsbreite des erzeugten Pulses und Pulsformung.

II. Erzeugung kurzer Pulse aus kontinuierlicher Laserstrahlung

II.1 Beschreibung des Verfahrens

Die Erzeugung von kurzen Lichtpulsen mit Hilfe von schnellen Drehspiegeln ist schon seit längerem bekannt. In /1/ wurden Pulsdauern von 1 - 2 nsec bei Drehspiegelfrequenzen von 5 kHz und einer Blitzlampe als Lichtquelle berichtet. Eine weitere Pulsverkürzung lässt sich erreichen /2/, wenn man statt eines einfachen Drehspiegels ein hexagonales, rotierendes Prisma verwendet, das von einer entsprechenden Anzahl stationärer Spiegel umgeben ist. Der Lichtstrahl wird wiederholt zwischen den stationären und den sich drehenden Spiegelflächen hin- und herreflektiert. Dabei erhöht jede Fläche des Prismas die Winkelgeschwindigkeit des rotierenden Lichtstrahls um den Betrag 2ω . Auf diese Weise kann man mit herkömmlichen Lichtquellen (Kohlebogen) in einem weiten Spektralbereich Pulse von 1 nsec und darunter erzeugen. Verwendet man in der beschriebenen Anordnung einen Laser als Lichtquelle /3/, erhält man bei gleicher Pulsdauer und Frequenzbandbreite Pulse mit wesentlich höherer Intensität.

Für die von uns ins Auge gefassten Anwendungen - Entkopplung von Laserverstärkern, Messung der Strahldivergenz des von einem Laseroszillator ausgesandten Lichtes und Pulsformung - ist die Verwendung eines prismenartigen Drehspiegels nicht notwendig; hier genügt ein einfacher, zweiseitiger Drehspiegel. In Abb. 1 ist die Anordnung dargestellt, mit der die für unsere Zwecke benötigten Pulse bzw. Anstiegszeiten verwirklicht werden können.

Der von einem im TEM_{00} -Modus betriebenen Laseroszillator kontinuierlich oder über eine im Verhältnis zur gewünschten Pulsdauer hinreichend lange Zeit emittierte Gauß'sche Strahl mit der beugungsbegrenzten Divergenz γ wird über den schnell laufenden Drehspiegel D mit der Winkelgeschwindigkeit ω_D auf die Linse L_1 gelenkt und dann fokussiert. Nur solange der Fokus

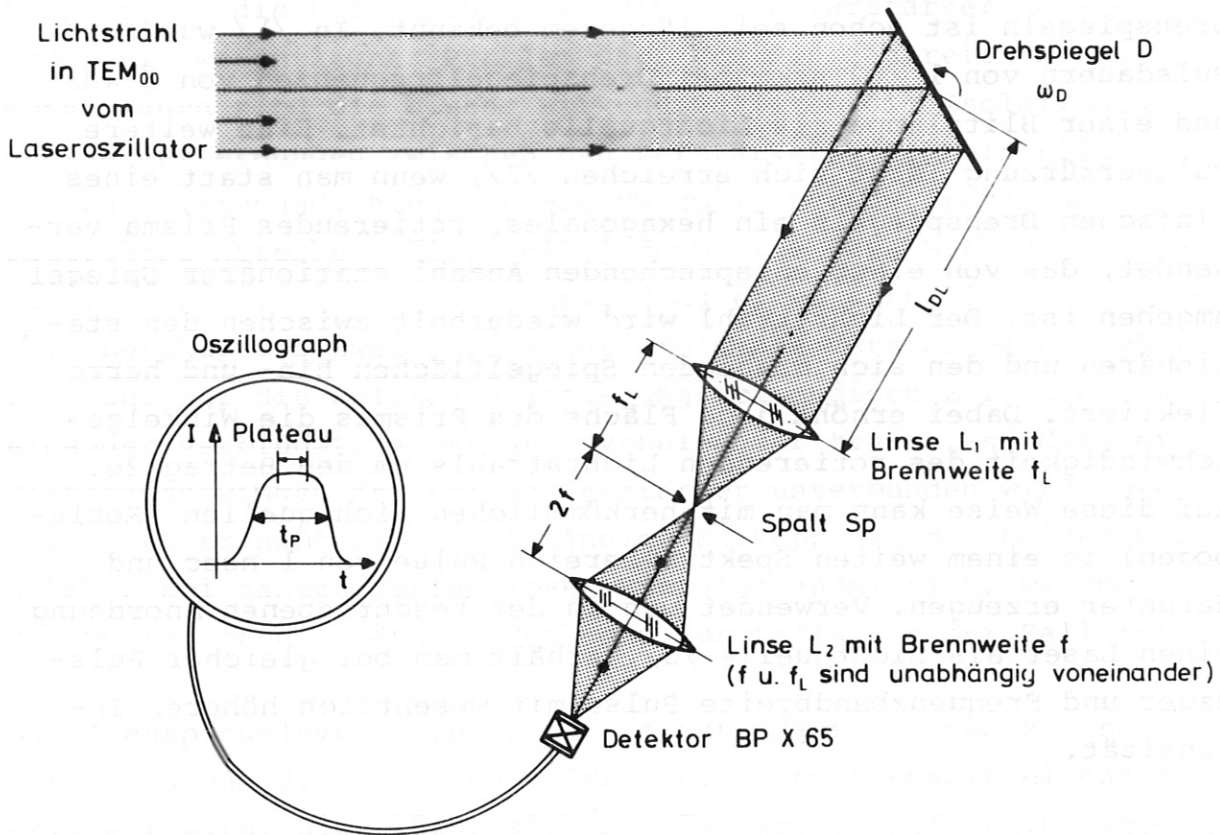


Abb. 1 Anordnung zur Erzeugung und Messung kurzer Pulse aus der Strahlung eines CW Lasers

Über den Spalt Sp hinweggleitet, wird Licht hindurchgelassen. Der auf diese Weise erzeugte Puls wird durch die Linse L_2 auf die Aufnahme­fläche eines Detektors abgebildet und in ein elektrisches Signal umgewandelt, das von einem Oszillographen aufgezeichnet wird. Wie später gezeigt wird, kann man aus der Messung der Halbwertsbreite t_p des Pulses auf die Strahldivergenz des Lasers schliessen. Ferner kann das elektrische Signal dazu benutzt werden, um das bei der Entkopplung von Laserverstärkern auftretende Synchronisationsproblem zwischen dem Drehspie-

gel und dem zu transmittierenden Puls erzeugenden Oszillator zu lösen (siehe Kap. III). Soll der Lichtpuls über eine längere Entfernung transmittiert werden, muss an die Stelle der Linse L_2 eine andere treten, die dieselbe Brennweite wie die Linse L_1 hat; dadurch wird der Strahl wieder parallelisiert.

Der wesentliche Unterschied der hier vorgestellten Methode zu den in /1/ bis /3/ angegebenen Verfahren besteht in der Verwendung eines möglichst grossen Strahldurchmessers und der anschliessenden Fokussierung. Je grösser der Strahldurchmesser, desto kleiner der Fokus und um so kleiner kann die Spaltbreite und damit die Pulsdauer werden. Bei ausschliesslicher Benutzung der natürlichen Strahlaufweitung kann die Entfernung zwischen Laser und Linse L_1 sehr gross werden, um am Ort der Linse L_1 den maximal möglichen Strahldurchmesser zu erreichen. Mit Hilfe eines Teleskops oder einer Aufweitoptik lässt sich allerdings die erforderliche Entfernung wesentlich verkürzen.

Die erzielbare Pulsdauer ist durch die Zeitspanne gegeben, die der Fokus zum Überstreichen des Spaltes S_p benötigt. Mit ν_F als Fokusgeschwindigkeit, d_F als Fokusbereich, d_s als Spaltbreite und der Bedingung $d_s \geq d_F$ gilt für die Halbwertsbreite des Pulses

$$t_p = d_s / \nu_F \quad (1)$$

Wenn $d_s > d_F$ ist, besitzt der Puls ein Plateau, das bei $d_s = d_F$ verschwindet. Auf diese Weise kann experimentell durch die Messung von t_p der Fokusbereich d_F (durch den Querschnitt $\pi d_F^2 / 4$ fliesst über 99 % der gesamten Pulsenergie) bestimmt werden, woraus sich wiederum die Strahldivergenz ψ errechnen lässt.

Bevor wir darauf eingehen, wollen wir zunächst eine Beziehung herleiten, die den Zusammenhang zwischen der Fokusgeschwindigkeit ν_F und der Winkelgeschwindigkeit ω_D des Drehspiegels angibt (siehe dazu Abb. 2). Um die Brechung an der Linse nicht berücksichtigen zu müssen, betrachten wir nur durch die Linsen-

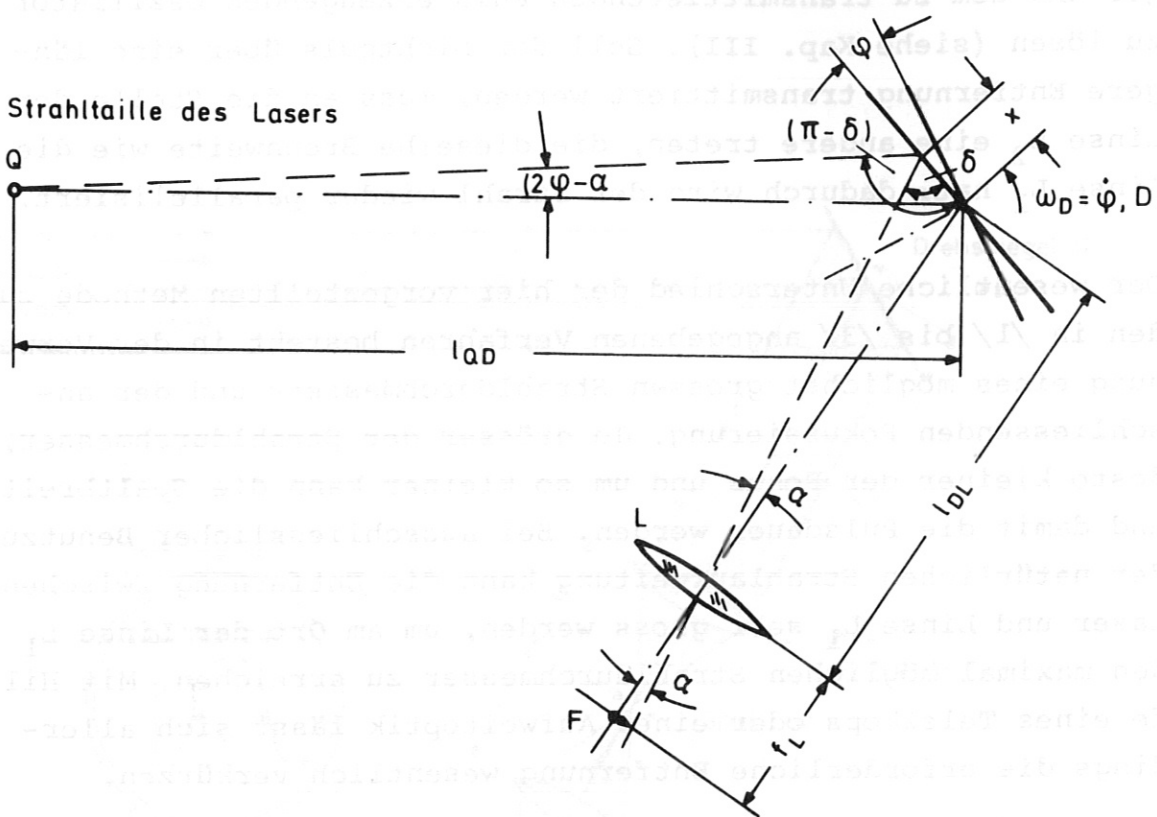


Abb. 2 Zur Ableitung der Fokusgeschwindigkeit v_F mitte verlaufende Strahlen, von denen in Abb. 2 zwei angegeben sind. Es lassen sich folgende Beziehungen ablesen

$$\frac{l_{DL}}{\sin \delta} = \frac{x}{\sin \alpha} \quad \text{und} \quad \frac{l_{QD}}{\sin(\pi - \delta)} = \frac{x}{\sin(2\psi - \alpha)}$$

woraus sich bei Beschränkung auf kleine Winkel

$$\alpha = 2\psi / (1 + l_{DL}/l_{QD})$$

ergibt. Für die Fokusgeschwindigkeit gilt dann

$$v_F = f_L \dot{\alpha} = \frac{2\omega_D f_L}{1 + l_{DL}/l_{QD}} \quad (2)$$

Ist der Laser (Strahltail des Gauß'schen Strahles) wesentlich weiter vom Drehspiegel entfernt als die Linse L_1 , wird wegen $(l_{DL}/l_{QD}) \ll 1$

$$v_F \approx 2\omega_D f_L \quad (3)$$

Wir wenden uns nun wieder der Bestimmung der Pulsdauer zu. Nach /4/ gilt für den Fokusbrenndurchmesser d_F die Beziehung (der Krümmungsradius R_L der auf die Linse auftreffenden Wellenfront sei gross gegen die Brennweite f_L der Linse)

$$d_F \approx 5\lambda \frac{f_L}{d_L} \left(1 + \frac{f_L}{R_L}\right) \quad (5)$$

d_L ist der Strahldurchmesser am Ort der Linse. (Durch den Querschnitt $\pi d_L^2/4$ strömt ebenfalls über 99 % der gesamten Pulsenergie.) Wegen $R_L < \infty$ liegt der Strahlfokus nicht genau im Brennpunkt der Linse L_1 , sondern ist um die Strecke f_L^2/R_L darüberhinaus verschoben. Da sich die Linse im Fernfeld des Lasers befindet, wird

$$R_L = l_{QD} + l_{DL} \quad (6)$$

Die Halbwertsbreite t_p des Pulses ergibt sich nun aus den Gln.(1), (2), (5) und (6) mit der Annahme $d_s = d_F$ zu

$$t_p = \frac{2.5 \lambda}{\omega_D d_L} \left(1 + \frac{l_{DL} + f_L}{R_L}\right) \quad (7)$$

Es sei darauf hingewiesen, dass bei Benutzung eines Teleskops mit dem Aufweitverhältnis a der Krümmungsradius R_L der Wellenfront das a -fache der tatsächlichen Entfernung Laser - Linse beträgt.

Die erzielbare Pulsdauer hängt also primär von dem Strahldurchmesser d_L am Ort der Linse und der Frequenz ω_D des Drehspiegels ab und nur sehr schwach von der Brennweite f_L der Linse und dem Abstand l_{DL} Drehspiegel - Linse. d_L und ω_D können zusammen nicht beliebig erhöht werden, weil ab einer bestimmten Grenze eine weitere Steigerung von d_L mit einer Abnahme der maximal er-

+) Bei kleinem Abstand Drehspiegel - Linse entspricht der Strahldurchmesser am Ort der Linse nahezu dem nutzbaren Spiegeldurchmesser.

reichbaren Kreisfrequenz ω_D verknüpft ist, da die Fliehkräfte und damit auch die Verformungen dem Quadrat der Umfangsgeschwindigkeit $v_u = r_{\max} \cdot \omega_D$ proportional sind. Für die Beurteilung der Qualität eines Drehspiegels ist somit das Produkt $\frac{d_L \times \omega_D}{\text{massgebend}}$ und kann als eine Art Güteziffer betrachtet werden. Technisch realisierbare Werte liegen heute bei 2000 m/sec, was bei einem He-Ne-Laser auf eine minimal erreichbare Pulsdauer t_p von 0,8 nsec führt. Es sei angemerkt, dass die Bandbreite des Laserlichtes keine Beschränkung hinsichtlich der erzielbaren Pulsdauer darstellt, weil die Pulserzeugung ausserhalb des Resonators geschieht.

Der uns zur Verfügung stehende Drehspiegel besitzt einen nutzbaren Durchmesser von 8 cm und erreicht eine maximale Winkelgeschwindigkeit von 200 Hz, was eine Güteziffer von rund 100 m/sec und eine minimale Pulsdauer von $t_p \approx 16$ nsec ergibt. Soll der Puls zum Triggern bei der Entkopplung von Laserverstärkern (siehe Kap. III, Abb. 10) verwendet werden, kommt es mehr auf die Anstiegszeit t_A (Zeitspanne von 10 % bis 90 % der Maximalintensität) als auf die Halbwertsbreite des Pulses an. Sie beträgt ungefähr $t_A \approx t_p/2 = 8$ nsec. Dieser Wert ist für unsere Zwecke ausreichend klein.

Will man über die Messung der Halbwertsbreite des Pulses die Strahldivergenz ψ des Lasers bestimmen, braucht man keine besonders kurzen Pulse und kann demzufolge auf grosse Strahldurchmesser und die Aufweitoptik verzichten, so dass der Krümmungsradius R_L der Wellenfront am Ort der Linse der tatsächlichen Entfernung Laser - Linse entspricht. Mit

$$d_L = 4 \psi R_L$$

erhalten wir aus Gl.(7) für die Strahldivergenz

$$\psi = \frac{5\lambda}{8\omega_D t_p R_L} \left(1 + \frac{l_{DL} + f_L}{R_L}\right) \quad (\text{bei } d_s = d_f) \quad (8)$$

Ψ entspricht der üblichen Definition der Strahldivergenz, d.h. in einem Kegel vom vollen Öffnungswinkel 2Ψ ist 86 % der Gesamtenergie enthalten. Mit Gl.(8) ist die Ermittlung von der Strahldivergenz Ψ auf die Bestimmung der Pulsdauer t_p zurückgeführt.

Der mit der hier dargestellten Methode erzeugte Puls ist symmetrisch. Baut man jedoch in den Strahlengang unmittelbar vor dem Spalt (siehe Abb. 1) ein Filter (Graukeil) ein, dessen Transmissionseigenschaften sich in Richtung der Fokusgeschwindigkeit ändern, lassen sich beliebige Pulsformen verwirklichen, symmetrische wie asymmetrische mit steilem oder flachem Anstieg. Steiler als im "ungeformten" Puls kann der Anstieg allerdings nicht werden. Diese Art der Pulsformung verlangt daher, dass der Puls ein Plateau besitzt und somit die Spaltbreite d_s grösser als der Fokusburchmesser d_F gemacht werden muss; $d_s = 2 - 3 d_F$ dürfte für die meisten Fälle genügen. Die Tatsache, dass die Spaltbreite grösser als der Fokusburchmesser ist, vermindert die Beugungserscheinungen, was von Bedeutung ist, wenn der Puls über eine längere Entfernung transmittiert werden soll.

II.2 Experimentelle Ergebnisse

a) Pulsdauer und Strahldivergenz

Mit der in Abb. 1 gezeigten Anordnung haben wir die Gültigkeit der Formel (7) für die Pulsdauer und (8) für die Strahldivergenz experimentell überprüft, wobei die Spaltbreite dem Fokusburchmesser angepasst wurde (kein Plateau). Da die experimentelle Bestimmung von t_p , d_L (mit Diode oder Kalorimeter), ω_D , R_L und l_{DL} keine Schwierigkeiten bereitet, können Messung und Theorie miteinander verglichen werden. Das Ergebnis ist in Abb. 3 dargestellt. Die Übereinstimmung ist zufriedenstellend.

Die Strahldivergenz haben wir nach Gl.(8) mit Messwerten für ω_D , R_L , t_p , l_{DL} und f_L errechnet. Für den benutzten He-Ne-Laser er-

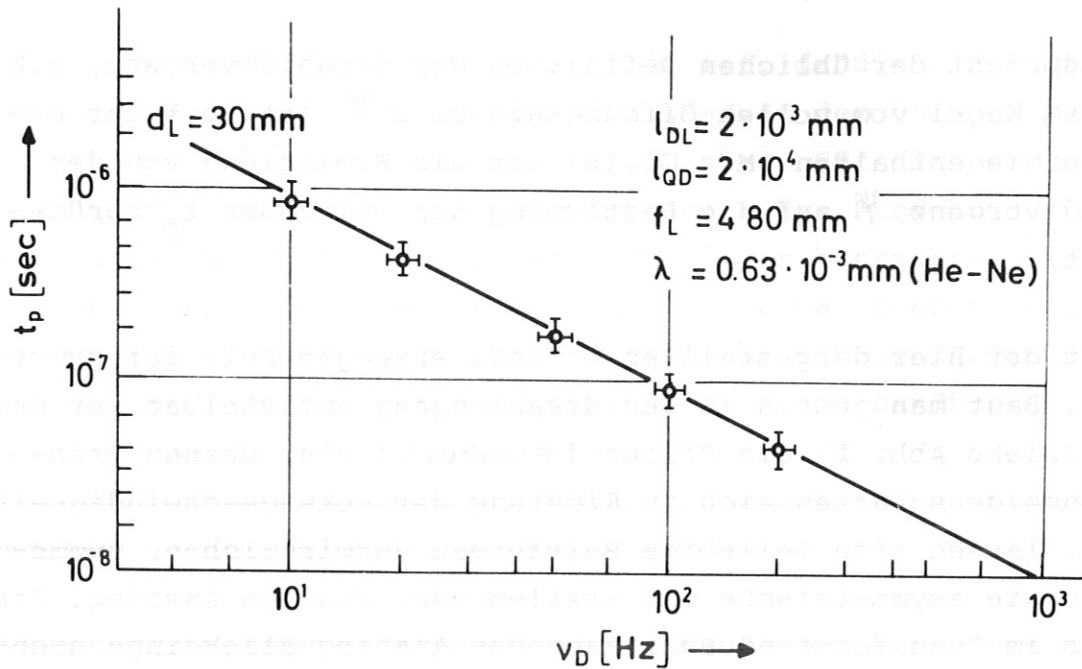
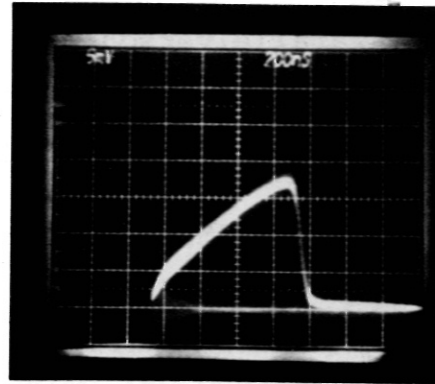
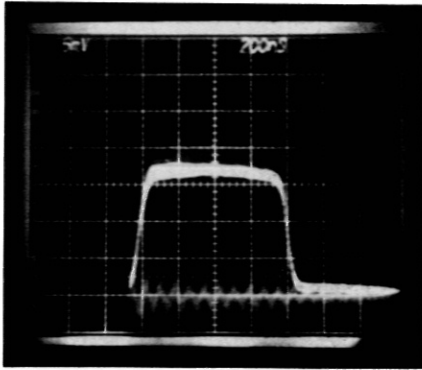


Abb. 3 Zusammenhang zwischen Pulsdauer, Drehspiegel-
frequenz und Strahldurchmesser

gab sich $\psi = 470 \text{ } \mu\text{rad}$. Die Strahldivergenz lässt sich auch über eine Leistungsmessung an 2 verschiedenen Stellen ermitteln, indem man jeweils den Querschnitt bestimmt, durch den 86 % der gesamten Leistung fließt. Nach dieser Methode ergab sich für ein Wert von $430 \text{ } \mu\text{rad}$. Die gute Übereinstimmung zwischen beiden Werten zeigt, dass die Strahldivergenz mit der Drehspiegelmethode zuverlässig ermittelt werden kann.

b) Pulsformung

Für eine sinnvolle Pulsformung sollte der Puls ein Plateau haben, das etwa 2 - 3 mal so lang ist wie die Halbwertsbreite des Pulses bei $d_F = d_S$. In Abb. 4a ist ein solcher Puls gezeigt. In Abb. 4b ist dieser Puls durch Anbringung eines Filters unmittelbar vor dem Spalt in einen asymmetrischen Puls mit langsamerem linearen Anstieg umgewandelt worden, wobei die Transmission des Filters in Richtung der Fokusgeschwindigkeit vom Spaltanfang aus logarithmisch von nahezu Null auf 100 % anwuchs.



a) ungeformter Puls

b) geformter Puls

Abb. 4 Pulsformung

II.3 Schlussbemerkung

Das hier beschriebene Verfahren zur Erzeugung kurzer Pulse ist speziell im Hinblick auf den Einsatz bei der Entkopplung von Laserverstärkern entwickelt worden, weil es sich besonders leicht in den Gesamtaufbau einfügen lässt (siehe Abb. 10). Wie schon betont, kann es natürlich auch für andere Zwecke benutzt werden, z.B. für Laserplasmaexperimente. Hierbei ist aber auf folgendes zu achten. Infolge der durch den Drehspiegel ausgelösten Schwenkbewegung des Strahls besitzt der Pulsanfang eine andere Richtung als das Pulsende. Wird der Puls nun nach einer Laufstrecke fokussiert, macht sich das Auseinanderlaufen des Pulses durch eine transversale Bewegung des Fokus bemerkbar. Dieser Effekt ist höchst unerwünscht, wenn die dadurch bedingte Fokusvergrößerung in die Größenordnung des Targetdurchmessers kommt. Dieser Mangel haftet auch den in /1/ bis /3/ beschriebenen Methoden an. Er lässt sich jedoch weitgehend beheben, wenn man die in Abb. 5 (siehe Kap. III) gezeigte Anordnung benutzt, die sich gleichermaßen für die Entkopplung von Laserverstärkern wie für die Erzeugung kurzer Pulse eignet; man braucht nur das Nadelloch durch einen Spalt zu ersetzen (steilerer Anstieg). Die Ansteuerung der Rückseite des Drehspiegels bringt den Vorteil, dass das räumliche Auseinanderlaufen des Pulses aufgehoben wird. Stattdessen

tritt eine Parallelverschiebung auf; Pulsanfang und Pulsende weisen zwar in dieselbe Richtung, sind aber gegeneinander versetzt, so dass das Puls-Lichtpaket die Form eines schiefen Zylinders annimmt. Gleichzeitig erhöht sich der effektive Strahldurchmesser um das Mass der Versetzung, die jedoch in den meisten praktischen Fällen weniger als $1/10$ mm beträgt. Daran ändert sich auch nichts, wenn man die Positionsveränderung des Drehspiegels während der Umlaufzeit des Lichtes von der Vorderseite zur Rückseite des Drehspiegels mit in Betracht zieht; dieser Effekt ergibt lediglich eine leichte Richtungsänderung des gesamten Pulses gegenüber dem hypothetischen Fall konstanter Drehspiegellage während der Umlaufzeit des Lichtes. Bei einer Drehspiegelgeschwindigkeit von 650 Hz und einer Umlaufzeit von 13 nsec (die Anordnung in Abb. 5 lässt sich sehr kompakt bauen) beträgt die Abweichung nur 0,1 mrad.

Die Verfahren zur Erzeugung kurzer Pulse gemäss Abb. 1 und Abb. 5 sind bei kleinen und hohen Strahlleistungsdichten anwendbar. Jedoch muss bei hohen Intensitäten der Spalt im Vakuum liegen, um einen Luftdurchbruch zu vermeiden. Eventuelle Plasmabildung am Spalt sollte die Strahlqualität nicht ernstlich beeinflussen.

III. Entkopplung von Laserverstärkern mit Hilfe von schnellen Drehspiegeln

III.1 Problemstellung

Wir beschränken uns im folgenden auf 2 Verstärker, die durch den Drehspiegel miteinander verbunden und voneinander entkoppelt werden können. Voneinander isoliert, soll keiner der beiden Verstärker anschwingen. Erst bei Kopplung durch den Drehspiegel soll die Gesamtverstärkung die Schwellverstärkung für parasitäre Oszillationen übersteigen, die sich innerhalb der weiter unten definierten Anschlagzeit aufbauen. Ist nun die durch den Drehspiegel zwischen den Verstärkern hergestellte Kopplungszeit t_K kleiner als die Anschlagzeit t_A , sind beide Verstärker vollständig entkoppelt. Während sich die Kopplungszeit exakt definieren lässt, ist bei der Anschlagzeit ein gewisser Spielraum gegeben. Als ein mögliches Mass für t_A kann man die Zeitspanne nehmen, die das Licht benötigt, um vom Anfang des 1. Verstärkers zum Ende des 2. Verstärkers und zurück zu gelangen. Diese Grösse ist jedoch in der Regel zu knapp bemessen. Da es mehrerer doppelter Umläufe bedarf, bevor ein nennenswerter Anteil der in beiden Verstärkern gespeicherten Energie abgebaut wird, ist es realistischer, die Anschlagzeit als diejenige Zeitspanne zu definieren, innerhalb derer am Ausgang des 2. Verstärkers ein Energiebetrag von $1/2$ mJ ausgesandt wird. Diese Energiemenge kann von einem für Fusionszwecke geeigneten Deuteriumtarget absorbiert werden, ohne zu verdampfen.

Damit das Verfahren funktioniert, muss die Pulsdauer des zu transmittierenden Pulses wesentlich kleiner als die Kopplungszeit sein. Da der Oszillator vom Drehspiegel aus getriggert werden muss, entsteht ein Jitter, der seinerseits zur Folge hat, dass der Erzeugungszeitpunkt des zu transmittierenden Pulses nicht genau, sondern nur innerhalb bestimmter Grenzen angegeben werden kann. Jedoch muss der Jitter so klein sein, dass am Austritt des 2. Verstärkers die maximal mögliche Strahlversetzung im Verhältnis zum dort vorhandenen Strahldurchmesser gering ausfällt. Bei der

Festlegung dessen, was "gering" im Konkreten bedeutet, lässt sich eine gewisse Willkür nicht vermeiden. Wir verlangen, dass das Verhältnis Strahlversetzung zu Strahldurchmesser einen Wert von $1/100$ nicht überschreiten darf.

III.2 Beschreibung des Verfahrens

In Abb. 5 ist ein Verfahren zur Entkopplung von 2 Verstärkern mit Hilfe eines Drehspiegels schematisch dargestellt, das die gerade erhobene Forderung erfüllt. Der aus dem Verstärker V_1 kommende Lichtstrahl wird über den Drehspiegel und den festen Spiegel S_1 auf die Linse L_2 gelenkt und dann fokussiert. In der Fokusebene befindet sich ein Nadelloch, dessen Durchmesser ein Mehrfaches des Fokusdurchmessers des zu transmittierenden Pulses betragen sollte. Das ist aus zwei Gründen notwendig. Einmal sollen die Beugungsverluste klein gehalten werden, zum anderen kann wegen des unvermeidlichen Jitters die Position des Fokus in der Nadellochebene nicht genau angegeben werden, sondern nur innerhalb eines Intervalls, dessen Ausmass wiederum von der Grösse des Jitters abhängt. Auf das Nadelloch folgen die beiden Linsen L_3 und L_4 , die dazu notwendig sind, um dem Strahl wieder die Richtung zu verleihen, die er zwischen S_1 und L_2 hatte. Aus Symmetriegründen sind die Linsen L_2 und L_4 identisch, wohingegen die Brennweite von L_3 an sich beliebig ist und hier nur aus praktischen Gründen halb so gross wie die von L_2 und L_4 gewählt wurde. Wesentlich ist nur, dass die beiden Foci F_2 und F_4 gleich gross sind, was bei doppeltem Brennpunktabstand gegeben ist. Ein zweites Nadelloch bei F_4 ist nicht unbedingt notwendig, würde aber zur Verlangsamung des Anschwingvorganges beitragen. Die hohen Energiedichten im Fokus machen es notwendig, dass diese Zonen im Vakuum liegen, um einen Luftdurchbruch zu vermeiden. Nach Umlenkung durch den festen Spiegel S_5 trifft der Strahl auf die Rückseite des Drehspiegels, um dann dort in die endgültige Richtung umgelenkt zu werden.

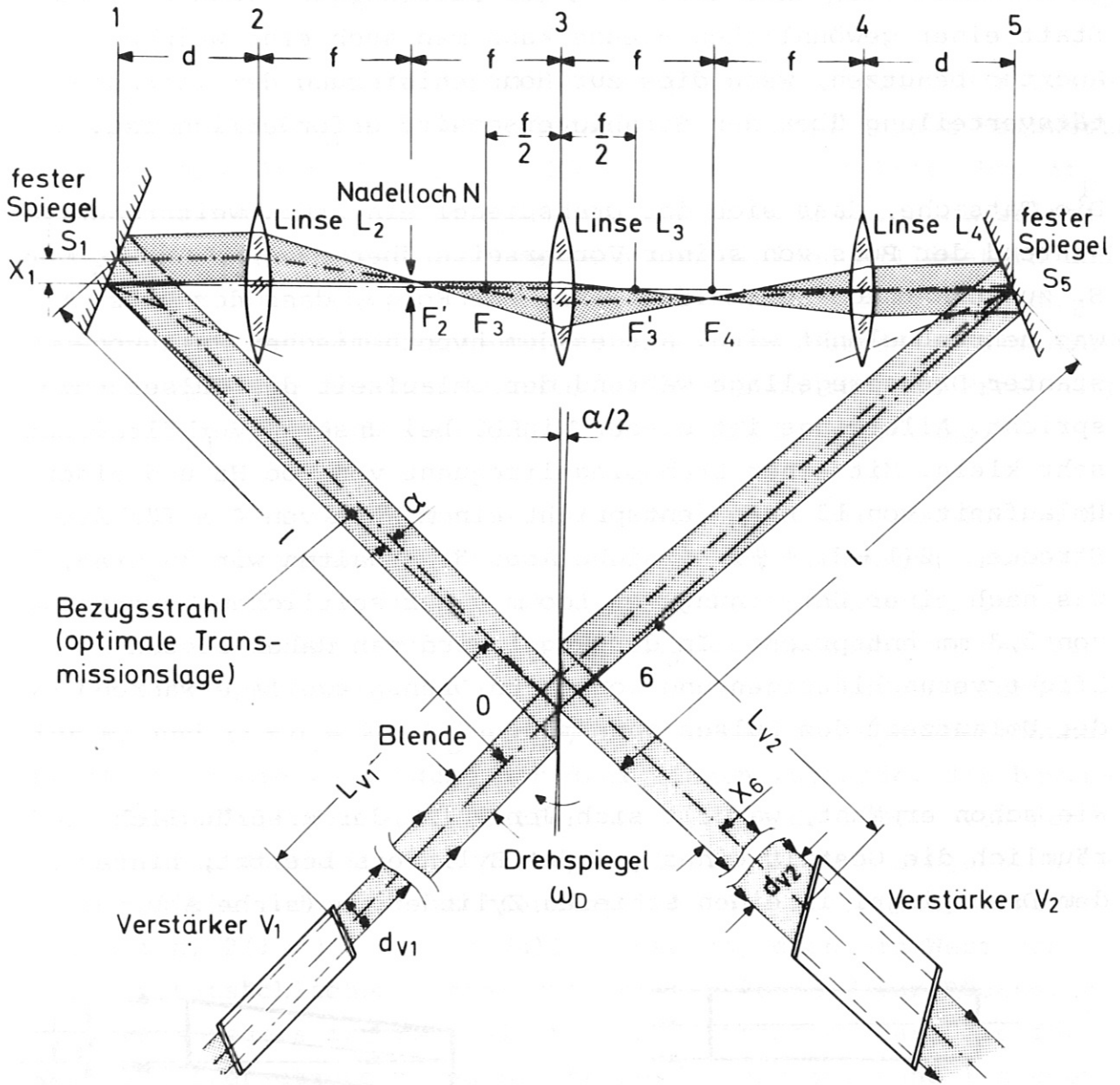
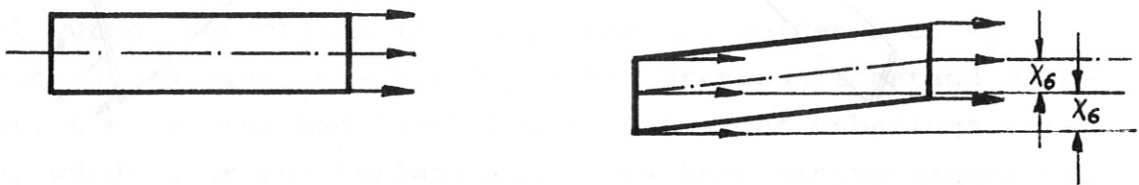


Abb. 5 Anordnung zur Entkopplung von Laserverstärkern mit Hilfe eines Drehspiegels

Wegen der Strahlaufweitung ist die Vorderseite des Drehspiegels grösser als es der zu transmittierende Puls erfordert, was das Anschwingen begünstigt. Daher ist es zweckmässig, vor dem Drehspiegel eine Blende aufzustellen, deren Querschnitt so bemessen ist, dass über 99 % der Pulsenergie hindurchfliesst. Statt einer gewöhnlichen Blende kann man auch eine weiche Apertur benutzen, wenn dies zur Homogenisierung der Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt erforderlich ist.

Die Tatsache, dass sich der Drehspiegel ein Stück weiterdreht, während der Puls von seiner Vorderseite über S_1, L_2, L_3, L_4 und S_5 zu seiner Rückseite läuft, hat zur Folge, dass der Puls etwas mehr abgelenkt wird, als es dem hypothetischen Fall konstanter Drehspiegellage während der Umlaufzeit des Pulses entspricht. Allerdings ist dieser Winkel bei unseren Verhältnissen sehr klein. Mit einer Drehspiegelfrequenz von 200 Hz und einer Umlaufzeit von 13 nsec (entspricht einem Wert von 4 m für die Strecke $2(l+d) + 4f$, siehe Abb. 5) erhalten wir $33 \mu\text{rad}$, was nach einer Entfernung von 100 m einer seitlichen Versetzung von 3,3 mm entspricht. In der Regel wird man daher diesen Effekt vernachlässigen und konstante Drehspiegellage während der Umlaufzeit des Pulses annehmen.

Wie schon erwähnt, wandelt sich der Puls, der ursprünglich räumlich die Gestalt eines geraden Zylinders besitzt, hinter dem Drehspiegel in einen schiefen Zylinder um (siehe Abb. 6),



a) vor dem Drehspiegel

b) hinter dem Drehspiegel

Abb. 6 Veränderung der Räumlichen Pulsstruktur

dessen zugehörige Photonen alle in dieselbe Richtung weisen. Der effektive Strahldurchmesser wird um die seitliche Versetzung

X_6^+) (siehe auch Abb. 5) vergrößert. Am einfachsten lässt sich X_6 unter Benutzung des Matrizenkalküls (siehe auch /4/) herleiten. Man findet die Beziehung

$$X_6 = 4 \omega_D \{(1+d) - 2f\} \Delta t_p, \quad (9)$$

die X_6 mit den Abmessungen der Entkopplungsanordnung, der Drehspiegelfrequenz ω_D und der Pulsdauer Δt_p (Basis, nicht Halbwertsbreite) verknüpft. Mit $\omega_D = 1,26 \times 10^3$ rad/sec $\hat{=} 2 \cdot 10^2$ Hz, $\Delta t_p = 10$ nsec und $(1+d - 2f) = 0,4$ m wird $X_6 \approx 0,02$ mm, d.h., selbst bei sehr kleinen Strahldurchmessern von einigen Millimetern und Pulsdauern unterhalb 100 nsec kann man diesen Effekt vernachlässigen und den Puls hinter dem Drehspiegel ebenfalls als einen geraden Zylinder ansehen. (Analoges gilt auch für die Erzeugung kurzer Pulse durch die in Abb. 5 dargestellte Anordnung.)

Die Gl.(9) kann auch dazu benutzt werden, um die Abweichung der Pulsposition hinter dem Drehspiegel von der optimalen Transmissionslage ($\alpha = 0$ in Abb. 5) infolge des Jitters Δt_J zu bestimmen. Man braucht nur Δt_p durch Δt_J zu ersetzen. Selbst bei einem Jitter von 200 nsec wird mit den schon benutzten Werten für ω_D und $(1+d - 2f)$ X_6 nur 0,4 mm. Diese geringe Abweichung kommt durch die Verwendung der drei Linsen zustande, die bewirken, dass nicht die volle Entfernung $2(1+d) + 4f$ von der Vorder- zur Rückseite des Drehspiegels in Gl.(9) eingeht, sondern nur die reduzierte Entfernung $2(1+d - 2f)$. Leider ist es unmöglich, $2(1+d - 2f)$ zu Null zu machen, doch ein Wert von 1/5 der tatsächlichen Entfernung von der Vorder- zur Rückseite des Drehspiegels ist realisierbar. Der Tatsache, dass die für die Strahlversetzung massgebliche Entfernung auf rund 1 m oder etwas weniger begrenzt werden kann, verdankt das in Abb. 5 dar-

+) X bezeichnet den senkrechten Abstand zwischen dem Mittelpunktstrahl bei vollkommener Symmetrie ($\alpha = 0$, optimale Transmissionslage) und demjenigen bei $\alpha \neq 0$.

gestellte Entkopplungsschema seine Überlegenheit gegenüber anderen Anordnungen, die die durch den Drehspiegel ausgelöste Schwenkbewegung des Strahles nicht in eine Parallelverschiebung umsetzen. Bei diesen Methoden ist für ^{die} Strahlversetzung in der Regel die Entfernung Drehspiegel - Target massgeblich, die bei den meisten Lasersystemen zwischen 10 - 20 m betragen dürfte, so dass man 10 - 20 mal so grosse Strahlversetzungen erhält wie bei der hier vorgestellten Methode. Dementsprechend hoch sind dann auch die Anforderungen an die Kleinheit des Jitters.

III.3 Kopplungszeit

Zur Ermittlung der Kopplungszeit zwischen den beiden Verstärkern V_1 und V_2 betrachten wir die Abbildungen 7a und 7b. Sie stellen die für das Anschwingen massgeblichen Strahlverhältnisse in der Ebene des Nadelloches dar. Der ausgezogene Kreis ist das Nadelloch, der gestrichelte die Abbildung der Austrittsöffnung von V_1 durch die Linse L_2 . Abbildung 7a entspricht der Drehspiegellage bei optimaler Transmission. Bewegt sich der Drehspiegel in Uhr-

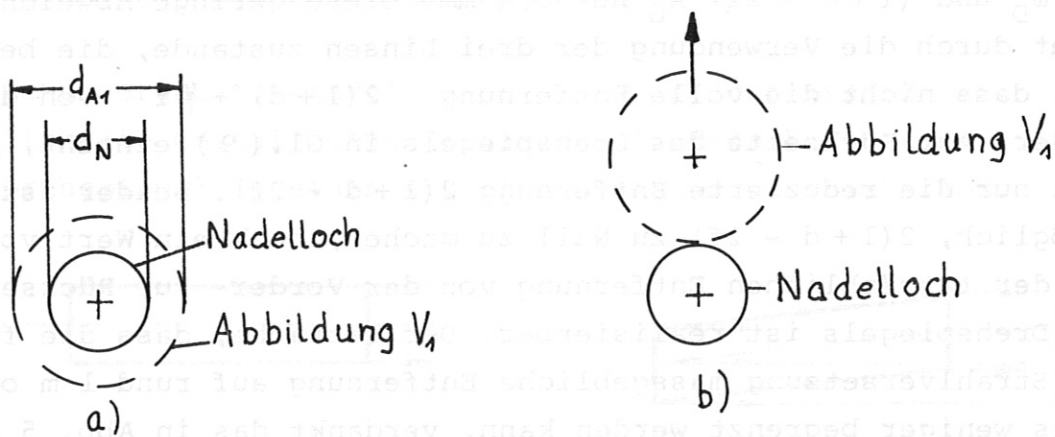


Abb. 7 Für das Anschwingen massgebliche Strahlverhältnisse in der Ebene des Nadellochs

zeigerrichtung, so wandert die Abbildung von V_1 nach oben. In Abb. 7b hat sich die Drehspiegellage gerade um so viel verändert, dass die Abbildung von V_1 nicht mehr mit dem Nadelloch überlappt.

Wenn diese Situation erreicht ist, besteht zwischen V_1 und V_2 keine Kopplung mehr, weil dann der Strahlengang zwischen V_1 und V_2 unterbrochen ist. Eine ähnliche Betrachtung kann man auch für die Abbildung von V_2 anstellen. Entscheidend für die Kopplungszeit t_K ist nun, bei welcher der beiden Abbildungen die Unterbrechung des Strahlenganges zuerst eintritt, was von deren Grösse abhängt; ausschlaggebend ist die kleinere von beiden. Wir wollen hier annehmen, dass das bei V_1 der Fall ist. Bewegt sich die Abbildung von V_1 mit der Geschwindigkeit v_1 , dann ist die Kopplungszeit t_K gegeben durch

$$t_K = \frac{d_N + d_{A1}}{v_1} \quad (10)$$

Gl. (10) weist deutlich darauf hin, dass t_K um so kleiner ausfällt, je kleiner der Nadellochmesser d_N gemacht wird, der jedoch aus den eingangs erwähnten Gründen eine bestimmte untere Grenze nicht unterschreiten kann. Für die Bestimmung von d_N und d_{A1} muss man die Verhältnisse in der Gegend des Brennpunktes der Linse L_2 genauer betrachten (siehe Abb. 8). Die Strahlteile

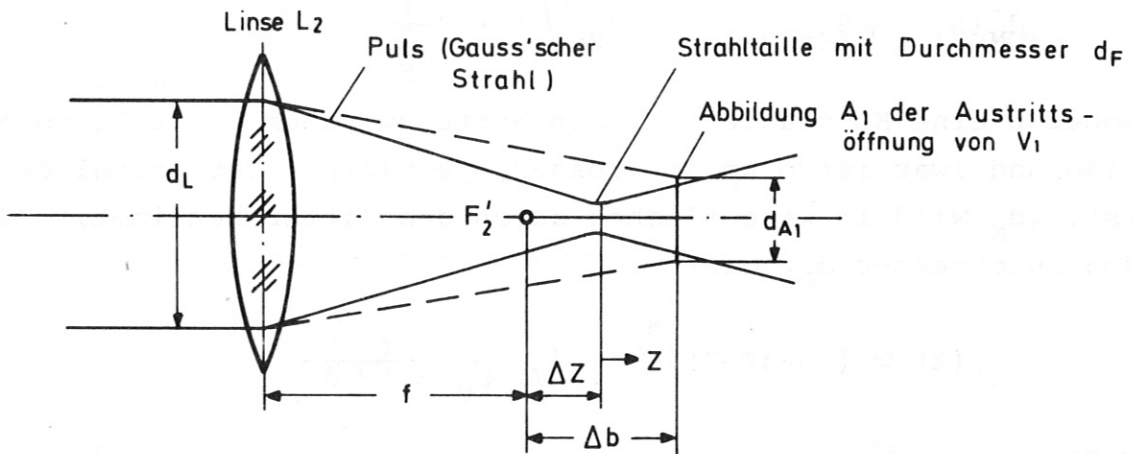


Abb. 8 Zur Bestimmung von d_{A1} und d_N

des Pulses (Gauss'scher Strahl) liegt um die Strecke

$$\Delta Z = \frac{f^2}{R_{L_2}} = \frac{f^2}{L_{OV1} + L_{V1} + 1 + d} \quad (11)$$

hinter dem Brennpunkt F_2^1 der Linse L_2 . R_{L_2} ist der Krümmungsradius der Puls-Wellenfront am Ort der Linse L_2 und gleich der Entfernung Oszillator - Linse. (L_{OV1} ist die Entfernung Oszillator - Verstärker V_1 ; bezüglich L_{V1} , l , d siehe Abb. 5). Das Bild der Austrittsöffnung A_1 des Verstärkers V_1 liegt um die Strecke

$$\Delta b = \frac{f^2}{L_{V1} + l + d} \quad (12)$$

hinter F_2 , wobei $\Delta b > \Delta Z$ gilt. Da nun A_1 und die Strahltaile nicht zusammenfallen, erhebt sich die Frage, wo das Nadelloch zu plazieren ist. An der Stelle der scharfen Abbildung der Austrittsöffnung von V_1 ist zwar d_{A1} ein Minimum, aber der Strahldurchmesser und damit auch der Nadellochdurchmesser ist wesentlich grösser als in der Strahltaile, wo wiederum d_{A1} (unscharfe Abbildung) grösser ist als am Ort der scharfen Abbildung. Gemäss Gl. (10) kommt es darauf an, $(d_N + d_{A1})$ zu einem Minimum zu machen. Mit dem Koordinatenursprung in der Strahltaile (siehe Abb. 8) gilt für den Nadellochdurchmesser d_N die Beziehung

$$d_N(Z) = p d_{\text{Strahl}} = p d_F \sqrt{1 + \left(\frac{5\lambda Z}{d_F^2}\right)^2} \quad (13)$$

wobei p eine Konstante ist, die Werte zwischen 3 bis 10 annehmen kann, und zwar ist p um so grösser, je kleiner der Strahlfokus ist. (d_N wird im wesentlichen durch den Jitter bestimmt.) Für den Durchmesser d_{A1} gilt

$$d_{A1}(Z) \simeq (\Delta b - \Delta Z - Z) \frac{d_L}{f} + d_{V1} \frac{f}{L_{V1} + l + d} \quad (14)$$

wobei

$$d_F \simeq 5\lambda f/d_L \quad (15)$$

angenommen werden kann. Die Minimalbedingung lautet nun

$$\frac{d}{dZ} \left\{ d_N(Z) + d_{A1}(Z) \right\} = p d_F \frac{\left(\frac{5\lambda}{d_F^2}\right)^2 Z}{\sqrt{1 + \left(\frac{5\lambda Z}{d_F^2}\right)^2}} - \frac{d_L}{f_L} = 0 \quad (16)$$

oder mit Berücksichtigung von Gl. (15)

$$z_{\min} = \frac{5}{\sqrt{\rho^2 - 1}} \lambda \left(\frac{f}{d_L} \right)^2 \quad (17)$$

und damit wegen $\sqrt{\rho^2 - 1} \simeq \rho$ (bei $\rho \gtrsim 3$ gut erfüllt)

$$d_N(z_{\min}) \simeq \rho d_F = 5p\lambda f/d_L \quad (18)$$

Gleichung (18) besagt, dass die Minimalbedingung praktisch in der Strahltaille erfüllt wird, die Kopplungszeit also am kleinsten wird, wenn das Nadelloch an dieser Stelle in dem Strahlengang aufgestellt wird. Mit der gewöhnlich erfüllten Bedingung

$$(1 + d) \ll L_{V1} \quad (19)$$

hat das Bild der Austrittsöffnung A_1 von V_1 an der Stelle $Z = z_{\min}$ den Durchmesser

$$d_{A1}(z_{\min}) \simeq d_{V1} \frac{f}{L_{V1}} \left(1 + \frac{L_{OV1}}{L_{V1} + L_{OV1}} \cdot \frac{d_L}{d_{V1}} \right) \quad (20)$$

Wegen der Voraussetzung (19) gilt für die Bildgeschwindigkeit näherungsweise

$$v_1 \simeq 2\omega_D f \quad (21)$$

Damit wird die minimal erzielbare Kopplungszeit

$$t_K = \frac{d_{V1} \left\{ 1 + \frac{L_{OV1}}{L_{OV1} + L_{V1}} \frac{d_L}{d_{V1}} \right\} + 5p\lambda \frac{L_{V1}}{d_L}}{2\omega_D L_{V1}} \quad (22)$$

Die Kopplungszeit wird also auch durch den Aufbau des Lasers mitbestimmt (L_{OV1} : Entfernung Oszillator - 1. Verstärker). Liegen Oszillator und 1. Verstärker nahe beieinander und sind beide weit vom Drehspiegel entfernt, kann in der geschweiften Klammer in Gl. (24) der 2. Term weggelassen werden. Physikalisch bedeutet das, dass die Strahltaille und die scharfe Abbildung von V_1 nahezu zusammenfallen, $\Delta b \simeq \Delta Z \simeq 0$. Sind dagegen L_{OV1} und L_{V1} von gleicher Grössenordnung oder ist L_{OV1} gross gegen L_{V1} , dann kann

das Bild der Austrittsöffnung von V_1 doppelt so gross werden wie an der Stelle der scharfen Abbildung. Interessant ist, dass die Brennweite der verwendeten Linse für die Kopplungszeit keine Rolle spielt.

Um eine Vorstellung von der Grössenordnung der Kopplungszeit t_K zu bekommen, betrachten wir zwei Zahlenbeispiele, die sich

Asterix II Drehspiegel zwischen V_2 u. V_3	Asterix III Drehspiegel zwischen V_3 u. V_4
$L_{OV1} = 15 \times 10^3 \text{ mm}$ $L_{V1} = 15 \times 10^3 \text{ mm}$ $d_{V1} = 25 \text{ mm}$ $d_L = 40 \text{ mm}$ $\omega_D = 1.3 \times 10^3 \text{ rad/sec}$ $\lambda = 1.3 \times 10^{-3} \text{ mm}$ $p = 4$	$L_{OV1} = 40 \times 10^3 \text{ mm}$ $L_{V1} = 40 \times 10^3 \text{ mm}$ $d_{V1} = 60 \text{ mm}$ $d_L = 100 \text{ mm}$ $\omega_D = 1.3 \times 10^3 \text{ rad/sec}$ $\lambda = 1.3 \times 10^{-3} \text{ mm}$ $p = 8$
} $t_K = 1.4 \mu s$	} $t_K = 1.25 \mu s$

beide auf die Lasersysteme Asterix II und III beziehen. Im ersten Fall soll der Drehspiegel zwischen dem 2. und 3. Verstärker, im 2. Fall zwischen dem 3. und 4. Verstärker liegen. In beiden Fällen ergibt sich eine Kopplungszeit von etwas mehr als $1 \mu s$.

III.4 Anschwingzeit

Für die Berechnung der Anschwingzeit ist es zweckmässig, die beiden Verstärker als einen Resonator zu betrachten, dessen Güte durch den Drehspiegel gesteuert wird. Vor der Kopplung durch den Drehspiegel ist die Güte so schlecht, dass das Anschwingen aus-

bleibt. Bei bestehender Kopplung überschreitet die Gesamtverstärkung der beiden Verstärker die Schwellverstärkung des Resonators, so dass das Anschwingen einsetzen kann. In Abb. 9 ist der angenommene Resonator schematisch dargestellt, wobei der Drehspiegel fortgelassen ist und nur die Linse - Nadelloch - Linse-Anordnung aufgeführt ist, deren Wirkungsweise als die eines Fil-

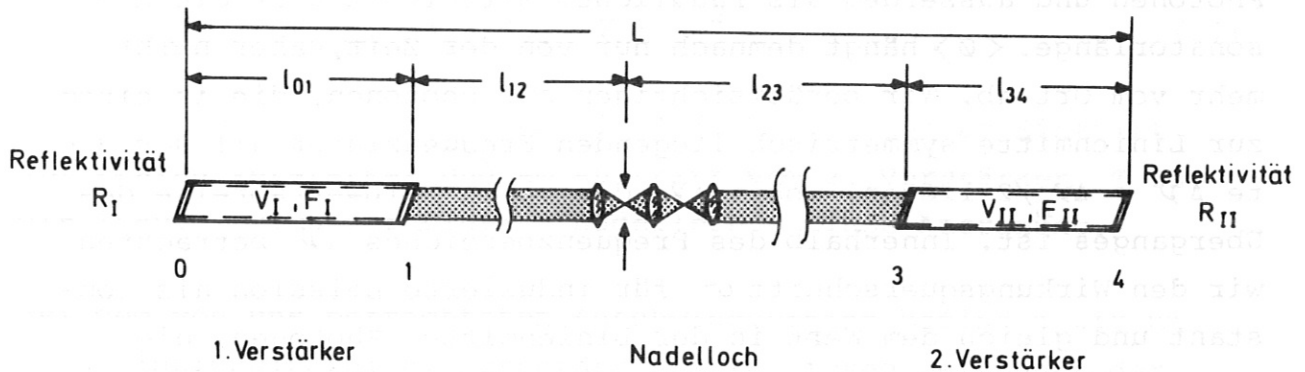


Abb. 9 Für das Anschwingen massgeblicher Resonator (schematisch)

ters aufgefasst werden kann. Beim Anschwingen kann man davon ausgehen, dass der Strahlquerschnitt der von V_I oder V_{II} ausgesandten Photonen in der Ebene des Nadelloches in etwa der Abbildung der Austrittsöffnung von V_I bzw. der Eintrittsöffnung von V_{II} durch die jeweilige Linse entspricht. Da das Nadelloch wesentlich kleiner gewählt werden kann (der zu transmittierende Puls hat eine beugungsbegrenzte Strahldivergenz), ist das Verhältnis der durch das Nadelloch hindurchtretenden Photonen zu den auftreffenden kleiner als 1 und gegeben durch

$$T = \left\{ \frac{d_N}{(d_{A1} + d_{A2})/2} \right\}^2, \quad (23)$$

wobei d_N den Nadellochdurchmesser und d_{A1} bzw. d_{A2} die Grösse der Abbildungen von V_I bzw. V_{II} bedeuten. Im System Asterix II oder III ist ein typischer Wert für $T = 1/25$.

Die Wirkung der Linse - Nadelloch - Linse-Anordnung besteht hauptsächlich in einer Streckung der Anschwingzeit; das Anschwingen selbst kann damit kaum unterdrückt werden, weil sich im Resonator nach mehreren Umläufen ein Puls mit einer Mode so geringer

Strahldivergenz ausbildet, dass er durch das Nadelloch praktisch verlustlos hindurchtritt.

Den Anschwingvorgang im Resonator beschreiben wir mit einer mittleren Photonendichte $\langle \phi \rangle$ als arithmetischem Mittelwert der nach links und rechts entlang der Resonatorachse laufenden Photonen und ausserdem als räumlichem Mittelwert über die Resonatorlänge. $\langle \phi \rangle$ hängt demnach nur von der Zeit, aber nicht mehr vom Ort ab. Wir berücksichtigen nur Photonen, die in einem zur Linienmitte symmetrisch liegenden Frequenzintervall der Breite $\Delta\nu = \Delta\nu_L/2$ liegen, wobei $\Delta\nu_L$ die volle Halbwertsbreite des Überganges ist. Innerhalb des Frequenzbereiches $\Delta\nu$ betrachten wir den Wirkungsquerschnitt σ für induzierte Emission als konstant und gleich dem Wert in der Linienmitte. Photonen, die ausserhalb $\Delta\nu$ liegen, sind ohne Bedeutung, weil ihre Verstärkung unterhalb der Schwellverstärkung des Resonators liegt. Mit diesen Voraussetzungen lautet die Dgl., die den Anstieg von $\langle \phi \rangle$ beschreibt

$$\frac{d\langle \phi \rangle}{dt} = \frac{\Omega A}{3} \left(n_I \frac{l_{01}}{L} + n_{II} \frac{l_{34}}{L} \right) + c \left(\sigma_I \Delta n_I \frac{l_{01}}{L} + \sigma_{II} \Delta n_{II} \frac{l_{34}}{L} - \frac{\beta}{L} \right) \langle \phi \rangle \quad (24)$$

Ω ist der Bruchteil der spontan entlang der Resonatorachse emittierten Photonen und durch

$$\Omega = \frac{(F_I + F_{II})}{L^2} \quad (25)$$

gegeben. F_I und F_{II} sind die Querschnittsflächen der beiden Verstärker, n_I und n_{II} die Anzahl der angeregten Atome pro Volumeneinheit und Δn_I und Δn_{II} die Inversion pro Volumeneinheit. A ist der Einstein-Koeffizient. In β sind die Resonatorverluste erfasst. Der Faktor 3 bei der spontanen Emission rührt von der Intervallbeschränkung $\Delta\nu = \Delta\nu_L/2$ her. Mit

$$\sigma_I \Delta n_I l_{01} = \ln V_I, \quad \sigma_{II} \Delta n_{II} l_{34} = \ln V_{II}, \quad V = V_I \cdot V_{II}$$

und der meistens erfüllten Annahme

$$n_I \simeq n_{II} = n, \quad \langle n \rangle = n \frac{l_{01} + l_{34}}{L}$$

erhalten wir statt Gl. (24)

$$\frac{d\langle\phi\rangle}{dt} = \frac{1}{3} \Omega A \langle n \rangle + \frac{C}{L} \ln(V/V_S) \langle\phi\rangle \quad (26)$$

Statt β haben wir die Schwellverstärkung V_S eingeführt, die durch

$$V_S \simeq (R_I \cdot R_{II} \cdot T^2)^{-1/2} \quad (27)$$

gegeben ist. R_I und R_{II} sind die Reflektivitäten am Eintritt vom ersten Verstärker und am Austritt vom 2. Verstärker. T ist die Transmission der Linse - Nadelloch - Linse-Anordnung.

Bei dem von uns betrachteten Anschwingvorgang befinden wir uns im Kleinsignalbereich; ausserdem sei zu diesem Zeitpunkt der Pumpvorgang abgeschlossen. Wir können also $\langle n \rangle$ und V als zeitlich konstant betrachten. Dann wird

$$\langle\phi\rangle = \left(\frac{1}{3}\Omega A \langle n \rangle t_c + \langle\phi\rangle_0\right) e^{t/t_c} - \frac{1}{3}\Omega A \langle n \rangle t_c, \quad (28)$$

wobei wir die für das Anwachsen der Photonendichte charakteristische Zeit

$$t_c = \frac{L}{c \ln V/V_S} \quad (29)$$

eingeführt haben. $\langle\phi\rangle$ nimmt um so schneller zu, je höher die nach der Kopplung durch den Drehspiegel erreichte Verstärkung $V = V_I \cdot V_{II}$ über der Schwellverstärkung V_S liegt.

Die im Zeitbereich $(0 - t_A)$ aus dem Resonatorraum an der Stelle 4 (siehe Abb. 9) ausfliessende Energie ergibt sich mit $\langle F \rangle = \frac{1}{2}(F_I + F_{II})$

zu

$$E = \frac{h\nu}{2}(1-R_{II})\langle F \rangle C \int_0^{t_A} \langle\phi\rangle dt \simeq \frac{h\nu}{2}\langle F \rangle C \int_0^{t_A} \langle\phi\rangle dt. \quad (30)$$

Der Faktor $1/2$ rührt davon her, dass in $\langle\phi\rangle$ Photonen zweier entgegengesetzter Richtungen enthalten sind. R_{II} ist gewöhnlich von der Grössenordnung 10^{-3} , so dass R_{II} gegenüber 1 vernachlässigt werden kann. Berücksichtigt man, dass die Anschwingzeit t_A ein Mehrfaches der Anwachszeit t_c beträgt, so ergibt die Ausführung

der Integration

$$E \simeq \frac{h\nu}{2} \langle F \rangle c t_c e^{t_A/t_c} \left\{ \langle \phi \rangle_0 + \frac{1}{3} \Omega \langle n \rangle t_c \right\} \quad (31)$$

oder aufgelöst nach t_A

$$t_A = t_c \ln \left\{ \frac{2E / \langle F \rangle h\nu}{t_c c (\langle \phi \rangle_0 + \frac{1}{3} \Omega \langle n \rangle t_c)} \right\} \quad (32)$$

$\langle \phi \rangle_0$ ist die noch zu bestimmende Anfangsphotondichte zur Zeit $t = 0$, d.h., unmittelbar vor der Kopplung der beiden Verstärker durch den Drehspegel. Vor der Kopplung können beide Verstärker isoliert betrachtet werden. Da in ihnen die Verstärkung unterhalb der Schwellverstärkung liegt, ist ein Anschwingen ausgeschlossen. Das bedeutet, dass die Photondichte so gering ist, dass praktisch kein Abbau der angeregten Atome vorliegt. Betrachten wir wiederum den Pumpvorgang als abgeschlossen und setzen in beiden Verstärkern räumlich homogenes Pumpen voraus, so sind n_I und Δn_I bzw. n_{II} und Δn_{II} räumlich und zeitlich konstant. Mit diesen Bedingungen lautet die Dgl., die im 1. Verstärker die Photondichte ϕ^+ der in positive X-Richtung laufenden Photonen beschreibt

$$c \frac{d\phi^+}{dx} = \Omega \Delta n_I / \epsilon + c \sigma_I \Delta n_I \phi^+ \quad (33)$$

Mit der Annahme $\Delta n_I = n_I$ lautet die Lösung

$$\phi^+(x) = \frac{\Omega A}{6c \sigma_I} \left\{ \exp\left(\frac{x \ln V_I}{l_{01}}\right) - 1 \right\} \quad (34)$$

Analog gilt für den 2. Verstärker

$$\phi^+(x) = \frac{\Omega A}{6c \sigma_{II}} \left\{ \exp\left(\frac{x' \ln V_{II}}{l_{34}}\right) - 1 \right\} \quad (35)$$

mit

$$x' = x - l_{01} - l_{12} - l_{23} \quad .$$

Da wir an der mittleren Photonendichte im Resonatorraum von $x = 0$ bei $x = L$ interessiert sind, bilden wir den Mittelwert

$$\langle \phi^+ \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L \phi^+(x) dx \approx \frac{\Omega A}{6c\sigma_I} \left\{ \frac{V_I}{\ln V_I} \frac{l_{01}}{L} + V_I \frac{l_{12}}{L} + \frac{\sigma_I}{\sigma_{II}} \frac{V_{II}}{\ln V_{II}} \frac{l_{34}}{L} \right\} \quad (36)$$

Analog ergibt sich für den Mittelwert $\langle \phi^- \rangle$, der in negative x-Richtung laufenden Photonen

$$\langle \phi^- \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L \phi^-(x) dx = \frac{\Omega A}{6c\sigma_{II}} \left\{ \frac{V_I}{\ln V_I} \frac{l_{01}}{L} \frac{\sigma_{II}}{\sigma_I} + V_{II} \frac{l_{23}}{L} + \frac{V_{II}}{\ln V_{II}} \frac{l_{34}}{L} \right\} \quad (37)$$

Damit wird die gesuchte Anfangsphotondichte

$$\langle \phi \rangle_0 = \frac{1}{2} \left\{ \langle \phi^+ \rangle + \langle \phi^- \rangle \right\} \approx \frac{\Omega A}{24c} \left\{ \frac{V_I}{\sigma_I} + \frac{V_{II}}{\sigma_{II}} \right\} \quad (38)$$

Bei der Näherung in Gl. (38) wurde von der Tatsache Gebrauch gemacht, dass die Entfernungen l_{12} und l_{23} gross sind gegenüber l_{01} und l_{34} . Setzen wir die Gln. (38) und (29) in Gl. (32) für die Anschlagzeit t_A ein, so erhalten wir

$$t_A = \frac{L}{c \ln\left(\frac{V}{V_s}\right)} \ln \left\{ \frac{48 E c \ln(V/V_s)}{\langle F \rangle L \Omega A h \nu \left[\frac{V_I}{\sigma_I} + \frac{V_{II}}{\sigma_{II}} + 8 \left(\frac{n_{I1} l_{01} \sigma_I}{\sigma_I} + \frac{n_{II} l_{34} \sigma_{II}}{\sigma_{II}} \right) \ln\left(\frac{V}{V_s}\right) \right]} \right\} \quad (39)$$

Wenn beim Pumpen keine Atome im Grundzustand gebildet werden, gilt - wie schon früher angenommen - $n_{I1} = \Delta n_I$ und $n_{II} = \Delta n_{II}$. Ausserdem darf man gewöhnlich $\sigma_I \approx \sigma_{II}$ annehmen. Dann wird mit

$$\Omega = 2\langle F \rangle / L^2$$

$$t_A = \frac{L}{c \ln\left(\frac{V}{V_s}\right)} \ln \left\{ \frac{12 E c L (\sigma_I + \sigma_{II}) \ln(V/V_s)}{\langle F \rangle^2 A \left[V_I + V_{II} + 8 \ln(V_I \cdot V_{II}) \ln\left(\frac{V_I V_{II}}{V_s}\right) \right] h \nu} \right\} \quad (40)$$

Liegt die Gesamtverstärkung $V_I \cdot V_{II}$ nicht zu weit oberhalb der Schwellverstärkung V_s ($V_I \cdot V_{II} / V_s \leq 10$), kann man im obigen Ausdruck $8 \ln(V_I \cdot V_{II}) \cdot \ln(V_I \cdot V_{II} / V_s) \leq (V_I + V_{II})$ setzen. Dies ist eine sichere Abschätzung nach oben. Somit wird

$$t_A \leq \frac{L}{c \ln \left(\frac{V}{V_s} \right)} \ln \left\{ \frac{24 E c L (\sigma_I + \sigma_{II})}{A (F_I + F_{II})^2 (V_I + V_{II}) h \nu} \ln \left(\frac{V_I V_{II}}{V_s} \right) \right\}. \quad (41)$$

Es sei darauf hingewiesen, dass es sich bei Gl.(41) nur um eine Abschätzung handelt, die durchaus um einen Faktor 2 falsch sein kann, jedoch die Grössenordnung korrekt wiedergeben sollte. Die beiden folgenden Zahlenbeispiele sollen die Grössenordnung von t_A verdeutlichen⁺). (Zahlenbeispiele siehe Seite 29)

Selbst wenn das Argument des Logarithmus in Gl.(41) um einen Faktor 10 falsch wäre, würde sich t_A nur um 15 % ändern. Vergleichen wir t_A mit den im vorigen Abschnitt ausgerechneten Kopplungszeiten, so ergibt sich, dass eine Entkopplung mit einer Drehspiegelfrequenz von 200 Hz möglich sein sollte. Der Vergleich von t_A mit der doppelten Umlaufzeit $2L/c$ zeigt an, dass es bei Asterix II rund 5 doppelter Durchgänge bedarf, bevor der Grenzenergiebetrag von 1/2 mJ überschritten wird; bei Asterix III genügen schon 2 doppelte Umläufe.

⁺) Dabei ist angenommen, dass V_I eventuell vorausgehende Verstärker von V_I praktisch vollständig entkoppelt sind, z.B. durch einen sättigbaren Absorber, und daher nicht betrachtet werden müssen.

<p style="text-align: center;">Asterix II</p> <p>Drehspiegel zwischen 2. u. 3. Verstärker</p>	<p style="text-align: center;">Asterix III</p> <p>Drehspiegel zwischen 3. u. 4. Verstärker</p>
<p> $V_I = 10^2$; $G_I = 3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$; $V_{II} = 5 \times 10^2$; $G_{II} = 3.6 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$; $V_S = (R_I \times R_{II} \times T^2)^{1/2} = \frac{25}{10^3} = 2.5 \times 10^4$ $F_I = 5 \text{ cm}^2$; $F_{II} = 30 \text{ cm}^2$ $L = 30 \text{ m}$; $A = 5 \text{ sec}^{-1}$; $E = 0.5 \text{ mJ}$ $t_c = 109 \text{ nsec}$ $t_A = 109 \ln(1.18 \times 10^6) = 1.53 \mu\text{s}$ $t_K = 1.36 \mu\text{s}$ $t_{uml} = \frac{2L}{c} = \frac{60}{3 \times 10^8} = 200 \text{ nsec}$ </p>	<p> $V_I = 5 \times 10^2$; $G_I = 3.6 \times 10^{-19}$; $F_I = 30 \text{ cm}^2$ $V_{II} = 5 \times 10^2$; $G_{II} = 3.3 \times 10^{-19}$; $F_{II} = 280 \text{ cm}^2$ $L = 80 \text{ m}$; $A = 5 \text{ sec}^{-1}$; $E = 0.5 \text{ mJ}$ $V_S = 2.5 \times 10^4$ $t_c = 120 \text{ nsec}$ $t_A = 120 \ln(6.05 \times 10^4) = 1.32 \mu\text{s}$ $t_K = 1.25 \mu\text{s}$ $t_{uml} = \frac{2L}{c} = \frac{160}{3 \times 10^8} = 533 \text{ nsec}$ </p>

III.5 Experimenteller Aufbau und Jitter

In Abb. 10 ist der experimentelle Aufbau schematisch dargestellt. Wie schon erwähnt, muss das gesamte System vom Drehspiegel aus getriggert werden. Dazu ist ein Dauerstrichlaser, z.B. ein He-Ne-Laser, erforderlich.^{*)} Mit diesem wird durch den Drehspiegel auf dieselbe Weise, wie sie in Kapitel II beschrieben wurde, ein kurzer Lichtpuls erzeugt, der durch eine schnelle Fotodiode aufgenommen wird, die nun ihrerseits einen Spannungspuls abgibt, der als Eingangspuls in die Triggerschaltung dient. Wenn der Verstärker V_{II} gegenüber den anderen Einheiten die längste Pumpdauer besitzt, müssen seine Blitzlampen als erste gezündet werden. Entscheidend ist dabei der zeitliche Vorlauf Δt_{V_2-0} von V_{II} gegenüber dem Oszillator, weil er die räumliche Lage von Spalt und Dauerstrichlaser zur Position des Drehspiegels bestimmt. Dauerstrichlaser, Drehspiegel und Spalt müssen nämlich so aufeinander abgestimmt werden, dass von dem Zeitpunkt aus gerechnet, wo die Erzeugung des Spannungspulses zum Triggern beginnt, der Drehspiegel nach Ablauf der Zeitspanne Δt_{V_2-0} sich in der Position befindet, die die Transmission des vom Oszillator kommenden Pulses erlaubt. Die Synchronisation Drehspiegel - Oszillator funktioniert um so besser, je steiler der Anstieg des zum Triggern benötigten Pulses ist. Wie in Kapitel II gezeigt wurde, braucht man dazu neben einer hohen Drehspiegelgeschwindigkeit einen möglichst grossen Strahldurchmesser und eine kleine Strahldivergenz. Ersteres kann man entweder durch eine grosse Entfernung Dauerstrichlaser - Drehspiegel oder bei kleiner Entfernung durch eine Aufweitoptik erreichen. Die zweite Forderung verlangt, dass der Dauerstrichlaser im TEM_{00} -Modus betrieben wird. Bei einer Drehspiegelfrequenz von 200 Hz lassen sich Anstiegszeiten (Zeitspanne von 10 % bis 90 % der maximalen Intensität) um die 10 nsec verwirklichen.

Entscheidend für die Brauchbarkeit dieses Entkopplungsverfahrens ist ein genügend kleiner Jitter Δt_J ; innerhalb dieser Zeitspanne vollzieht sich mit Sicherheit die Erzeugung des zu transmittierenden Pulses. Δt_J setzt sich aus drei Anteilen zusammen: dem Jitter Δt_{SP} bei der Erzeugung des zum Triggern notwendigen Span-

^{*)} Je kurzwelliger, desto besser (siehe Gl.7)

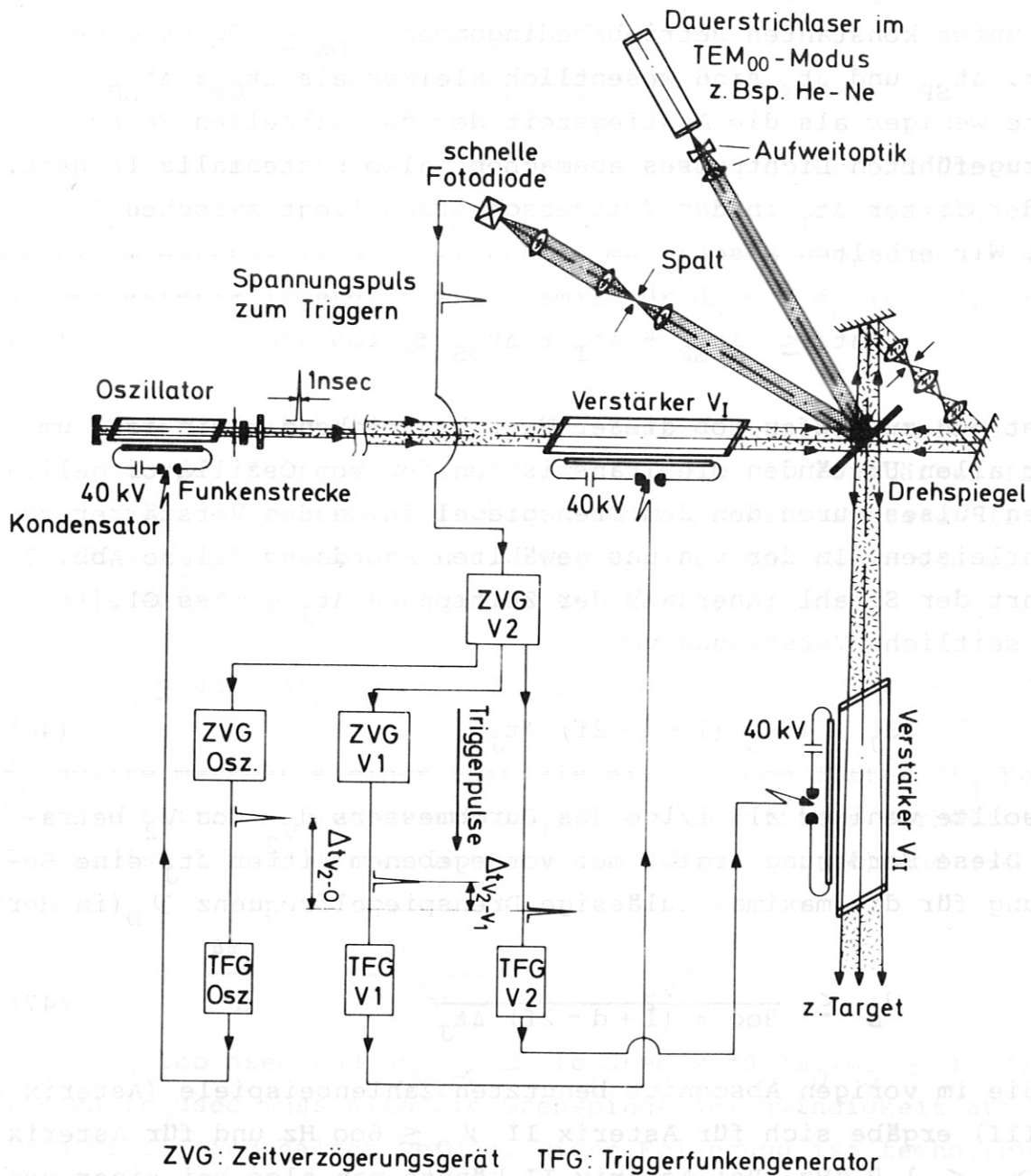


Abb. 10 Schematische Darstellung der experimentellen Anordnung zur Entkopplung 2. Verstärker mittels eines Drehspiegels einschliesslich der Triggerschaltung

nungspulses, dem Jitter Δt_T in der Triggerschaltung und dem Oszillator-Jitter Δt_{OS} , der seinerseits wieder mehrere Komponenten (Funkenstrecke, Aufbau des modengekoppelten Pulszuges, Pulsschneidesystem) enthält. Unsere Messungen haben ergeben, dass unter konstanten Betriebsbedingungen $\Delta t_{OS} \leq 90$ nsec beträgt. Δt_{SP} und Δt_T sind wesentlich kleiner als Δt_{OS} ; Δt_{SP} dürfte weniger als die Anstiegszeit des der schnellen Fotodiode zugeführten Lichtpulses ausmachen, also bestenfalls 10 nsec, und der Jitter Δt_T in der Triggerschaltung liegt zwischen 1 - 2 nsec. Wir erhalten also

$$\Delta t_J \leq \Delta t_{SP} + \Delta t_T + \Delta t_{OS} \lesssim 100 \text{ nsec} . \quad (45)$$

Es ist nun zu prüfen, ob dieser Wert hinreichend klein ist, um unter allen Umständen die Transmission des vom Oszillator gelieferten Pulses durch den dem Drehspiegel folgenden Verstärker zu gewährleisten. In der von uns gewählten Anordnung (siehe Abb. 5) erfährt der Strahl innerhalb der Zeitspanne Δt_J gemäss Gl.(10) eine seitliche Versetzung von

$$\Delta S_J = 4 \omega_D (1 + d - 2f) \Delta t_J . \quad (46)$$

ΔS_J sollte weniger als 1/100 des Durchmessers d_{V_2} von V_2 betragen. Diese Forderung ergibt bei vorgegebenem Jitter Δt_J eine Bedingung für die maximal zulässige Drehspiegelfrequenz ν_D (in Hertz):

$$\nu_D \leq \frac{d_{V_2}}{800 \pi (1 + d - 2f) \Delta t_J} . \quad (47)$$

Für die im vorigen Abschnitt benutzten Zahlenbeispiele (Asterix II und III) ergäbe sich für Asterix II $\nu_D \leq 600$ Hz und für Asterix III $\nu_D \leq 1.9$ kHz. Bei Asterix II könnte man also bei einer vorgegebenen Drehspiegelfrequenz von 200 Hz einen Jitter von 300 nsec und bei Asterix III von knapp 1 μ s tolerieren.

Die durch den Jitter verursachte Versetzung des Fokus in der Ebene des Nadelloches berechnet sich aus der Beziehung

$$\Delta S_F = \mathcal{V}_F \Delta t_J = 2\omega_D f \Delta t_J. \quad (48)$$

Zur Vermeidung von Beugungsverlusten sollte nun der Durchmesser des Nadellochs

$$d_N = 2 \Delta S_F + d_F = f(2\omega_D \Delta t_J + 5\lambda/d_L) \quad (49)$$

betragen. Bei einer Drehspiegelfrequenz von 200 Hz und einem Jitter von 100 nsec wird $\Delta S_F \simeq 0.1$ mm. Für die beiden Zahlenbeispiele Asterix II und III erhält man für $d_F = 0,07$ und $0,03$ mm. Bei Asterix II ergibt sich damit für $d_N \simeq 4 d_F$ ($p = 4$, siehe Gl.(13)) und bei Asterix III für $d_N \simeq 8 d_F$ ($p = 8$).

Ein weiterer Punkt betrifft die Konstanz der Drehspiegelgeschwindigkeit in der Zeitspanne Δt_{V_2-0} , um die der 2. Verstärker früher gezündet wird als der Oszillator. In den Asterix-Systemen II und III ist Δt_{V_2-0} ungefähr $10/\mu s$. Mit $\Delta\omega_D$ als Schwankung von ω_D wird die daraus resultierende seitliche Versetzung

$$\Delta S_D \leq 4\Delta\omega_D \Delta t_{V_2-0} (1 + d - 2f) \quad (50)$$

ΔS_D sollte merkbar kleiner sein als die aus dem Jitter Δt_J herführende seitliche Versetzung ΔS_J ; ein vernünftiges Verhältnis $\Delta S_D/\Delta S_J$ ist $1/10$. Dann erhalten wir aus den Gln.(46) und (50)

$$\frac{\Delta\omega_D}{\omega_D} \leq \frac{\Delta t_J}{10 \Delta t_{V_2-0}} \quad (51)$$

Mit $\Delta t_J \simeq 100$ nsec und $\Delta t_{V_2-0} \simeq 10/\mu s$ wird $\Delta\omega_D/\omega_D \simeq 1 \%$; während $10/\mu s$ muss also die Drehspiegelgeschwindigkeit auf 1 pro Tausend eingehalten werden. Diese Folgerung ist technisch durchaus realisierbar.

Die durch die Flieh- und Luftkräfte hervorgerufene Verformung des Drehspiegels darf ebenfalls gewisse Grenzen nicht überschreiten. Eine Abschätzung zeigt, dass die Abweichung der verformten Fläche von der ebenen Soll-Fläche über $\lambda/10$ nicht hinausgehen darf, was ebenfalls keine aussergewöhnliche Forderung darstellt. Ähnliche Überlegungen gelten für die Stabilität der Lage der Drehachse des Spiegels.

IV. Literaturverzeichnis

- 1 Cladis, J.B., Jones, C.S., Wickersheim, K.A.,
High Speed Light Pulse Shaper Using a 5000 RPS Rotating
Mirror
Rev. of Scient. Instruments 27, 83 - 87 (1956)

- 2 Garbuny, M., Vogl, T.P., Hansen, J.R.,
Method for the Generation of Very Fast Light Pulses
Rev. of Scient. Instruments 28, 826 - 827 (1957)

- 3 Osipov, Yu.V.,
Generation of Nanosecond Light Pulses from Continuous
Laser Radiation
Izv. Leningr. Elektrotekhn. Inst. 1973, S. 163 - 165

- 4 Kogelnik, H. und Li, T.,
Laser Beams and Resonators
Appl. Opt. 5, 1550 - 1566 (1966)