

Experiment günstiger. Die gestrichelte Kurve in Abb. 11 gibt etwa den wirklichen Verlauf der Gas-temperatur wieder. Das Experiment und selbst die ungünstige Abschätzung zeigen, daß die Auswertung der Detachment-Querschnitte aus den spektroskopischen Messungen zumindest für die größte gemessene Achsentemperatur mit keinem wesentlichen Fehler durch eine Abweichung vom LTG behaftet ist.

3. Fehlerbetrachtung

Für die Temperaturmessung ergibt sich eine relative Unsicherheit von $\pm 1\%$ bzw. $\pm 80^\circ\text{K}$ und damit für den Gesamtabsorptionskoeffizienten ein Fehler

von $\pm 15\%$. Mit den Unsicherheiten bei der Trennung des Affinitätskontinuums und des Teilchendichtediagramms ergibt sich ein Fehler für die Wirkungsquerschnitte von $\pm 22\%$.

Die langwelligen Grenzen des Affinitätskontinuums bei 3682 und 3240 Å konnten mit einer Unsicherheit von $\pm 2\text{ \AA}$ gemessen werden. In Photonenenergien umgerechnet erhält man $3,366 \pm 0,003\text{ eV}$ sowie $3,825 \pm 0,004\text{ eV}$. Der Fehler bei der Elektronenaffinität von Brom $\text{EA}_{\text{Br}} = 3,366\text{ eV}$ beträgt somit nur $0,1\%$.

Die Verfasser danken Herrn Professor H. MAECKER für die Förderung dieser Arbeit sowie der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die bereitgestellten Mittel.

Frequenzmodulation und Kompression ultrakurzer Lichtimpulse

A. LAUBEREAU und D. VON DER LINDE

Physik-Department der Technischen Universität München, Germany

(Z. Naturforsch. 25 a, 1626—1642 [1970]; eingegangen am 10. August 1970)

Expressions are given for the phase modulation by the optical Kerr effect and the resulting frequency broadening of an optical pulse with elliptical polarization. The compression method is discussed for a quantitative comparison with experimental investigations. Starting with single pulses of 20 ps duration and 0.4 cm^{-1} frequency width, generated by a mode-locked laser and an optical switching device, the phase modulation in an external cell containing CS_2 produced a frequency broadening of 5 cm^{-1} typically. A compression factor of 5 is achieved in a system consisting of one optical grating and a reflection prism. Satisfactory agreement between theory and experiment is obtained for the frequency modulation $\Delta\omega$ and the compression length l . Our data suggest that the time dependence of our input pulses is symmetric with wings of higher power than those of a Gaussian pulse.

1. Einführung

Der momentane Zustand eines physikalischen Systems lässt sich mit Signalen untersuchen, deren Dauer kurz ist im Vergleich zu den Zeitkonstanten, die den physikalischen Prozeß charakterisieren. Daraus findet die Erzeugung kurzer elektromagnetischer Impulse großes Interesse. Im Bereich der optischen Signale hat innerhalb der letzten 10 Jahre der Laser^{1, 2} einen großen Fortschritt für die experimentelle Zeitauflösung gebracht. Über den Riesenimpuls-

laser³ mit Pulsdauern von 10^{-8} s hat die Entwicklung zum phasengekoppelten Laser^{4, 5} mit Signaldauern von der Größenordnung 10^{-12} s geführt. Nach Möglichkeiten zur Erzeugung noch kürzerer Lichtimpulse wird gesucht.

Die vorliegende Arbeit diskutiert die Methode der Impulskompression, die eine wesentliche Verkürzung optischer Signale gestattet. Die Methode wurde erstmals in der Radartechnik angewandt, wobei eine Pulsverkürzung bis zu einem Faktor 60 erreicht wurde⁶. Die Kompression von

Reprints request to Dr. A. LAUBEREAU, Physik-Department der Technischen Universität München, D-8000 München 2, Arcisstraße 21.

¹ A. L. SCHAWLOW u. C. H. TOWNES, Phys. Rev. **112**, 1940 [1958].

² T. H. MAIMAN, Nature London **187**, 493 [1960].

³ F. J. McCLEUNG u. R. W. HELLWARTH, J. Appl. Phys. **33**, 828 [1962].

⁴ M. DiDOMENICO, J. Appl. Phys. **33**, 2870 [1964]. — L. E. HARGROVE, R. L. FORK u. M. POLLACK, Appl. Phys. Letters **5**, 4 [1964].

⁵ A. J. DEMARIA u. D. A. STETSER, Appl. Phys. Letters **7**, 71 [1965]. — A. J. DEMARIA, C. M. FERRAR u. G. E. DANIELSON, Appl. Phys. Letters **8**, 22 [1966].

⁶ J. R. KLAUDER, A. C. PRICE, S. DARLINGTON u. W. J. ALBERSHEIM, Bell Syst. Techn. J. **39**, 745 [1960].



Lichtimpulsen wurde von GIORDMAINE und Mitarbeitern⁷ vorgeschlagen und von DUGUAY und HANSEN⁸ verwirklicht. TREACY gelang die Kompression von ultrakurzen Impulsen eines phasen gekoppelten Nd-Glaslasers^{9, 10}, deren Frequenzmodulation noch nicht hinreichend verstanden wird^{11, 12}.

Die Impulskompression setzt eine geeignete Phasenmodulation voraus. Benutzt wird in der vorliegenden Arbeit die Modulation durch einen nichtlinearen Effekt^{13, 14}, der auf der Intensitätsabhängigkeit des optischen Brechungsindex bei den hohen Laserfeldstärken beruht.

Die Eigenschaften dieses Modulationsverfahrens und besonders die Eignung zur Impulskompression werden theoretisch erörtert und experimentell untersucht. Für die aufmodulierten Frequenzbreiten und die bei der Kompression interessierenden Größen werden Ausdrücke angegeben, die direkt mit dem Experiment verglichen werden können.

Anschauliche Betrachtung der Impulskompression

Die Pulskompression basiert auf dem Zusammenhang zwischen Signaldauer und Frequenzbreite nach der Energiezeitunschärfe. Jeder Frequenzbreite $\Delta\omega$ ist nach der Ungleichung $\Delta\omega \cdot \tau \gtrsim 1$ eine minimale Pulshalbwertsdauer zugeordnet. In den Zusammenhang zwischen Frequenzbandbreite und Pulsdauer geht die Phasenverteilung der Frequenzkomponenten wesentlich ein.

Zur Impulskompression wird durch geeignete Phasenmodulation die Frequenzbreite des Impulses vergrößert und anschließend durch einen Laufzeiteffekt die entsprechend kürzere Signaldauer erzeugt.

Um das Verfahren anschaulich zu verstehen⁶, geht man von einem besonders einfachen Beispiel aus und betrachtet einen Rechteckimpuls, dessen Phase φ einen Term mit quadratischer Zeitabhängigkeit enthält. Wie aus Abb. 1 a hervorgeht, oszilliert das elektrische Feld immer rascher. Für nicht zu große Phasenmodulation $\Delta\omega \ll \omega_0$ ($\Delta\omega$ Frequenzbreite nach der Modulation, ω_0 mittlere Signalfrequenz) ist die Größe $-\partial\varphi/\partial t$ (momentane Frequenz) ein Maß für die im Signal auftretenden Fre-

quenzkomponenten und wird gleichfalls in Abb. 1 a angegeben. Während der Impulsdauer steigt die Frequenz linear mit der Zeit an.

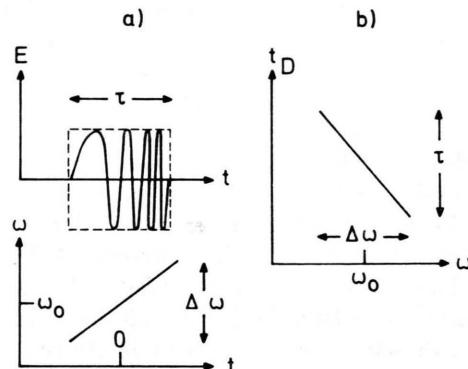


Abb. 1. Die Pulskompression bei einem einfachen Beispiel:
a) der phasenmodulierte Eingangsimpuls: das elektrische Feld und die momentane Frequenz als Funktionen der Zeit; b) die dispersive Laufzeitanordnung: die Laufzeit t_D als Funktion der Frequenz.

Der modulierte Impuls durchläuft eine dispersive Anordnung mit frequenzabhängiger Laufzeit. Wiederum wird ein sehr einfacher Fall betrachtet. Wie aus Abb. 1 b hervorgeht, soll die Laufzeit t_D linear von der Frequenz abhängen. Man betrachtet nun den speziellen Fall, daß einer Frequenzdifferenz $\Delta\omega$ gerade ein Laufzeitunterschied τ entspricht. Dann wird der Signalanfang gegenüber dem Signalende beim Durchlaufen der Kompressionsanordnung um die Pulsdauer τ verzögert. Ähnlich werden auch die übrigen Teile der Signaleinhüllenden verzögert, so daß ein verkürzter Impuls resultiert. Die nach der sogen. Kompressionsbedingung aufeinander abgestimmte Frequenzmodulation und dispersive Laufzeitanordnung liefern optimal verkürzte Impulse. Auf diese Bedingung und die Dauer der komprimierten Impulse wird im Abschn. 3 eingegangen.

2. Die Frequenzmodulation von ultrakurzen Lichtimpulsen

2.1. Einführung

Im folgenden werden die theoretischen Grundlagen entwickelt für ein nichtlineares Modulations-

⁷ J. A. GIORDMAINE, M. A. DUGUAY u. J. W. HANSEN, IEEE J. Quant. Electronics QE-4, 252 [1968].

⁸ M. A. DUGUAY u. J. W. HANSEN, Appl. Phys. Letters 14, 14 [1969].

⁹ E. B. TREACY, Phys. Letters 28 A, 34 [1969].

¹⁰ E. B. TREACY, Appl. Phys. Letters 14, 112 [1969].

¹¹ R. A. FISHER u. J. A. FLECK JR., Appl. Phys. Letters 15, 287 [1969].

¹² R. R. CUBEDDU u. O. SVELTO, IEEE J. Quant. Electronics QE-5, 495 [1969].

¹³ R. A. FISHER, P. F. KELLEY u. T. K. GUSTAFSON, Appl. Phys. Letters 14, 140 [1969]. — R. A. FISHER, J. P. E. TARRAN, R. Y. CHIAO, T. K. GUSTAFSON u. P. L. KELLEY, im Druck.

¹⁴ A. LAUBEREAU, Phys. Letters 29 A, 539 [1969].

verfahren, das zur Erzeugung großer Bandbreiten von $10 - 100 \text{ cm}^{-1}$ und darüber hinaus geeignet ist. Zur Kompression von Pikosekunden-Impulsen wird eine Frequenzmodulation von dieser Größenordnung benötigt. Die Phasenmodulation ist nicht nur interessant unter dem Gesichtspunkt der Anwendung zur Impulskompression, sondern lässt sich bei der Untersuchung von Prozessen der nichtlinearen Optik anwenden¹⁵ und liefert Informationen über die Pulsform ultrakurzer Lichtsignale (vgl. Kap. 2.2).

Die Frequenzmodulation beruht auf der Intensitätsabhängigkeit des optischen Brechungsindex bei hohen Laserleistungen von 10^9 Watt ¹⁶⁻¹⁹. Da das Lichtsignal beim Durchlaufen des nichtlinearen Mediums sich selbst moduliert, wird in Analogie zur Sprechweise in der nichtlinearen Optik die Bezeichnung „passive Modulation“ verwendet.

Als Ursache für den nichtlinearen Brechungsindex wird im folgenden die Orientierung von anisotrop polarisierbaren Molekülen angenommen (optischer Kerr-Effekt), die eine verhältnismäßig große Nichtlinearität verursachen. Die Überlegungen lassen sich jedoch entsprechend anwenden auf andere Nichtlinearitäten mit quadratischer Feldabhängigkeit wie z. B. eine nichtlineare elektronische Polarisierbarkeit^{20, 21}. Auf den möglichen Einfluss einer Clusterbildung von Molekülen auf die Nichtlinearität des Brechungsindex hat HELLWARTH hingewiesen²². Der Beitrag der Elektrostriktion zur Nichtlinearität des Brechungsindex spielt auf Grund seines langsamen zeitlichen Verhaltens im Bereich der ultrakurzen Lichtimpulse keine Rolle und wird im folgenden vernachlässigt²³.

2.2. Die passive Phasenmodulation in anisotrop polarisierbaren Medien

2.2.1. Das nichtlineare Medium

Die Materialeigenschaften werden durch den nichtlinearen Zusammenhang zwischen Polarisation und Feldstärke beschrieben, wobei man eine nichtlineare

Suszeptibilität χ benutzt. Der nichtlineare Anteil der Polarisation ist dann gegeben durch

$$\mathbf{P}_{\text{NL}} = \chi(\mathbf{E}) : \mathbf{E}. \quad (1)$$

Die Ausrichtung der anisotrop polarisierbaren Moleküle unter der Einwirkung des elektrischen Feldes beim optischen Kerr-Effekt führt bei nicht zu großen Feldstärken zu einer quadratischen Abhängigkeit $\chi \approx E^2$.

Für ultrakurze optische Impulse ist die Trägheit der Moleküle beim Ein- und Ausschalten des Feldes zu berücksichtigen. Das induzierte elektrische Dipolmoment der Moleküle kann dem Takt der elektromagnetischen Schwingungen folgen (10^{-15} s) und natürlich auch den viel langsameren Änderungen der Feldamplitude des Impulses (10^{-12} s); Richtungsänderungen der Moleküle unter der Wirkung des elektrischen Feldes erfolgen jedoch wesentlich langsamer als Verschiebungen der Elektronenhülle. Der zeitliche Ablauf dieser Richtungsänderungen lässt sich mit Relaxationszeiten beschreiben^{24, 25}. Unter der Annahme eines einfachen Relaxationsprozesses erhält man für die nichtlineare Suszeptibilität²⁶

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_K} \right) \chi_{ij} = \frac{n_0 c B}{\omega_0 \tau_K} (E_i E_j - \frac{1}{3} \delta_{ij} E_k E_k), \quad (2)$$

wobei Summationszeichen entsprechend der Einstein-Schreibweise weggelassen sind.

B ist die optische Kerr-Konstante, n_0 Brechungsindex bei niedrigen Intensitäten, ω_0 optische (Kreis-)Frequenz, c Lichtgeschwindigkeit.

Die Relaxationszeit τ_K hängt von der Viskosität η und dem Molekülradius r_0 ab: $\tau_K = 4 \pi r_0 \eta / 3$. Für elektromagnetische Felder mit konstanter Amplitude sind die χ_{ij} zeitunabhängig. Wie aus der Tab. 1 hervorgeht, haben die Relaxationszeiten des Kerr-Effektes die Größenordnung 10^{-12} bis 10^{-11} s . Im Bereich der ps-Impulse ist daher in der Regel das Relaxationsverhalten des Kerr-Effektes zu berücksichtigen. In Tab. 1 sind Werte für die Kerr-

¹⁵ M. M. DENARIEZ-ROBERGE u. J. P. TARAN, Appl. Phys. Letters **14**, 205 [1969].

¹⁶ F. DEMARTINI, C. H. TOWNES, T. K. GUSTAFSON u. P. L. KELLEY, Phys. Rev. **164**, 312 [1967].

¹⁷ F. SHIMIZU, Phys. Rev. Letters **19**, 1097 [1967].

¹⁸ R. J. JOENK u. R. LANDAUER, Phys Letters **24A**, 228 [1967]. — R. G. BREWER, Phys. Rev. Letters **19**, 8 [1967] — A. C. CHEUNG, D. M. RANK, R. Y. CHIAO u. C. H. TOWNES, Phys. Rev. Letters **20**, 786 [1968].

¹⁹ R. POLLONI, C. A. SACCHI u. O. SVELTO, Phys. Rev. Letters **23**, 690 [1969].

²⁰ A. P. VEDUTA u. B. P. KIRSANOV, Sov. Phys. JETP **27**, 736 [1968]. — R. G. BREWER, Phys. Rev. Letters **21**, 267 [1968].

²¹ R. R. ALFANO u. S. L. SHAPIRO, Phys. Rev. Letters **24**, 592 [1970].

²² R. W. HELLWARTH, Phys. Rev. **152**, 156 [1966]; **163**, 205 [1967].

²³ Y. R. SHEN, Physics Letters **20**, 378 [1966].

²⁴ J. FRENKEL, Kinetic Theory of Liquids, Dover Publications, Inc., New York 1955.

²⁵ N. BLOEMBERGEN u. P. LALLEMAND, Phys. Rev. Letters **16**, 81 [1966].

²⁶ R. Y. CHIAO u. J. GODINE, Phys. Rev. **185**, 430 [1969].

Konstante einiger organischer Flüssigkeiten verzeichnet. Man stellt fest, daß sich CS_2 durch eine große Kerr-Konstante und besonders kurze Relaxationszeit auszeichnet.

	B^{23} ($10^{-9} \text{ cm}^{-1} \text{ esE}^{-2}$)	τ_K (10^{-12} s)
CS_2	326	2 ²⁷
Benzol	57	4 ²⁸
Chlorbenzol	99	20 ²⁸
Nitrobenzol	264	32 ²⁹

Tab. 1. Werte für die optische Kerr-Konstante und die Relaxationszeit des Kerr-Effektes für einige organische Flüssigkeiten.

Die obige Gl. (2) setzt einen einfachen Relaxationsmechanismus voraus. Zusätzlich zu der Ausrichtung unter einem elektrischen Feld, die durch die Zeitkonstante τ_K in Gl. (2) beschrieben wird, kann ein Molekül einer Kerr-Flüssigkeit im Potential der Nachbarmoleküle kleine Auslenkungen in wesentlich kürzeren Zeitspannen ausführen¹⁹. Da die hier angestellten Überlegungen sich im Hinblick auf die experimentelle Situation auf den Bereich $\tau > \tau_K$ beschränken, darf der erwähnte Mechanismus außer Betracht bleiben.

2.2.2. Allgemeine Lösung der Phasenmodulation

Die Ausbreitung eines elektromagnetischen Signals im nichtlinearen Medium wird beschrieben von der nichtlinearen Wellengleichung³⁰

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{n_0^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}_{NL}. \quad (3)$$

Für das Eingangssignal setzt man eine ebene Welle mit zeit- und ortsabhängiger Amplitude an (Ausbreitung in z -Richtung).

$$E_j = E_{0j}(z, t) e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} \quad j = (x, y) \quad (4)$$

$k_0 = n_0 \omega_0 / c$ ist der Wellenvektor. Die Bedingungen, unter denen der Ansatz einer ebenen Welle gerechtfertigt erscheint, werden weiter unten diskutiert. Für elliptische Polarisation mit den Hauptachsen parallel zur x - und y -Achse beim Eintritt in das Medium ($z = 0$) erhält man für die Amplitudenfunktionen

$$E_{0x} = E_0(z, t); \quad E_{0y} = i \varepsilon E_0(z, t), \quad (5)$$

wobei der Parameter ε die Polarisierung beschreibt.

Durch den Kerr-Effekt wird das Medium doppelbrechend. Es tritt eine Drehung der Polarisationsrichtungen um die z -Achse auf. Man geht daher zweckmäßig zu einem Koordinatensystem (x', y', z) über, das sich mit der Polarisationsellipse mitdrehet. In diesem System nimmt der Suszeptibilitätstensor diagonale Form an. Weiterhin spaltet man zweckmäßig die Komponenten des elektrischen Feldes in Amplitude und Phase auf:

$$E_{0x}' = E_0(z, t) \cdot e^{i\varphi(z, t)}; \quad E_{0y}' = i \varepsilon E_{0x}'. \quad (6)$$

Dabei stellt $\varphi(z, t)$ die gesuchte Phasenmodulation des Lichtimpulses dar. Wie im Anhang A näher erläutert wird, liefern die Gln. (1) bis (6) für die Phasenmodulation:

$$\varphi(z, t) = \frac{\delta n}{n_0} k_0 z f\left(z - \frac{c}{n_0} t\right) \quad (7)$$

und eine ähnliche Beziehung für den Drehwinkel der Polarisationsellipse. Dabei ist δn die maximale nichtlineare Änderung des Brechungsindex

$$\delta n = \frac{2}{3} \frac{c B}{\omega_0} [|E_{0x}|^2 + |E_{0y}|^2]_{\max}, \quad (8)$$

die von der Intensität des Eingangssignals abhängt. $f(z, t)$ hängt von der Signalform und dem Relaxationsverhalten der anisotrop polarisierbaren Moleküle ab:

$$f\left(z - \frac{c}{n_0} t\right) = \frac{n_0}{c \tau_K} |E_0|_{\max}^{-2} \cdot \int_{z - \frac{c}{n_0} t}^{\infty} d\eta |E_0(\eta)|^2 \cdot \exp\left[\frac{n_0}{c \tau_K} \left(z - \frac{c}{n_0} t - \eta\right)\right]. \quad (9)$$

Für quasistationären Kerr-Effekt ($\tau \gg \tau_K$) ist f durch die normierte Signalform gegeben:

$$f = \frac{1}{|E_0|_{\max}^2} \left| E_0\left(z - \frac{c}{n_0} t\right) \right|^2. \quad (9')$$

Bei den zur Herleitung der Gln. (7) bis (9) eingehenden Näherungen, die im Anhang A diskutiert werden, sei besonders auf die Annahme vernachlässigbarer Impulsverformung hingewiesen, die für nicht zu große Frequenzverbreiterungen $\Delta\omega \ll \omega_0$ gültig ist und die Benutzung der obigen Gleichungen für Modulationsbreiten bis zu 100 cm^{-1} ge-

²⁷ S. L. SHAPIRO u. H. P. BRODIA, Phys. Rev. Letters **16**, 81 [1966].

²⁸ M. J. COLLES, Optics Comm. **1**, 169 [1969].

²⁹ M. A. DUGUAY u. J. W. HANSEN, Appl. Phys. Letters **15**, 192 [1969].

³⁰ N. BLOEMBERGEN, Nonlinear Optics, W. A. Benjamin, Inc., New York 1965

stattet. Der Einfluß des nichtlinearen Brechungsindex auf die Signalform wurde von DEMARTINI und Mitarbeitern diskutiert¹⁶.

Gleichung (7) sagt aus, daß die Modulation proportional zur Weglänge z durch das Medium und zur nichtlinearen Änderung des Brechungsindex δn ist. Dabei hängt δn linear von der Signalintensität ab und ist von der Polarisation unabhängig [vgl. Gl. (8)]. Mit intensiven Laserimpulsen ($\sim 10^{10}$ Watt/cm²) kann man in Substanzen mit großen Kerr-Konstanten und Bündeldurchmessern von einigen Millimetern ohne Schwierigkeiten nichtlineare Änderungen des Brechungsindex von der Größenordnung $\delta n/n_0 \cong 10^{-4}$ erreichen. Für Impulsdauern, die vergleichbar sind mit der Relaxationszeit des Kerr-Effektes (einige Pikosekunden) und für einen Laufweg z durch das Medium von 10 cm, ändert sich die Phase im Signalmaximum um einen Wert der Größenordnung 10^2 . Als Frequenzverbreiterung resultiert ein Wert von der Größenordnung 10 cm^{-1} . Die hier gegebene Darstellung erweitert das von CHIAO und GODINE behandelte Problem²⁶ für den Fall zeitabhängiger elektrischer Feldamplituden.

2.3. Die Frequenzverbreiterung für spezielle Pulsformen

Mit der in Abschn. 2.2 angegebenen Phasenfunktion φ nach Gl. (7) ist der zeitliche Verlauf des frequenzmodulierten Signals gegeben durch

$$E_1(t) = E_0(t) \cdot e^{i[-\omega_0 t + \varphi(t)]}. \quad (10)$$

Die Ortsabhängigkeit ist in Gl. (10) nicht explizit angegeben. Durch Fourier-Transformation erhält man das Spektrum des Lichtpulses

$$E_1(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt E_0(t) \cdot e^{i[(\omega - \omega_0)t + \varphi(t)]}. \quad (11)$$

Für einen Vergleich von theoretischen und experimentellen Daten ist die endliche Bündelausdehnung und die Intensitätsverteilung im Bündel zu berücksichtigen. Nimmt man an, daß im Laser nur Eigenschwingungen vom Typ TEM_{00n} angeregt sind, so weist das Bündel ein gaußförmiges Intensitätsprofil auf³¹. Aufsummieren über Bündelzonen gleicher Signalintensität liefert die spektrale Leistungsverteilung

$$P(\omega) = \int_0^{\infty} 2\pi r dr \int_{-\infty}^{\infty} dt E_0(r, t) e^{i[(\omega - \omega_0)t + \varphi(r, t)]}. \quad (12)$$

³¹ A. G. FOX u. T. LI, Proc. IRE 48, 1904 [1960]. — G. D. BOYD u. J. P. GORDON, Bell Syst. Techn. J. 40, 489 [1961].

Über die Intensitätsabhängigkeit des nichtlinearen Brechungsindex wird auch die Phasenfunktion φ [vgl. Gl. (7)] im Integranden von (12) vom Bündelradius abhängig. Die Halbwertsbreite $\Delta\omega$ der Funktion $P(\omega)$ ist die gesuchte Frequenzverbreiterung, die im Experiment gemessen werden kann.

Für realistische Impulsformen sind die Integrierten nach (12) selbst unter vereinfachenden Annahmen, z. B. durch Vernachlässigung der Relaxation des Kerr-Effektes, nicht mehr analytisch darstellbar. Für den Vergleich zwischen Theorie und Experiment ist man auf numerische Berechnungen angewiesen.

2.3.1. Abschätzung der Frequenzbreite

Zunächst soll als anschauliches Maß für die Frequenzverbreiterung die momentane Frequenz betrachtet werden, die eine Abschätzung der Frequenzverbreiterung gestattet.

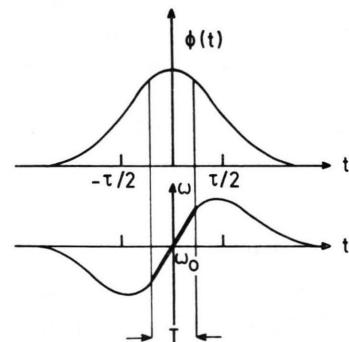


Abb. 2. Schematischer Verlauf der Phasenfunktion und der momentanen Frequenz bei passiver Modulation; für Quasi-stationarität des Kerr-Effektes folgt die Phasenfunktion dem zeitlichen Impulsverlauf.

Die Phasenmodulation φ nach Gl. (7) besitzt für nicht zu kurze Impulse $\tau > \tau_K$ einen Verlauf, der qualitativ von der Abb. 2 dargestellt wird. Für quasistationären Kerr-Effekt und eine symmetrische Impulsform ist $\varphi(t)$ symmetrisch, wie aus den Gl. (7) und (9') hervorgeht. Die momentane Frequenz $-\partial\varphi/\partial t$ gibt Aufschluß über die bei der Phasenmodulation auftretenden Frequenzen⁶. Wie Abb. 2 zeigt, fällt die Frequenz vom mittleren Wert ω_0 zunächst bis zu einem minimalen Wert ab, der im Bereich der Anstiegsflanke liegt, steigt dann monoton bis zu einem Maximum im Bereich der Abstiegsflanke und kehrt wieder zum Wert ω_0 zurück. In der Nachbarschaft des Signalmaximums steigt die Frequenz quasilinear, wie der hervorgehobene Kurventeil in Abb. 2 andeutet. Der Impulsteil mit monoto-

nem Frequenzanstieg und besonders der Bereich mit linearer Frequenzdrift ist zur Kompression geeignet, wie im Kap. 3 noch näher ausgeführt wird.

Der Frequenzanstieg zwischen den Extremwerten der momentanen Frequenz ist ein Maß für die Frequenzbreite $\Delta\omega$ des modulierten Signals. Der Beitrag der zeitabhängigen Signaleinhüllenden zum Spektrum sei vernachlässigbar ($\Delta\omega \gg \tau^{-1}$). Man schätzt also ab:

$$\Delta\omega \cong \partial\varphi/\partial t_{\max} - \partial\varphi/\partial t_{\min}. \quad (13)$$

Für vernachlässigbare Relaxation des Kerr-Effektes und einen gaußförmigen Impuls erhält man aus den Gln. (7), (9') und (13)

$$\Delta\omega \cong 3 \delta n \omega_0 z / (\tau c). \quad (14)$$

Die Frequenzverbreiterung hängt im wesentlichen von der nichtlinearen Änderung δn des Brechungsindex, der Weglänge z durch das Medium und von der Signalhalbwertsdauer τ ab. Kürzere Impulse liefern bei konstant gehaltener Maximalintensität eine größere Frequenzverbreiterung unter der Einschränkung, daß die Annahme der Quasistationarität für den Kerr-Effekt noch zutrifft.

In Verallgemeinerung von Gl. (14) darf man annehmen, daß die Frequenzbreite sich für die jeweilige Pulsform und unter Berücksichtigung der Intensitätsverteilung über den Bündelquerschnitt durch einen Ausdruck entsprechend der obigen Gl. (14) darstellen läßt, wobei ein zu bestimmender numerischer Zahlenfaktor eingeht, der von der Signalform und dem Verhältnis τ_K/τ der charakteristischen Zeitgrößen abhängt.

2.3.2. Numerische Rechenergebnisse

Aussagen über die Halbwertsbreite der spektralen Leistungsverteilung setzen die Kenntnis der Signalform voraus. Im Experiment lassen sich jedoch nur unter großen Schwierigkeiten Informationen über die Form der ultrakurzen Lichtimpulse gewinnen. Bei den numerischen Rechnungen wurden Impulse mit einem Intensitätsverlauf betrachtet, der durch eine Gauß-Funktion, eine hyperbolische Sekansfunktion oder eine Lorentz-Funktion beschrieben wird. Mit diesen Funktionen wird nach den Gln. (7) bis (9) die spektrale Leistungsverteilung ermittelt. Beispiele sind in den Abb. 3–4 aufgeführt. Die Frequenzskala in den Abbildungen gibt Werte für die normierte Frequenz $\Omega = (\omega - \omega_0) \tau$ an.

In den Abb. 3 a, b werden ebene Wellen mit gaußförmiger Zeitabhängigkeit betrachtet. Vernachlässigung der Relaxation des Kerr-Effektes (Abb. 3 a) führt zu einer symmetrischen Frequenzverbreiterung. Die auftretenden Maxima und Minima lassen sich als Interferenzeffekt deuten¹⁷. Die Relaxation des Kerr-Effektes liefert, wie Abb. 3 b zeigt, eine Asymmetrie der Frequenzverbreiterung.

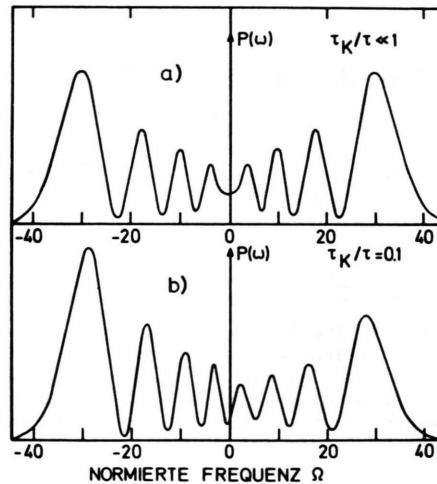


Abb. 3. Beispiele für das modulierte Spektrum eines ebenen Wellenzugs mit gaußförmigem zeitlichem Verlauf; die spektrale Leistungsverteilung als Funktion der Frequenz in normierten Einheiten $\Omega = (\omega - \omega_0) \tau$; a) für quasistationären Kerr-Effekt; b) bei Berücksichtigung der Relaxation des Kerr-Effektes für $\tau_K/\tau = 0,1$.

Die Abb. 4 a – c stellen Beispiele dar für Lichtimpulse mit gaußförmiger Intensitätsverteilung über den Bündelquerschnitt. Vergleicht man die Spektren für den Gauß-, hyperbolischen Sekans- und Lorentz-Impuls, so erkennt man, daß die zentralen Komponenten immer stärker hervortreten. Die unterschiedliche Verteilung der Pulsennergie über das Spektrum läßt sich anschaulich begründen durch den unterschiedlichen Energieinhalt der (intensitätsschwachen) Signalflanken, die vom nichtlinearen Brechungsindex nur wenig beeinflußt werden. Aus den berechneten Spektren wurden Halbwertsbreiten ermittelt, die sich durch die Näherungsgleichung darstellen lassen

$$\Delta\omega = p \delta n \omega_0 z / (\tau c); \quad (15)$$

$\Delta\omega$ ist die Halbwertsbreite der spektralen Leistungsverteilung der Lichtimpulse mit gaußförmigem Bündelprofil entsprechend einer TEM_{00n} -Mode. Im Experiment wird p als konstanter Faktor betrachtet ($\Delta\omega \gg \delta\omega$). Zahlenwerte sind in Tab. 3, Kap. 5, angegeben.

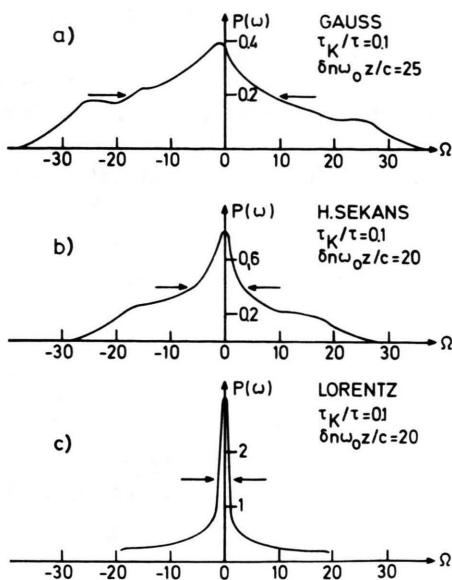


Abb. 4. Beispiele für die berechnete spektrale Leistungsverteilung bei gaußförmiger Intensitätsverteilung über den Bündelquerschnitt. Für den zeitlichen Impulsverlauf sind unterschiedliche Annahmen gemacht: a) gaußförmiger Impuls, b) hyperbolischer Sekans, c) Lorentz-Form. — Die Ordinaten geben normierte Werte der spektralen Leistungsverteilung an. Man beachte den unterschiedlichen Ordinatemaßstab. Auf der Abszisse ist die Frequenz in normierten Einheiten $\Omega = (\omega - \omega_0) \tau$ aufgetragen.

Die Auswirkung des nichtlinearen Brechungsindex auf die Bündelgeometrie durch die Selbstfokussierung^{32–36} wurde vernachlässigt. Das setzt voraus, daß die Weglänge durch das nichtlineare Medium wesentlich kleiner ist als die Selbstfokussierungslänge³³. Diese Bedingung läßt sich bei konstant gehaltener Intensität auf der Bündelachse durch Wahl eines hinreichend großen Bündeldurchmessers erfüllen. Die Frequenzmodulation nach Gl. (15) wird in Kap. 5 mit experimentellen Ergebnissen verglichen.

3. Impulskompression

3.1. Allgemeine Darstellung der Pulskompression

Das frequenzmodulierte Eingangssignal nach Gl. (10) durchläuft zur Kompression eine Laufzeitanordnung, deren Eigenschaften durch eine Übertra-

³² R. Y. CHIAO, E. GARMIRE u. C. H. TOWNES, Phys. Rev. Letters **13**, 479 [1964].

³³ P. P. KELLEY, Phys. Rev. Letters **15**, 1005 [1965].

³⁴ V. I. TALANOV, JETP Letters **2**, 138 [1965]. — V. I. BE-SPALOV u. V. I. TALANOV, JETP Letters **3**, 307 [1966]. — S. A. AKHMANOV et al., Sov. Phys. JETP **23**, 198 [1967]; Sov. Phys. Usp. **10**, 609 [1968].

gungsfunktion $e^{i\psi(\omega)}$ beschrieben werden. ψ gibt an, um welchen Wert sich die Phase der spektralen Komponente ω ändert. Die Fourier-Komponenten $\tilde{E}_2(\omega)$ des Signales, das den Kompressionsapparat passiert hat, sind dann gegeben durch $\tilde{E}_2(\omega) = \tilde{E}_1(\omega) \cdot e^{i\psi}$. Rücktransformation liefert mit Gl. (11)

$$E_2(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \left\{ e^{i[-\omega_0 t' + \varphi(t')]} E_0(t') \right. \\ \left. \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{i[\omega(t' - t) + \psi(\omega)]} \right\}. \quad (16)$$

Werden Glieder ohne Einfluß auf die Signalform weggelassen, dann beginnt eine Entwicklung der Phasenfunktion $\psi(\omega)$ um ω_0 mit dem Term zweiter Ordnung

$$\psi(\omega) = \frac{1}{2} \psi_2 (\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (17)$$

Für die im Experiment gewählte Kompressionsanordnung liefert der Term dritter Ordnung bereits vernachlässigbare Beiträge. Gleichung (16) vereinfacht sich dann zu:

$$E_2(t) = \left(\frac{i}{2\pi\psi_2} \right)^{1/2} e^{-i[\omega_0 t + t^2/(2\psi_2)]} \\ \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dt' E_0(t') e^{i[\varphi(t') + t' t/\psi_2 - t'^2/(2\psi_2)]}. \quad (18)$$

Gleichung (18) stellt das Signal für beliebige Phasenmodulation nach Durchlaufen der Kompressionsanordnung dar. Damit optimale Verkürzung auftritt, müssen Frequenzmodulation und Laufzeitdispersion aufeinander abgestimmt sein. Die Bedingung minimaler Halbwertsbreite von $|E_2(t)|^2$, die sich mit Hilfe von (18) ermitteln läßt, führt zu einer Beziehung zwischen Laufzeitdispersion und Frequenzmodulation, der sogen. Kompressionsbedingung.

3.1.1. Der lineare Frequenzanstieg

Geht man von einer Laufzeitanordnung mit $\psi = \frac{1}{2} \psi_2 (\omega - \omega_0)^2$ aus, so liefert die Bedingung optimaler Pulskompression für die Phasenmodulation $\varphi = \frac{1}{2} \varphi_2 t^2$ die folgende Kompressionsbedingung:

$$\varphi_2 \psi_2 = 1. \quad (19)$$

³⁵ R. G. BREWER, J. R. LIFSHITZ, E. GARMIRE, R. Y. CHIAO u. C. H. TOWNES, Phys. Rev. **166**, 326 [1968]. — M. T. LOY u. Y. R. SHEN, Phys. Rev. Lett. **22**, 994 [1969].

³⁶ M. MAIER, G. WENDL u. W. KAISER, Phys. Rev. Letters **24**, 352 [1970]. — M. MAIER, im Druck.

Gleichungen (18) und (19) liefern den komprimierten Impuls⁶

$$E_2(t) = \left(\frac{i \varphi_2}{2\pi} \right)^{1/2} e^{-i[\omega_0 t + \varphi_2 t^2/2]} \cdot \tilde{E}_0(t \varphi_2). \quad (20)$$

Dabei stellt \tilde{E}_0 die Fourier-Transformierte der Signaleinhüllenden dar. Ist dem Spektrum der Einhüllenden die Halbwertsbreite $\delta\omega$ zugeordnet, so erhält man für das Verhältnis der Impulsdauer τ des Eingangsimpulses zur Dauer τ'_{Min} des optimal komprimierten Impulses (optimales Kompressionsverhältnis R) :

$$R = \tau/\tau'_{\text{Min}} = \tau \varphi_2 / \delta\omega \cong \Delta\omega / \delta\omega. \quad (21)$$

$\Delta\omega$ ist die Frequenzbreite des modulierten Signals. In Übereinstimmung mit der Energie-Zeit-Unschärfe lässt sich die Dauer des komprimierten Impulses um das Verhältnis der Frequenzbreiten verkürzen.

Auf die Phasenmodulation des komprimierten Impulses und die vergrößerte Signalamplitude nach Gl. (20) sei besonders hingewiesen

$$(|E_2(0)/E_0(0)| \cong \sqrt{R}).$$

3.1.2. Diskussion der Kompressionsbedingung

Bei der praktischen Anwendung der Kompressionsmethode bereitet es Schwierigkeiten, die Kompressionsbedingung exakt zu erfüllen. An Hand eines einfachen Beispieles soll gezeigt werden, daß die experimentellen Anforderungen mit größeren Werten für das Kompressionsverhältnis ansteigen.

Betrachtet wird ein gaußförmiger Impuls mit linearer Frequenzdrift. Für diese spezielle Wahl der Signaleinhüllenden und der Frequenzmodulation liefert Gl. (18) wiederum Gauß-Impulse mit einer Halbwertsdauer τ' , für die gilt

$$\tau'/\tau = [1/R^2 + (\varphi_2 \cdot \psi_2 - 1)^2]^{1/2}. \quad (22)$$

R ist das mit Gl. (21) eingeführte optimale Kompressionsverhältnis. In Abb. 5 wird die normierte Dauer des transmittierten Impulses nach Gl. (22) als Funktion der normierten Dispersion der Laufzeitanordnung $\varphi_2 \cdot \psi_2$ dargestellt. $\varphi_2 \cdot \psi_2 = 1$ stellt übereinstimmend mit Gl. (19) die Kompressionsbedingung dar. Ist diese Bedingung nicht genau erfüllt, wird der komprimierte Impuls länger.

Aus Abb. 5 lässt sich leicht ersehen, daß die Minima der Kurvenschar mit zunehmendem R immer schärfner werden.

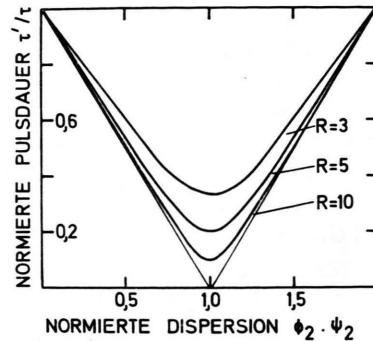


Abb. 5. Normierte Pulsdauer des Impulses nach Durchlaufen der Kompressionsanordnung als Funktion der normierten Laufzeitdispersion für den Fall von Gauß-Impulsen mit linearem Frequenzanstieg.

Die Kompressionsparameter müssen immer genauer eingestellt werden, damit optimale Kompression eintritt.

Über die Leistungsfähigkeit der Kompressionsmethode gibt ein Vergleich des komprimierten Impulses mit einem unmodulierten Signal gleicher Dauer Aufschluß. In dem genannten Beispiel ist die Frequenzbreite um einen Faktor $[1 + 1/R^2]^{1/2}$ größer als die des Vergleichsimpulses. Für $R \geq 3$ wird die Frequenzmodulation fast vollständig zur Pulsverkürzung ausgenutzt.

3.2. Kompression von Impulsen mit passiver Frequenzmodulation

Der nichtlineare Brechungsindex erzeugt eine Phasenmodulation φ , die von den Gln. (7) bis (9) angegeben wird und für hinreichend lange Impulse $\tau > \tau_K$ im wesentlichen dem Verlauf der Signalf orm folgt. Eine schematische Darstellung von φ und der momenanten Frequenz $-\partial\varphi/\partial t$ gibt Abb. 2, Kap. 2.

Für die Pulskompression interessiert besonders der Frequenzanstieg zwischen den Extremwerten im Bereich des Signalmaximums, wo die Signalenergie konzentriert ist. Die Frequenzdrift in der Nachbarschaft des Wendepunktes, die in Abb. 2 hervorgehoben ist, weist eine näherungsweise lineare Zeitabhängigkeit auf. Für diesen Impulsteil kann man die Ergebnisse des Kap. 2.1 anwenden und Näherungsaussagen über den komprimierten Impuls machen.

Die bei der Berechnung der Kompression passiv modulierter Impulse auftretenden Integrale [Gln. (7), (9), (18)] wurden auf der Rechenmaschine ausgewertet. Durch schrittweise Variation der Laufzeitparameter ψ_2 wird die optimale Pulsverkürzung und Intensitätserhöhung ermittelt und so Kompressions-

bedingung und Kompressionsfaktor bestimmt. Da die spezielle Wahl der Signalform die quantitativen Resultate der Frequenzmodulation beeinflußt – vgl. Abschn. 2 – ist die Pulskompression ebenfalls mit den drei genannten Signalformen berechnet worden. Numerische Rechnungen über die Kompression passiver modulierter Gauß-Impulse haben auch FISHER, KELLEY und GUSTAFSON angestellt¹³.

Beispiele für die durch Kompression verkürzten Impulse werden in den Abb. 6 a, b dargestellt. Angenommen werden gaußförmige Eingangsimpulse mit konstanter Intensität über den Bündelquerschnitt. Die Relaxation des optischen Kerr-Effektes wird in den Beispielen vernachlässigt.

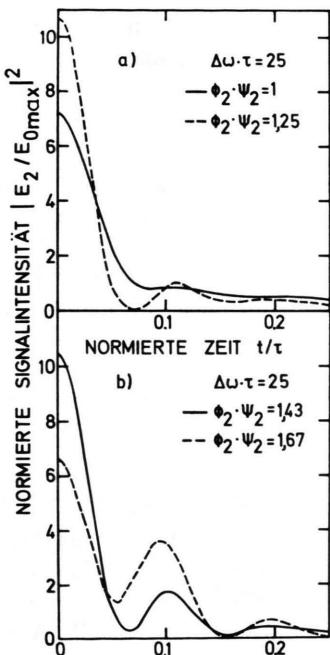


Abb. 6. Die normierte Signalintensität der durch Kompression verkürzten Impulse als Funktion der normierten Zeit für unterschiedliche Werte des Laufzeitparameters (gaußförmiger Eingangsimpuls).

Die symmetrische Phasenmodulation erzeugt symmetrische komprimierte Impulse. Die relative Signalintensität $|E_2/E_{0\max}|^2$ wird als Funktion der auf die ursprüngliche Pulsdauer τ bezogenen Zeit aufgetragen. Kurvenparameter ist die normierte Laufzeitdispersion. Für $\varphi_2 \psi_2 = 1$ (exakte Kompressionsbedingung für den linearen Bereich des Frequenzanstiegs) und für $\varphi_2 \psi_2 < 1$ klingen die Pulsflanken monoton ab. Wie Abb. 6 a weiter zeigt, weist der komprimierte Impuls einen zeitlich ausgedehnten Fuß auf, der durch das Auseinanderlaufen der

Signalteile mit „falschem“ Vorzeichen der Frequenzdrift entsteht (vgl. Abb. 2). Wird die Laufzeitdispersion erhöht, so zeigen die Abb. 6 a und b, daß die Kompression zunächst zunimmt; die Impulse besitzen größere Maximalintensität und kürzere Pulsdauer ($\varphi_2 \psi_2 = 1,25; 1,43$). Gleichzeitig treten Nebenmaxima auf mit wachsender Amplitude, die schließlich das zentrale Pulsmaximum überragen. Für den dargestellten Fall $\varphi_2 \psi_2 = 1,67$ übertrifft das Nebenmaximum bereits die Halbwertsintensität des Signals.

Die Abhängigkeit der Pulsverkürzung und der Amplitudenvergrößerung von der Laufzeitanordnung stellt Abb. 7 dar. Die durchgezogene Linie gibt die Verkürzung der Pulsdauer an, während die

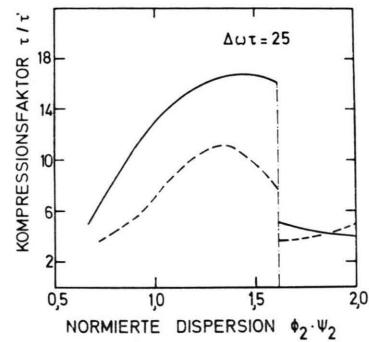


Abb. 7. Kompressionsfaktoren τ/τ' als Funktion der normierten Dispersion der Laufzeitanordnung für Gauß-Impulse mit passiver Phasenmodulation (durchgezogene Kurve). Die gestrichelte Linie stellt die Intensitätserhöhung im Signalmaximum durch Kompression dar.

gestrichelte Kurve die auf die maximale Eingangsintensität normierte Signalamplitude beschreibt. Die Unstetigkeit im Kurvenverlauf an der strichpunktisierten Linie folgt aus der Definition von τ' und aus dem Auftreten der Nebenmaxima, die hier die halbe Signalintensität erreichen. Optimale Kompression wird für größere Laufzeitdispersion erreicht als nach der linearen Kompressionsbedingung ($\varphi_2 \psi_2 = 1$). Diese Verschiebung des günstigsten Kompressionswertes läßt sich an Hand der Abb. 2 anschaulich verstehen. Die gesamte Frequenzbreite, die größer ist als der in der Abbildung hervorgehobene lineare Frequenzanstieg, kann durch eine etwas größere Laufzeitdispersion besser ausgenutzt werden. Stärker noch als in der Pulsverkürzung äußert sich die Verschiebung der Kompressionsbedingung bei der Signalintensität. Der komprimierte Teil des Eingangsimpulses wird vergrößert und besitzt einen entsprechend erhöhten Anteil der Pulsenegie. Die

Kompression führt dann zu größeren Signalintensitäten. Der unterschiedliche Energiebetrag, der im eigentlichen komprimierten Impuls steckt und nicht in einem ausgedehnten Fuß der Signalflanken praktisch verloren geht, erklärt auch, daß die Maxima für die Signalverkürzung und Intensitätsvergrößerung in Abb. 7 nicht genau zusammenfallen.

Eine Aussage über die Eignung der passiven Modulation zur Impulskompression liefert der Vergleich mit dem streng linearen Frequenzanstieg. Man findet, daß der Kompressionsfaktor des passiv modulierten Pulses in dem hier diskutierten Beispiel um etwa 10% kleiner ist als beim Impuls mit linearer Frequenzdrift. Die passive Modulationsmethode liefert also vergleichbare Ergebnisse. Der Vergleich mit Kap. 3.1 zeigt weiterhin, daß in dem hier diskutierten Beispiel Abweichungen von der Kompressionsbedingung weniger stark eingehen als im linearen Fall.

Für das Kompressionsverhältnis im Bündelzentrum läßt sich die numerische Beziehung aufstellen:

$$R \cong q \Delta\omega \tau \quad (23)$$

mit dem Zahlenfaktor q , der für $\tau_K/\tau = 0,1$ und Pulsformen entsprechend einer Gauß-Funktion, dem hyperbolischen Sekans oder einer Lorentz-Kurve die Werte 0,64, 1,3 bzw. 4,0 annimmt. $\Delta\omega \gg \delta\omega$ ist die Frequenzhalbwertsbreite des Signales nach Gl. (15). Die Kompressionsbedingung liefert für den normierten Laufzeitparameter bei einer gleichen Reihenfolge der Pulsformen die Werte

$$\varphi_2 \psi_2 = 1,3; 1,6 \text{ und } 1,6.$$

Die Rechenergebnisse für die Kompression werden in Tab. 3, Kap. 5, anderen numerischen Resultaten gegenübergestellt. In diesem Abschnitt wird auf die verschiedenen Pulsformen näher eingegangen werden.

3.3. Die Kompressionsanordnung

Zur Kompression eines geeignet phasenmodulierten Signals wird eine disperse Laufzeitanordnung benötigt. Anordnungen von recht unterschiedlicher Bauart sind denkbar. Wesentlich für eine konkrete Anwendung ist die Frequenzabhängigkeit der Lauf-

zeit nach Vorzeichen und Betrag, die der Phasenmodulation des Eingangssignals angepaßt sein muß.

GIORDMAINE und Mitarbeiter⁷ haben die Dispersion des optischen Brechungsindex eines transparenten Mediums zur Impulskürzung vorgeschlagen. Eine Anordnung, die auf den spektralen Eigenschaften des Fabry-Perot-Interferometers beruht, wurde von GIRES und TOURNOIS³⁷ angegeben. Ein System von optischen Gittern wurde von TREACY³⁸ verwendet.

Für die vorliegende Arbeit wurde die Dispersion des optischen Gitters benutzt. Das Schema der Anordnung, die im wesentlichen aus dem Gitter und einem Reflexionsprisma besteht, und die Definition der Kompressionslänge l gehen aus Abb. 8 hervor.

Da die Beugung am optischen Gitter frequenzabhängig ist, differiert der Strahlengang für verschiedene Frequenzen, wie in der Abbildung ange deutet wird. Der unterschiedliche optische Weg bedingt eine frequenzabhängige Laufzeit. Infolge der Reflexionseigenschaften des Prismas und durch die wiederholte Beugung am Gitter sind die Strahleinrichtungen nach dem Durchlauf der Anordnung wieder parallel.

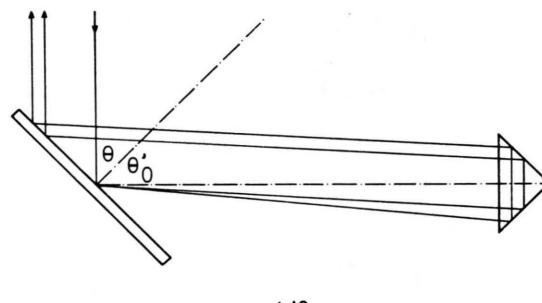


Abb. 8. Schematische Darstellung der benutzten Kompressionsanordnung mit optischem Gitter und Reflexionsprisma.

Das Kirchhoff-Huygenssche Prinzip³⁹⁻⁴¹ gestattet die Berechnung der zweimaligen Beugung am optischen Gitter (siehe Anhang B). Man geht aus von der Gittergleichung

$$\sin \Theta + \sin \Theta' = 2 \pi m c / (a_0 \omega_0) \quad (24)$$

Θ = Einfallswinkel, Θ' Streuwinkel, m Interferenzordnung, a_0 Gitterkonstante. Für die Phasenfunk-

³⁷ F. GIRES u. P. TOURNOIS, C. R. Acad. Sci. Paris **258**, 6112 [1964].

³⁸ E. B. TREACY, IEEE J. Quant. Electr. **QE-5**, 454 [1969].

³⁹ A. MARECHAL u. M. FRANCON, Diffraction, herausg. Revue d'Optique, Paris 1960.

⁴⁰ B. B. BAKER u. E. T. THOMSON, The Mathematical Theory of Huygens' Principle, Clarendon Press, Oxford 1950.

⁴¹ G. W. STROKE, Handbuch der Physik, Bd. 39, S. 426 ff., Springer-Verlag, Berlin 1967 und dort aufgeführte Literatur. — G. W. STROKE, Progress in Optics, Bd. **2**, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1963

tion $\psi(\omega)$, die die Laufzeiteigenschaften der Anordnung beschreibt, erhält man für große Gitter

$$\psi(\omega) = \omega l \cos \Theta'_0 \cos \Theta'/c, \quad (25)$$

dabei hängt Θ' nach (24) von der Frequenz ab; Θ'_0 ist der Streuwinkel für die mittlere Frequenzkomponente ω_0 .

Entwickeln von Gl. (25) nach Potenzen von $\omega - \omega_0$ liefert den Laufzeitparameter [vgl. (17)]

$$\psi_2 = -\frac{2\pi l}{\omega_0 c} \left(\frac{2\pi m c}{a_0 \omega_0 \cos \Theta'_0} \right)^2. \quad (26)$$

Abweichungen von der Linearität der Laufzeitdispersion gibt das Entwicklungsglied 3. Ordnung an, das um einen Faktor der Größenordnung $\omega_0/\Delta\omega$ kleiner als der quadratische Term ist. Der Laufzeitparameter nach (26) wurde von TREACY angegeben, der eine geometrisch-optische Behandlung des Problems liefert³⁸.

4. Experiment

Die Frequenzmodulation der ultrakurzen Lichtimpulse durch den nichtlinearen Brechungsindex und die Pulscompression wurden experimentell untersucht. Das Schema der Anordnung geht aus Abb. 9 hervor. Der Versuchsaufbau besteht im wesentlichen aus einem phasengekoppelten Nd-Glaslaser zur Impulserzeugung, aus der Modulationsanordnung, dem Kompressionsapparat und der Vorrichtung zur Impulsdauermessung.

4.1. Pulserzeugung

Der Frontspiegel des phasengekoppelten Lasers⁴² ist ein speziell konstruierter Resonanzreflektor, der wesentlich breitere Reflexionsbanden besitzt als die in single-mode-Lasern verwendeten Resonanzreflektoren⁴³. Die Messung des vom Laser emittierten Spektrums liefert eine Frequenzbreite von $0,4 \text{ cm}^{-1}$. Durch die schmale Bandbreite ist die Impulsdauer von 20 ps bedingt. Die räumliche Intensitätsverteilung des Laserbündels wird durch Nahfeldaufnahmen photographisch registriert. Durch eine Resonatorblende wird ein annähernd gaußförmiges Intensitätsprofil über den Bündelquerschnitt erzielt, das Eigenschwingungen vom Typ TEM₀₀₁ entspricht. Der Bündeldurchmesser ergibt sich zu 2,4 mm; die Divergenz beträgt $\cong 1 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$.

Mit Hilfe eines optischen Schalters wird aus dem Impulzgang, den der Laser emittiert, ein Einzelimpuls herausgeschaltet⁴⁴. Dazu dient eine Anordnung, die aus einer lasergetriggerten Funkenstrecke zur Erzeugung von Hochspannungsimpulsen, aus Kerr-Zelle und Polarisator besteht. Da sich die Schaltanordnung in-

nerhalb des Pulszuges selbstständig einen Impuls mit geeigneter Amplitude aussucht, ist die Reproduzierbarkeit des Einzelimpulses gegenüber dem Pulszug verbessert. Die Signalamplitude schwankt um etwa $\pm 20\%$.

Der Einzelimpuls wird durch anschließenden zweifachen Durchlauf einer Verstärkerstufe um einen Faktor 10 nachverstärkt. In Tab. 2 sind die Eigenschaften der erzeugten nachverstärkten Einzelimpulse zusammengefaßt. Die Intensitätsangabe setzt einen gaußförmigen Puls voraus und wird weiter unten näher diskutiert.

Halbwertsdauer	$\tau = 20 \text{ ps}$
Bandbreite	$\delta\omega \cong 0,4 \text{ cm}^{-1}$
Bündeldurchmesser	$a = 2,4 \text{ mm}$
Wellenlänge	$1,06 \mu$
Energie	20 mJ
Intensität	10 GWatt/cm ²

Tab. 2. Charakteristische Werte der erzeugten Einzelimpulse.

Der Laser weist im Vergleich zum phasengekoppelten Nd-Laser ohne eingeschränkte Bandbreite vorteilhaftere Eigenschaften auf. Die Reproduzierbarkeit des zeitlichen und räumlichen Intensitätsverlaufes ist wesentlich besser. Als günstig erweist sich die Anwendung der 20 ps-Impulse auch im Hinblick auf die Relaxation des Kerr-Effektes der Modulationsmethode und auf den einfacheren Nachweis der Impulsverkürzung durch Kompression. Ein bemerkenswerter Vorteil liegt in der Benutzung von Einzelimpulsen an Stelle des gesamten Pulszuges. Den experimentellen Untersuchungen steht ein definiertes Signal mit bestimmter Dauer, Intensität und räumlicher Bündelverteilung zur Verfügung.

Die von der Laseraufstellung erzeugten Impulse werden elektronisch mit einer schnellen Photozelle und einem Oszilloskop (Tektronix Type 519) registriert. Da die Anstiegszeit dieses Meßsystems etwa 0,5 nsec beträgt, wird über den zeitlichen Verlauf der Laserpulse integriert. Die Oszilloskopssignale sind also proportional zur Pulsennergie. Die Energieskala wurde mit Hilfe eines Kalimeters geeicht.

4.2. Die Modulationsanordnung

Zur Frequenzmodulation wird als nichtlineares Medium Schwefelkohlenstoff benutzt. Die Modulationsanordnung besteht aus einer Reihe 2 cm langer Küvetten (6–9 Stück). Das besondere Augenmerk gilt den am Ende von Abschnitt 2 erwähnten störenden Bündeleffekten. Ihr Auftreten ist weitgehend auszuschalten, nicht nur im Hinblick auf die Bündelgeometrie, sondern auch wegen der Begünstigung von weiteren nichtlinearen Effekten, wie z. B. von stimulierten Streuprozessen^{36, 45}.

⁴² A. J. DEMARIA, W. H. GLENN JR., M. J. BRIENZA u. M. E. MACK, Proc. IEEE 57, 2 [1969] und weitere dort zitierte Literatur.

⁴³ M. HERCHER, Appl. Phys. Letters 7, 39 [1965].

⁴⁴ D. VON DER LINDE, O. BERNECKER u. A. LAUBEREAU, Optics Comm., im Druck.

⁴⁵ M. MAIER, W. KAISER u. J. A. GIORDMAINE, Phys. Rev. 177, 580 [1969].

Die verlangte Frequenzmodulation erfordert hohe Intensität. Da man den Bündeldurchmesser groß wählen muß (einige mm), um Selbstfokussierung zu vermeiden, braucht man hohe Signalleistung. Deshalb ist eine zusätzliche Verstärkung der Laserpulse notwendig. Wegen der Abhängigkeit der Selbstfokussierungslänge von der Polarisation des Laserbündels^{23, 46} stellt ein $\lambda/4$ -Plättchen im Strahlengang vor den Modulationsküvetten zirkulare Polarisation her, die einen geringeren Einfluß des nichtlinearen Brechungsindex auf die Bündelgeometrie erwarten läßt. Eine etwaige Bündelverengung darf außer Betracht bleiben, wie Nahfeldaufnahmen des Laserbündels zeigen.

4.3. Die Kompressionsanordnung

Wie in Abb. 9 schematisch dargestellt wird, durchlaufen die optischen Impulse zur Kompression eine Laufzeitanordnung (vgl. Kap. 3.4). Es wird ein modifizierter Bausch & Lomb-Gitterspektrograph benutzt. Der Abstand Gitter-Prisma kann variiert werden. Bei einem Einfallswinkel von 58° und einem Git-

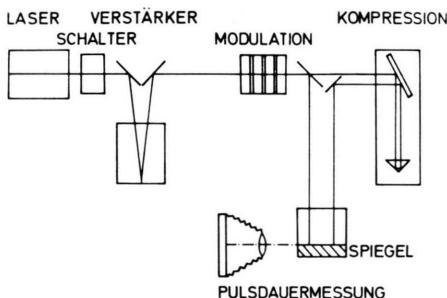


Abb. 9. Schema der Versuchsanordnung zur Frequenzmodulation und Pulskompression.

ter mit 300 Strichen/mm wird das Bündel in 1. Ordnung unter 90° umgelenkt. Die doppelte Beugung am optischen Gitter im Kompressionsapparat verursacht Verluste, da in nicht erwünschte Interferenzordnungen Intensität gebeugt wird. Die benutzte Anordnung weist einen Transmissionsgrad von etwa 30% auf.

4.4. Messung der Impulsdauer

Ultrakurze Impulsdauern lassen sich bestimmen durch Messung der Autokorrelationsfunktion 2. Ordnung unter Anwendung von Effekten der nichtlinearen Optik^{47, 48}. Benutzt wird die Methode der „Zweiquantenfluoreszenz“⁴⁹.

⁴⁶ C. C. WANG, Phys. Rev. **152**, 149 [1966].

⁴⁷ M. MAIER, W. KAISER u. J. A. GIORDMAINE, Phys. Rev. Letters **17**, 1275 [1966].

⁴⁸ J. A. ARMSTRONG, Appl. Phys. Letters **10**, 16 [1965]. — [1968].

⁴⁹ J. A. GIORDMAINE, P. M. RENTZEPIS, S. L. SHAPIRO u. K. W. WECHT, Appl. Phys. Letters **11**, 216 [1967].

⁵⁰ W. KAISER u. C. G. B. GARRETT, Phys. Rev. Letters **7**, 229 [1961].

⁵¹ A. A. GRÜTTER, H. P. WEBER u. R. DÄNLIKER, Phys. Rev. **185**, 629 [1969]. — J. R. KLAUDER, M. A. DUGUAY, J. A.

Die Methode basiert auf der erstmals von KAISER und GARRETT⁵⁰ beobachteten Zwei-Quantenabsorption zur Anregung von Fluoreszenzstrahlung. Bezüglich Einzelheiten sei auf die Literatur verwiesen^{51–54}.

Das Schema der benutzten Anordnung geht aus Abbildung 9 hervor. Das Lichtbündel durchläuft eine Küvette, die mit einer Lösung von Rhodamin 6 G gefüllt ist und wird an einem Spiegel ($R=100\%$) in sich selbst zurückgeworfen. Vor dem Spiegel überlagern sich ankommende und reflektierte Impulsteile. Die erhöhte Intensität bedingt entsprechend dem nichtlinearen Anregungsmechanismus eine vergrößerte Fluoreszenzausbeute als in größerer Entfernung des Spiegels, wo diese Intensitätserhöhung nicht mehr auftritt. Die Ausdehnung des intensiveren Bereiches der Fluoreszenzspur ist ein Maß für die Impulslänge bzw. -dauer. Das Verhältnis der Fluoreszenzintensitäten an der Spiegeloberfläche und in großem Abstand zum Spiegel ist das Kontrastverhältnis, das vom Grad der Phasenkopplung des Lichtimpulses abhängt⁵².

Die Fluoreszenzstrahlung wird unter 90° auf Kodak-film (Type 2485, 41 DIN) photographisch aufgenommen und densitometrisch ausgewertet. Aus der Halbwertsbreite der Densitometerkurven wird die Pulshalbwertsdauer τ ermittelt. Dabei wird zugrunde gelegt, daß die Halbwertsbreite der Korrelationsfunktion um einen Faktor 2 größer ist als die der Signalintensität, was für Lorentz-Impulse exakt zutrifft⁵⁵.

Ein Teil des modulierten Signales wird hinter der Modulationsanordnung ausgekoppelt, so daß gleichzeitig mit dem komprimierten Impuls der ursprüngliche Impuls untersucht werden kann. Der Vergleich der beiden Fluoreszenzspuren erlaubt den sicheren Nachweis der Impulsverkürzung durch Kompression.

5. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

5.1. Die Leistung der Einzelimpulse

Für quantitative Aussagen über die Phasenmodulation durch den nichtlinearen Brechungsindex nach den Gl. (7) bis (9) stellt die Intensitätsamplitude der Impulse eine wichtige Meßgröße dar. Setzt man das experimentell bestimmmbare Intensitätsprofil über den Bündelquerschnitt voraus (vgl. Kap. 4.1), so muß nur die Leistung im Signalmaximum bestimmt werden.

GIORDMAINE u. S. L. SHAPIRO, Appl. Phys. Lett. **13**, 174 [1968].

⁵² R. J. HARRACH, Phys. Letters **28 A**, 393 [1968]; Appl. Phys. Letters **14**, 148 [1969]. — R. H. PICARD u. P. SCHWEITZER, Phys. Letters **29 A**, 415 [1969].

⁵³ S. L. SHAPIRO u. M. A. DUGUAY, Phys. Letters **28 A**, 698 [1969]. — D. J. BRADLEY, G. H. C. NEW u. W. J. CAUGHEY, Phys. Letters **30 A**, 78 [1969].

⁵⁴ D. VON DER LINDE, O. BERNECKER u. W. KAISER, Optics Comm., im Druck.

⁵⁵ H. P. WEBER, J. Appl. Phys. **39**, 6041 [1968].

Im Experiment geht man dazu aus von der Energiemessung mit Hilfe von geeichten Photozellen und der Messung der Halbwertsdauer nach der Methode der Zweiquantenfluoreszenz. Die Signalleistung folgt aus diesen Daten unter der Annahme einer bestimmten Signalform.

5.1.1. Diskussion der Energiemessung

Zunächst soll geprüft werden, ob der Einzelimpuls einen zeitlich ausgedehnten, aber intensitätsschwachen und damit schwer nachweisbaren Untergrund besitzt, der zu verfälschten Aussagen über die Pulsenergie führt.

Diese Frage hängt mit dem Grad der Phasenkopplung der im Laser angeregten longitudinalen Moden zusammen. Mit abnehmendem Grad der Modenkopplung verteilt sich ein zunehmender Bruchteil der Gesamtenergie auf einen fluktuierenden Untergrund, der im zeitlichen Mittel (gemittelt über Zeiten $\gg \delta\omega^{-1}$) konstant ist⁵². Ein etwaiger zeitlich konstanter Untergrund wurde direkt mit Hilfe der optischen Schalttechnik untersucht, die auch zur Erzeugung des Einzelimpulses dient. Es zeigt sich, daß der in den ungekoppelten Moden enthaltene Energiebetrag gegenüber dem eigentlichen Signal vernachlässigbar ist. Die elektronische Registrierung liefert jedoch keine Information darüber, wie die Energie innerhalb der Zeitauflösung von 0,5 ns verteilt ist.

5.1.2. Diskussion der Impulsform

Zunächst ist die Leistungsfähigkeit der Meßmethode der Zweiquantenfluoreszenz zu überprüfen. Es zeigt sich, daß einer Aussage über die Impulsform sowohl theoretische wie experimentelle Gründe entgegenstehen. Gemessen wird nicht der zeitliche Intensitätsverlauf, sondern die Autokorrelationsfunktion, die eine integrale Information liefert und keinen eindeutigen Rückschluß auf die Signalform zuläßt. Darüber hinaus reicht die Meßgenauigkeit nicht aus, um die Korrelationsfunktion so genau zu bestimmen, daß ein Vergleich mit unterschiedlichen Pulsformen sinnvoll erscheint.

Einen wichtigen Hinweis liefert die Bandbreite der Einzelimpulse. Die Werte für die Pulsdauer und die Frequenzbreite zeigen, daß die erzeugten Signale bandbreitebegrenzt sind. Daher können die Impulse beispielsweise keine rasch oszillierende Unterstruktur aufweisen. Zusätzliche Aussagen gestattet die weiter unten diskutierte Frequenzmodulation durch den nichtlinearen Brechungsindex.

5.2. Messung der Frequenzmodulation

Zur Messung der spektralen Intensitätsverteilung wird in der Meßanordnung gemäß Abb. 9 die Kompressionsanordnung durch einen Gitterspektrographen ersetzt. Die Spektren werden auf hypersensibilisierten Photoplatten (Kodak Type 1 Z) registriert und densitometrisch ausgewertet. Ein Beispiel für die gemessene spektrale Leistungsverteilung zeigt Abb. 10.

Zur Festlegung der Halbwertsintensität wurde das Spektrum des jeweiligen Einzelimpulses gleichzeitig doppelt aufgenommen mit einer um einen Faktor 2 unterschiedlichen Belichtung. Die in dem Beispiel der Abb. 10 gemessene Halbwertsbreite von 5 cm^{-1} stellt im Vergleich zu der Frequenzbreite des Laserimpulses eine Verbreiterung um mehr als eine Größenordnung dar.

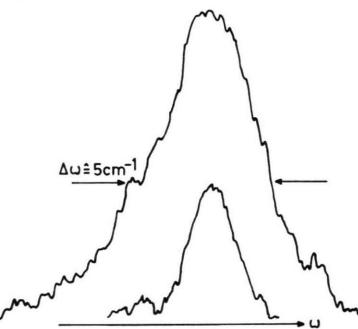


Abb. 10. Beispiel für das gemessene Spektrum des passiv modulierten Einzelimpulses (Densitometerkurve).

Die Frequenzbreite des modulierten Signales hängt nach den Gl. (8) und (15) linear von der maximalen Intensität des Signals ab. Ein solcher Zusammenhang konnte experimentell bestätigt werden, wie Abb. 11 darstellt. Aufgetragen sind auf

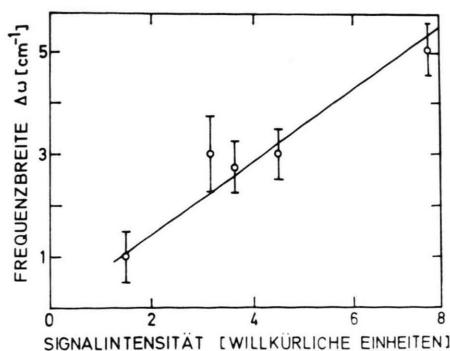


Abb. 11. Die Frequenzbreite des modulierten Einzelimpulses als Funktion der Signalintensität. Der eingezeichnete lineare Verlauf entspricht der Theorie. Die Skaleneinheit auf der Abszisse entspricht ungefähr $1,3 \text{ GWatt/cm}^2$.

der Abszisse Werte für die Signalintensität (in willkürlichen Einheiten) aus Messungen der Signalenergie. Beide Größen sind für konstante Impulsform und Bündelprofil zueinander proportional.

5.3. Diskussion der Frequenzmodulation

5.3.1. Symmetrie der benutzten Einzelimpulse

Das in Abb. 10 dargestellte modulierte Spektrum besitzt eine leichte Asymmetrie der Energieverteilung zur Stokesschen Seite des Spektrums hin. Diese Verschiebung läßt sich verstehen durch den Einfluß der Relaxation des Kerr-Effektes. Die Relaxationszeit $\tau_K = 2 \text{ ps}$ ergibt ein Verhältnis zur Impulsdauer $\tau_K/\tau \approx 0,1$, das auch bei den in den Abb. 4 a – c (Abschn. 2.3) dargestellten berechneten Spektren gewählt wurde. Darüber hinaus darf man annehmen, daß die für die Rechnung angesetzte Symmetrie der Pulse auch im Experiment vorliegt. Im Abschnitt 2.3 wurde bereits ausgeführt, daß die Symmetrieeigenschaften des Pulses und des modulierten Spektrums zusammenhängen. Diese Information über die Pulsform ist von Bedeutung, da sie durch Messen der Autokorrelationsfunktion nicht erhalten wird. Eine weitergehende Aussage über die experimentelle Impuliform legt der Vergleich von gemessenen und theoretischen Werten im folgenden Abschnitt nahe.

5.3.2. Quantitativer Vergleich der experimentellen Frequenzbreite mit der Theorie

Die aus Gl. (15) des Kap. 2.3 zu berechnenden Frequenzbreiten sollen mit dem Beispiel der Abb. 10 verglichen werden. Dabei gehen ein die Kerr-Konstante (vgl. Tab. 1), die gemessene Signalenergie von 20 mJ, der Bündeldurchmesser $a = 2,4 \text{ mm}$ (der noch durch ein Fernrohr um den Faktor 3,0 aufgeweitet wird), die Weglänge im nichtlinearen Medium $z = 18 \text{ cm}$, sowie schließlich der Zahlenfaktor p , der von der Pulsform abhängt.

Pulsform	rel. Energie $\epsilon/\epsilon_{\text{Gauß}}$	p ($\Delta\omega$)	q (R)	$s \cdot 10^2$ (l)
Gauß-Funktion	1	1,0	0,64	4,0
hyperb. Sekans	1,1	0,45	1,3	1,6
Lorentz-Funktion	1,5	0,15	4,0	0,5

Tab. 3. Werte der numerischen Parameter für verschiedene Pulsformen bei gleicher Maximalamplitude.

Um den Einfluß der jeweils angenommenen Signalform auf die Meßgrößen zu demonstrieren, sind in Tab. 3 einige numerische Zahlenfaktoren einander gegenübergestellt. Die Werte ermöglichen den Vergleich von Pulsen mit gleicher Maximalintensität und Halbwertsdauer bei unterschiedlichem zeitlichen Verlauf.

In der 1. Spalte sind relative Werte für die Pulsenergie aufgeführt. Die in der 2. Spalt angegebenen Werte für den Parameter p gehen bei der Berechnung der Frequenzbreite $\Delta\omega$ ein. Man erkennt, daß der nichtlineare Modulationsmechanismus eine bemerkenswerte Abhängigkeit von der Pulsform zeigt. Die weiterhin aufgeführten Kompressionsparameter q und s , die gleichfalls vom Signalprofil abhängen, sind der Vollständigkeit halber angegeben und werden weiter unten diskutiert.

Bei der Berechnung der Frequenzbreite aus experimentellen Daten geht man von der gemessenen Halbwertsdauer und der Energie des Impulses aus. Die Tab. 3 läßt erkennen, daß die Wahl der Pulsform dabei in Gl. (15) in zweifacher Weise eingeht; zum einen bei der Berechnung der maximalen Intensität für die nichtlineare Änderung des Brechungsindex [Gl. (8)]; zum anderen bestimmt die Impuliform den numerischen Faktor p für die Frequenzbreite.

Dieser Befund läßt sich anschaulich verstehen: flachere Signalflanken erzeugen eine kleinere Frequenzbreite sowohl durch die niedrigere Maximalintensität wie durch den größeren Energiebetrag, der in den nur schwach modulierten Pulsflanken steckt.

Die berechneten Werte sind in Tab. 4 den Meßdaten gegenübergestellt. Während sich für den Gauß-Impuls große Abweichungen ergeben, findet man für einen Sekans- bzw. Lorentz-Impuls eine wesentlich bessere Übereinstimmung der Frequenzbreiten. Offenbar werden die im Experiment benutzten Impulse durch diese Funktionen besser dargestellt. Die

	$\Delta\omega$ (cm^{-1})	l cm	R
Gauß-Funktion	30	340	12
hyperb. Sekans	12	130	25
Lorentz-Funktion	3	40	70
Experiment	5	80	5

Tab. 4. Vergleich der experimentellen und berechneten Werte für die Frequenzmodulation $\Delta\omega$, die Kompressionslänge l und den Kompressionsfaktor R.

in der Tabelle weiterhin aufgeführten Kompressionswerte, die diesen Befund unterstützen, werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

5.4. Kompression der ultrakurzen Lichtimpulse

5.4.1. Experimenteller Nachweis der Pulskompression

Zur Pulskompression passierten die Impulse die disperse Laufzeitanordnung. Durch gleichzeitige Aufnahme der Pulslänge eines jeden Einzelimpulses vor und hinter der Kompressionsanordnung erfolgt ein sicherer Nachweis der Impulsverkürzung.

Ein Beispiel für die nach der Methode der Zweiquantenfluoreszenz gemessenen Fluoreszenzspuren wird von den Densitometer-Kurven der Abb. 12 dargestellt. Die Pulskompression geht aus den un-

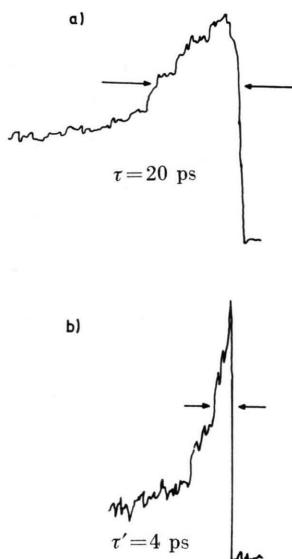


Abb. 12. Densitometerkurven der nach der Methode der Zweiquantenfluoreszenz aufgenommenen Fluoreszenzspuren. a) Der Eingangsimpuls vor der Kompression; b) derselbe Impuls nach durchgeföhrter Kompression. — Die Zahlenwerte geben die gemessene Halbwertsdauer an.

terschiedlichen Längen des intensivsten Teils der Schwärzungskurven deutlich hervor und konnte erstmals für die extern modulierten ultrakurzen Pulse gezeigt werden¹⁴. Der Nachweis der Kompression stellt darüber hinaus den experimentellen Beweis dar für die vorhergesagte Frequenzdrift (*chirp*) bei der Modulation durch den nichtlinearen Brechungsexponenten¹³.

Der Vergleich der Densitometerkurven für den Eingangsimpuls (Abb. 12 a) und für den kompri-

mierten Impuls (Abb. 12 b) liefert ein Kompressionsverhältnis von 5,0.

Die Kompressionsbedingung, die zur optimalen Impulsverkürzung eingestellt werden muß, wird experimentell durch Variation der Kompressionslänge (Abstand Gitter – Reflexionsprisma) aufgesucht. Die Abhängigkeit der Pulsverkürzung von der Kompressionsbedingung ist im Abschnitt 3 an Hand der Abb. 5 erläutert worden. Die dort angestellten Überlegungen werden qualitativ bestätigt. Eine zu große oder zu kleine eingestellte Kompressionslänge resultiert in einem geringeren Verkürzungsverhältnis.

Durch Nullversuche wird sichergestellt, daß die zur Kompression benutzte Frequenzdrift von der Modulationsanordnung herröhrt. Der Einfluß einer Frequenzdrift des Lasers wird dadurch ausgeschlossen (vgl. ^{9, 10}). Darüber hinaus schließt die geringe Bandbreite des unmodulierten Laserimpulses eine merkliche Frequenzdrift des noch nicht extern modulierten Signals aus. Ein Vergleich der Impulsdauern vor und hinter der Modulationsanordnung zeigt keinen Einfluß auf die Pulslänge.

Gleichzeitig mit der Impulsverkürzung durch Kompression wird eine Erhöhung der Ausbeute der Zweiquantenfluoreszenz im Maximum der Fluoreszenzspur an der Spiegeloberfläche festgestellt, was wegen des nichtlinearen Anregungsmechanismus der Fluoreszenz und der Intensitätserhöhung durch Kompression erwartet war.

5.4.2. Untersuchung der Kompressionsbedingung

Durch die Kompressionsbedingung wird ein Zusammenhang hergestellt zwischen der Laufzeitdispersion der Kompressionsanordnung und der Frequenzmodulation des Eingangsimpulses.

Die im Experiment variierte Größe ist die Kompressionslänge l . Gl. (26) für die Laufzeitdispersion liefert zusammen mit Gl. (15) für die Frequenzbreite und den Ergebnissen des Abschnittes 3.2 für die Kompressionslänge

$$l = s \frac{\omega_0}{4\omega} \tau c \left(\frac{2\pi m c}{a_0 \cos \Theta_0' \omega_0} \right)^{-2} \quad (27)$$

mit einem numerischen Faktor s von der Größenordnung 10^{-2} , der in Tab. 3 angegeben wird und von der Pulsform abhängt.

Im Kapitel 5.2 wird gezeigt, daß die Frequenzbreite proportional zur Signalintensität verläuft. Man kann daher Gl. (27) vereinfacht darstellen durch

die Proportionalität:

$$(\text{Kompressionslänge})^{-1} \approx \text{Signalintensität} \cdot (\bar{\tau}/\tau)^3. \quad (28)$$

Die Proportionalitätskonstante ist dabei eine apparative Konstante, die von der Pulsform abhängt. Die Signaldauer geht in der 3. Potenz ein ($\bar{\tau}$ mittlere Dauer der erzeugten Einzelimpulse).

Der Zusammenhang (28) wird experimentell bestätigt, wie Abb. 13 erkennen lässt. Da Schwankungen in der Pulsdauer stark eingehen, sind die Intensitätswerte der Abszisse mit dem Faktor $(\bar{\tau}/\tau)^3$ korrigiert. Auf der Ordinate ist die reziproke Kompressionslänge aufgetragen. Die angegebenen Fehler schranken sind durch die Reproduzierbarkeit der Pulserzeugung bedingt.

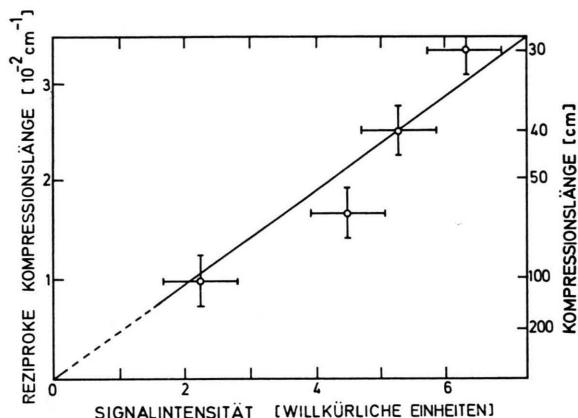


Abb. 13. Experimentelle Überprüfung der Kompressionsbedingung. Die zur Kompression erforderliche reziproke Kompressionslänge ist aufgetragen als Funktion der Signalintensität. Der lineare Zusammenhang entspricht der Theorie. Die Skaleneinheit auf der Abszisse entspricht ungefähr 3 GWatt/cm^2 .

5.5. Quantitativer Vergleich der Pulskompression mit der Theorie

Für einen bestimmten komprimierten Impuls sollen die experimentellen Daten mit den numerischen Gln. (23) und (27) verglichen werden. Dabei geht die angenommene Pulsform ein, wie die in Tab. 3 zusammengestellten numerischen Parameter demonstrieren. Für die Frequenzbreite des Impulses wurde der Wert $\Delta\omega_{\text{exp}} \triangleq 5 \text{ cm}^{-1}$ ermittelt.

Die aus der experimentellen Frequenzbreite berechneten Werte für die Kompressionslänge l und den Kompressionsfaktor R sind in Tab. 4 den ex-

perimentellen Daten gegenübergestellt. Ähnlich wie im Fall der bereits diskutierten Frequenzmodulation beobachtet man für den Gauß-Impuls die größte Abweichung vom gemessenen Wert der Kompressionslänge, während der hyperbolische Sekans und die Lorentz-Kurve wesentlich bessere Übereinstimmung liefern. Ebenso wie bei der Frequenzmodulation liegt es nahe anzunehmen, daß diese Pulsformen die erzeugten Einzelimpulse besser annähern. Diese Aussage stützt sich auf den Vergleich der drei unabhängigen Meßgrößen Pulsennergie, Frequenzbreite und Kompressionslänge, den die Theorie gestattet.

In Tab. 4 sind weiterhin Werte für das Kompressionsverhältnis dem experimentellen Verkürzungsfaktor von 5,0 gegenübergestellt. Die berechneten Werte liegen durchwegs höher. Die Abweichung ist auf eine Reihe von Faktoren zurückzuführen und läßt sich mit Hilfe der Kompressionsbedingung wie folgt verstehen.

Zur optimalen Kompression müssen die experimentellen Parameter hinreichend genau aufeinander eingestellt sein. Dieser Forderung steht die experimentell realisierbare Reproduzierbarkeit der Impulse entgegen.

Die Einzelimpulse werden mit einem phasengekoppelten Laser erzeugt, der die nichtlineare Absorption des passiven Schalters zur Phasenkopplung benutzt. Die geschalteten Impulse werden verstärkt. Die Frequenzmodulation erfolgt durch einen nichtlinearen Mechanismus und hängt von der Signalintensität und dem zeitlichen Signalverlauf ab. Diese Auseinanderfolge nichtlinearer Prozesse wirkt sich auf die Reproduzierbarkeit ungünstig aus.

Zu einer Verringerung des experimentellen Kompressionsfaktors im Vergleich zur Theorie führt weiterhin die Intensitätsverteilung im Lichtbündel, so daß die Kompressionsbedingung nur jeweils für Bündelzonen, vorzugsweise im Bereich des Bündelmaximums, erfüllt werden kann.

Im Vergleich mit dem Ergebnis von DUGUAY und HANSEN⁸, die Pulse von 0,5 ns um einen Faktor von 1,8 verkürzen, wird hier ein günstigerer Kompressionsfaktor gemessen. TREACY^{9, 10} gibt für die von ihm untersuchten Laserimpulse kein Kompressionsverhältnis an. Durch eine verbesserte Reproduzierbarkeit der Pulserzeugung im phasengekoppelten Laser erscheinen größere Verkürzungsfaktoren möglich.

Die Verfasser danken Herrn Professor Dr. W. KAISER für die großzügige Förderung dieser Arbeit, sein dauerndes Interesse und die wertvollen Ratschläge in ungezählten Diskussionen.

Anhang A

Zur Berechnung der Phasenfunktion φ nimmt man langsam veränderliche Feldamplituden an und erhält aus den Gln. (1), (3) bis (5):

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_0}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_{0j} = \Gamma_{ik} E_{0k} + \frac{2i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} (\Gamma_{jk} E_{0k}). \quad (\text{A } 1)$$

Dabei wird gesetzt $\Gamma_{jk} = -2\pi\omega_0\chi_{ij}/(n_0 c)$. Für zeitunabhängige Feldamplituden reduziert sich (A 1) auf die von CHIAO und GODINE²⁶ angegebene Differentialgleichung.

Der 2. Ausdruck auf der rechten Seite von (A 1), dessen Betrag um einen Faktor der Größenordnung $\omega_0\tau$ kleiner ist als der erste Term, beschreibt den Einfluß des nichtlinearen Brechungsindex auf die Impulsform und wird in Ref.¹⁶ diskutiert. Für nicht zu lange Laufwege im Medium darf der Effekt auf die Pulsform vernachlässigt werden¹³. Für die Frequenzmodulation muß dann gelten $\Delta\omega \ll \omega_0$.

Wegen der Drehung der Polarisationsellipse in der Kerr-Flüssigkeit geht man in ein Koordinatensystem (x', y', z) über, das um die z -Achse um den Winkel $-\varrho(z, t)$ gedreht ist. Mit Gl. (2) findet man als Komponente des Tensors Γ in dem gedrehten System:

$$\Gamma_{11}' = -\frac{2-\varepsilon^2}{2(1+\varepsilon^2)} \frac{\delta n}{n_0} k_0 \cdot f \left(z - \frac{c}{n_0} t \right), \quad (\text{A } 2)$$

$$\Gamma_{22}' = \frac{2\varepsilon^2-1}{2-\varepsilon^2} \Gamma_{11}'; \quad \Gamma_{21}' = \Gamma_{12}' = 0.$$

Dabei werden δn und f von den Gln. (8) und (9) angegeben. Aufspalten des elektrischen Feldes in Amplitude und Phase nach Gl. (6) führt zu den Diff.-Gln.

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{c}{n_0} \frac{\partial}{\partial t}\right) \varphi(z, t) = \frac{\delta n}{n_0} k_0 \cdot f \left(z - \frac{c}{n_0} t \right), \quad (\text{A } 3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_0}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) \varrho(z, t) = \frac{3\varepsilon}{1+\varepsilon^2} \frac{\delta n}{n_0} k_0 \cdot f \left(z - \frac{c}{n_0} t \right).$$

Die Integration mit den Randbedingungen $\varphi(0, t) = 0$; $\varrho(0, t) = 0$ liefert die Phasenfunktion φ nach Gl. (7) und den Drehwinkel der Polarisationsellipse

$$\varrho = \varphi \cdot 3\varepsilon / (1+\varepsilon^2).$$

Anhang B

Zur Berechnung der Eigenschaften des Kompressionsapparates betrachtet man zweckmäßig eine äquivalente Anordnung bestehend aus zwei identischen, parallelen Transmissionsgittern, die senkrecht zur z -Achse im Abstand d aufgestellt sind. Angenommen werden hinreichend große Gitter, so daß der Blendeneffekt durch die Gitterränder vernachlässigt werden darf.

Auf das 1. Gitter ($z=0$) fällt unter dem Winkel Θ eine ebene Welle. Die Beugung am Gitter erzeugt im Punkt P einer gedachten Bildebene $z \rightarrow \infty$ (das zweite Gitter sei zunächst nicht vorhanden) eine virtuelle Feldverteilung, die nach dem Kirchhoff-Huygenschen Prinzip gegeben ist durch⁴¹:

$$E_P(k \sin \Theta') = \frac{i}{\lambda} \frac{e^{ikr_1}}{r_1} \int_{z=0} dx g(x) e^{ikx \sin \Theta} e^{ikx \sin \Theta'}. \quad (\text{B } 1)$$

x ist die Ortskoordinate der Gitteroberfläche in der Einfallsebene; $g(x)$ beschreibt die Eigenschaften der beiden optischen Gitter und gibt in (B 1) an, wie die Phasenverteilung der einlaufenden ebenen Welle geändert wird; r_1 gibt die Entfernung zum Bildpunkt P an; Θ' ist der Streuwinkel.

Die vom 1. Gitter erzeugte Richtungsdispersion wird durch die Beugung am zweiten Gitter wieder rückgängig gemacht. Der Zusammenhang zwischen der Feldverteilung in der gedachten Bildebene und der Phasenverteilung ψ in der Ebene $z=d$ des 2. Gitters lautet analog:

$$E_P(k \sin \Theta') = \frac{i}{\lambda} \frac{e^{ikr_2}}{r_2} \int_{z=d} dx g(x) e^{i\tilde{\psi}(x)} e^{ikx \sin \Theta'}. \quad (\text{B } 2)$$

Dabei gilt für den optischen Weg: $r_2 = r_1 - d \cos \Theta'$. Geht man davon aus, daß die Lösung von den speziellen Eigenschaften der Gitter unabhängig sein soll, so findet man:

$$e^{i\tilde{\psi}(x)} = e^{ikd \cos \Theta'} e^{ikx \sin \Theta}. \quad (\text{B } 3)$$

Um den Winkel ψ zu ermitteln, um den sich die Phase auf dem Weg zwischen den Gittern weiterdreht, vergleicht man die Phasenverteilung in den Ebenen $z=0$ und $z=d$ und erhält mit $d = l \cos \Theta'_0$ die Gl. (25).