

01/132

Panarin, A.M., Obuchovskij, V.V., Striževskij, V.L.

STIMULIERTE RAMAN-STREUUNG AN POLARITONEN IM KONFOKALEN  
RESONATOR FÜR DIE STOKESSCHE FREQUENZ

Übersetzung aus:

Ukrainskij fizičeskij žurnal. Kiev, 19 (1974), Nr 9,  
S. 1549 - 1555.

УДК 535.375.3+621.373:535

Russ.: ВИНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ  
НА ПОЛЯРИТОНАХ В КОНФОКАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ  
ПО СТОКСОВОЙ ЧАСТОТЕ

Vynuždennoe kombinacionnoe rassejanie na poljari-  
tonach v konfokal'nom rezonatore po stoksovoj  
častote

Summary

The theory of stationary stimulated Raman scattering (SRS) by polaritons in a con- focal resonator at the Stokes frequency is reported in assumption that the pump and pola- riton waves are travelling. The condition of strong absorption in polariton region is rea- lized. The main attention is paid to pumping threshold calculation and the real formula for the threshold is found. Neglecting diffraction divergence of the pumping wave, the energy flow of the Stokes wave from the resonator and the law of decrease in the pump energy flow in a non-linear crystal are determined. With a two- or three-fold excess of the thresh- old the pump energy is shown practically to transform completely into the Stokes energy. The quantitative comparison with the case of a plane resonator shows a much lower thresh- old in the confocal resonator, which is its main advantage.

In den letzten Jahren wurde das Problem der stimulierten Raman-Streuung (SRS) von Licht an Polaritonen in piezoelek- trischen Kristallen intensiv untersucht [1, 2]. Das Interesse an diesem Problem rührt insbesondere davon her, daß die Ver- wendung dieses Effekts günstige Zukunftsaussichten für die Herstellung parametrischer Polaritonenoszillatoren eröffnet,

also als Quellen eines ausreichend starken, kohärenten Infrarotbereiches, der nach der Strahlungsfrequenz der mittleren und entfernteren Bereiche durchstimmbare ist, sowie für das Stokes-Licht, das in der Nähe der Pumpfrequenz durchstimmbare ist. Natürlich hat in diesem Zusammenhang die SRS an Polaritonen im optischen Resonator besonders wichtige Bedeutung.

Im Infrarotbereich findet in einem breiten Frequenzintervall polarer (infrarot aktiver) mechanischer Phononen gewöhnlich eine sehr starke Absorption statt, sodaß der entsprechende Verstärkungsfaktor  $g$  wesentlich kleiner ist als der Energieabsorptionsfaktor  $\alpha_p$  bei Polaritonenfrequenz  $\omega_p$ . Infolgedessen folgt die Polaritonenwelle im wesentlichen nach der Stokesschen Welle und der Pumpwelle, da ein nach Polaritonenfrequenz arbeitender Resonator faktisch nicht benötigt wird. Ebenfalls nicht obligatorisch ist die Anwendung eines Resonators auf der Pumpfrequenz  $\omega_p$ ; die Pumpwelle kann als fortschreitende benutzt werden. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt insbesondere darin, daß eine fast völlige Umwandlung des Energieflusses der Pumpwelle in den Energiefluß der Stokesschen Welle erzielt werden kann (auch wenn dieses Verfahren selbstverständlich auch einige Nachteile hat). Deshalb untersuchen wir hier den Fall einer fortschreitenden Pumpwelle, wobei wir voraussetzen, daß der Resonator nur für die Stokessche Welle benutzt wird.

Die SRS-Aufgabe an Polaritonen im optischen Resonator nach der Stokesschen Frequenz mit der fortschreitenden Pumpwelle im Falle eines plan-parallelen Resonators wurde in [3, 12] gelöst. Der Zweck der vorliegenden Arbeit besteht in der theoretischen Untersuchung der SRS an Polaritonen in einem konfokalen [4] Resonator für die Stokessche Frequenz. Ein solcher Resonator hat eine Reihe von Vorzügen, verglichen mit einem plan-parallelen: ein weitaus kleinerer Justierbereich, wesentliche Minderung der Beugungsverluste und, was besonders wichtig ist, eine wesentliche Herabsetzung des Schwellwertes.

Als prinzipiell neue Besonderheit der SRS-Aufgabe in einem konfokalen Resonator erweist sich die Notwendigkeit,

die Querstruktur des Feldes zu berücksichtigen. Das ist dadurch bedingt, daß der tatsächliche Radius des Querschnitts der Stokesschen Mode  $\omega_s$  gewöhnliche vergleichbar oder wesentlich kleiner ist als der tatsächliche Radius des Pumpstrahls  $\omega_p$ .

Die Aufgabe über die Erzeugung in einem konfokalen Resonator wurde schon früher in den Arbeiten [5, 6] nach der Theorie des parametrischen Oszillators untersucht, der Fall einer fortschreitenden Pumpwelle wurde jedoch nicht untersucht. Außerdem (und das ist die Hauptsache) treten im Falle von parametrischer Polaritonenerzeugung, die hier untersucht wird, prinzipiell neue Besonderheiten auf, die durch die starke Absorption bei der Frequenz  $\omega_p$  bedingt sind. In den bereits erwähnten Arbeiten [5, 6] wurde angenommen, daß der nichtlineare Kristall schwach bei den Frequenzen aller miteinander in Wechselwirkung stehender Wellen absorbiert.

Unten werden die Größen, die sich auf die Pumpwelle, die Stokessche Welle und die Polaritonenwelle beziehen, durch die Indizes  $l, s$  und  $p$  gekennzeichnet. Es werden im Einzelnen folgende Bezeichnungen verwendet:  $\omega$  — Frequenz ( $\omega_{l,s} \gg \omega_p$ ),  $k$  — reelle Teile der Wellenvektoren im nichtangeregten Medium,  $n$  — Brechungsindex,  $\epsilon$  — Dielektrizitätskonstanten,  $e$  — reelle Einheitsvektoren der Polarisation. Für das Medium gilt: schwach bei den Frequenzen  $\omega_{l,s}$  absorbierend, nichtmagnetisch und schwach anisotrop.

Zur Vermeidung von unwesentlichen Komplikationen wird vorausgesetzt, daß der Raum im Resonator mit einer Immersionsflüssigkeit gefüllt ist, in der sich ein nichtlinearer Kristall befindet, wobei die Brechungszahlen der Flüssigkeit und des Kristalls bei den Frequenzen  $\omega_{l,s}$  ausreichend nahe beieinander liegen, sodaß die Wellenreflexion an der Kristallfläche vernachlässigt werden kann (die Verwendung einer Immersionsflüssigkeit kann auch zur Kühlung des Bestrahlungskristalls beitragen). Die Frequenzdurchstimmung des Stokes-Lichtes kann durch Veränderung des Winkels  $\Theta$  zwischen dem Vektor  $k_l$  und der Resonator-Achse (z-Achse) oder durch Drehung des Kristalls erreicht werden,

wenn letzterer anisotrop ist (bei SRS an Polaritonen ist der Arbeitsbereich der Winkel  $\Theta$  gewöhnlich nicht größer als einige Grad, deshalb nehmen wir bei der Intensitätsberechnung unten  $\cos \Theta \approx 1$  an).

Uns interessiert letzten Endes die stationäre Erzeugung, deshalb ist es nicht erforderlich, die Fluktuationsquellen [7, 8], die in dem streuenden Kristall verteilt sind, mit in die Untersuchung einzubeziehen. Es wird angenommen, daß effektiv nur eine longitudinale Stokessche Mode in der Nähe des Zentrums der Streuungslinie angeregt wird und daß die stimulierte Streuung an Phononen mit einem Streuwinkel von nahezu  $180^\circ$  nicht stattfindet (aufgrund des geringen  $g$ -Wertes entsteht diese Linie nicht). Außerdem nehmen wir an, daß nur Wellen mit festgelegten Polarisierungen angeregt werden.

Das Pumpfeld sei linear polarisiert und quasimonochromatisch. Wir stellen es (innerhalb des nichtlinearen Kristalls) in der Gestalt

$$E_l(r, t) = e_l A_l(r, t) e^{i(k_l r - \omega_l t)} + \text{K. c.}, \quad k_l^z > 0,$$

dar, mit  $A_l(r, t)$  — sich kontinuierlich verändernde skalare Amplitude. Das Stokessche Feld suchen wir in der Gestalt

$$E_s(r, t) = e_s M_s(r) A_s(t) e^{-i\omega_s t} + \text{K. c.}$$

Die Funktion  $M_s(r)$ , welche die räumliche Konfiguration des Stokesschen Feldes beschreibt, wurde in [4] gefunden:

$$M_s(r) = M_s^0(r) \sin \alpha, \quad \alpha = k_s z + \beta,$$

$$\beta = \frac{k_s L}{2} + \frac{k_s}{L} \frac{r_\perp^2 \xi}{1 + \xi^2} - \frac{\pi}{2} + \arctg \frac{1 - \xi}{1 + \xi}, \quad r_\perp^2 = x^2 + y^2, \quad \xi = \frac{2z}{L},$$

$$M_s^0(r) = C \left( \frac{2}{1 + \xi^2} \right)^{1/2} \exp \left( - \frac{k_s}{L} \frac{r_\perp^2}{1 + \xi^2} \right).$$

Hier ist  $L$  — Krümmungsradius der sphärischen Spiegel. Man nimmt an, daß der Koordinatenanfang im geometrischen Zentrum des Resonators liegt und mit dem Plattenzentrum aus dem nichtlinearen Kristall übereinstimmt. Die Normierungskonstante  $C$  wird durch die Bedingung  $\int_V M_s^2(r) dV = 1$  ( $V$  — Resonatorvolumen)

bestimmt. Wir vernachlässigen die Summanden, die proportional sind zum Integral der Form

$$\int_V [M_s^0(r)]^2 \cos 2\alpha dV,$$

was zulässig ist, da  $(M_s^0)^2$  sich nur bei größeren Abständen, verglichen mit  $k_s^{-1}$ , wesentlich verändert, und finden  $C = (\omega_s \sqrt{\pi L})^{-1}$ , mit  $\omega_s = (L/k_s)^{1/2}$  — effektiver Radius der Stokeschen Mode in der Ebene  $|z=0|$  (im Resonatorzentrum). (Aus ähnlichen Gründen werden wir desweiteren die Summanden vernachlässigen, die proportional sind zu den Integralen  $\int_V |A_l(r, t)|^2 \sin 2\alpha dV$  und  $\int_V |A_l(r, t)|^2 \cos 2\alpha dV$ .)

Bei unfokussiertem Pumpstrahl ist gewöhnlich  $\omega_s \ll \omega_l$ .

Das Polaritonenfeld stellen wir nach [8] in der Form

$$E_p(r, t) = e_p A_p(r, t) e^{i(Wr - \omega_p t)} + \text{K. c.}, \quad W = k_l - k_s, \quad \omega_p = \omega_l - \omega_s,$$

dar,  $k_s$  — Vektor parallel zur z-Achse, dessen Länge gleich  $k_s$  ist.

Zur Aufstellung der verkürzten Gleichungen, die die skalaren Amplituden  $A_{s,p,l}$  erfüllen, sind eindeutige Ausdrücke für die nichtlinearen Glieder der spezifischen Polarisierung des Mediums zu verwenden. Diese sind in der Arbeit [3] enthalten, und so schreiben wir sie hier nicht an. Wir berücksichtigen auch, daß die Bedingung der starken Absorption bei den Frequenzen  $\omega_p$  die Ableitungen aus der Amplitude  $A_p$  zu vernachlässigen gestattet (siehe [8]). Entsprechend [9] vernachlässigen wir schließlich die Diffraktionsdivergenz der Pumpwelle (sowohl der Eigenwelle als auch der induzierten, d.h. der durch die Wechselwirkung der Wellen bedingte), was äquivalent ist zur Vernachlässigung der Ableitungen aus  $A_l$  nach den Querkoordinaten  $x, y$ . Dabei wird die Abhängigkeit  $A_l$  von  $x, y$  rein parametrisch und ändert sich während des Ausbreitens der Pumpwelle innerhalb des Kristalls nicht.

Es muß betont werden, daß eine derartige Annahme (genauer gesagt, die Annahme von der Möglichkeit der Vernachlässigung der induzierten Beugungseffekte) tatsächlich keine völlige

Begründung erfahren hat. Unten gebrauchen wir diese Gleichung jedoch nicht für  $A_l$ , sondern für den nach dem Querschnitt des Pumpstrahls gemittelten Wert  $U_l = \iint_{-\infty}^{\infty} |A_l(r, t)|^2 dx dy$ , der anscheinend wenig empfindlich ist für die Querstruktur  $A_l(r, t)$ . Dieser Umstand rechtfertigt zu einem gewissen Grade die gemachte Annahme, obwohl sie keine strenge Aufgabenlösung ersetzen kann. Darüberhinaus besteht das Hauptinteresse im Aufsuchen der Bedingungen, die die Schwelle und den Energiefluß der im Resonator erzeugten und aus ihm heraustretenden Strahlung bestimmen. Wesentlich ist, daß diese Bedingungen, wie auch das Verhalten der Lösung nahe der Schwelle, nicht von der gemachten Annahme abhängen, wenn die wahre Diffraktionsdivergenz der Pumpstrahlung klein ist, da der besagte Bereich praktisch (und die Schwellwertbedingung genau) dem vorgegebenen Pumpfeld entspricht. Bei beträchtlichem Überschreiten des Schwellwertes können die unten erzielten Ergebnisse nur als näherungsweise halbquantitative angesehen werden.

Die Aufstellung der vereinfachten Gleichungen wird auf der Grundlage der Standartmethode, wie sie in [10] dargelegt ist, und unter Berücksichtigung der Besonderheit der Resonatoraufgabe, wie in [3] ergänzt wurde, durchgeführt, durch Mittelung nach dem Resonatorvolumen entsprechend der Gleichung, die die Stokes-Welle beschreibt. Wir schreiben im Einzelnen die Gleichung für  $A_p$  an:

$$(\mu^2 - \epsilon_p) A_p = 2\pi i \chi^* A_l A_s^* M_s^0 e^{-i\beta},$$

$$\mu^2 = \frac{W^2 c^2}{\omega_p^2}, \quad \chi = e_s^i e_l^j e_p^k \chi_{ijk}(\omega_l, -\omega_p), \quad (1)$$

$\chi_{ijk}(\omega_l, -\omega_p)$  — quadratische nichtlineare Polarisierbarkeit [10, 11]. Über sich wiederholende Tensorindizes wird summiert. Die Gleichung (1) ist algebraisch und läßt uns  $A_p$  eliminieren.

Was die Stokes-Welle und die Pumpwelle betrifft, so kann von den verkürzten Gleichungen für  $A_s$  und  $A_l$  leicht zu den Gleichungen für die Größen  $W_s = |A_s(t)|^2$  und  $U_l$  übergegangen werden, die man zweckmäßigerweise als dynamische Variablen

der Aufgabe benutzt. Wir nehmen weiter an, daß die Querverteilung des Pumpstrahls eine Gaussche Intensitätsverteilung besitzt (der praktisch wichtige Fall)

$$A_l(r', t) = A_l(z', t) \exp\left(-\frac{r'^2}{\omega_l^2}\right), \quad r'^2 = x'^2 + y'^2,$$

mit  $x', y', z'$  — Achsen des Kartesischen Koordinatensystems, das mit dem Pumpstrahl verbunden ist, wobei die  $z'$ -Achse parallel ist zu  $k_l$ ;  $\omega_l$  — Querradius des Pumpstrahls. Wir setzen ebenfalls von Anfang an voraus, daß der nichtlineare Kristall praktisch den ganzen Resonator ausfüllt.

Wir lassen die Zwischenrechnungen weg, deren Verlauf unter Berücksichtigung der Ergebnisse von [3] völlig klar ist, und schreiben unmittelbar die Gleichungen für die Größen  $W_s$  und  $U_l$  an:

$$\begin{aligned} \dot{W}_s &= QW_s, \quad Q = \frac{c}{2\pi n_s} \frac{\Psi}{L} \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{U_l dz}{\omega_s^2(1 + \xi^2) + \omega_l^2} - \tilde{\gamma}, \\ \frac{\partial U_l}{\partial z} + \frac{n_l}{c} \frac{\partial U_l}{\partial t} + \alpha_l U_l &= -\rho W_s U_l, \\ \Psi &= -\frac{8\pi\omega_s}{cn_s} \operatorname{Im} \left( \frac{2\pi\chi^2}{\mu^2 - \epsilon_p^*} + \gamma \right), \quad \gamma = e'_s e'_s e'_l e'_l e'_l e'_l \gamma_{ijklm}(\omega_s, \omega_l, -\omega_l), \end{aligned} \quad (2)$$

$\gamma_{ijklm}$  — kubische nichtlineare Polarisierbarkeit [11]. Weiter ist

$$\alpha_l = \frac{\epsilon''_l \omega_l}{cn_l}, \quad \rho = \frac{\omega_l n_s}{4\pi\omega_s n_l} \frac{\Psi}{L} \frac{1}{\omega_s^2(1 + \xi^2) + \omega_l^2},$$

$\alpha_l$  — Energieabsorptionsfaktor bei der Frequenz  $\omega_l$ . Schließlich berücksichtigt der Parameter  $\tilde{\gamma}$  die Volumen- und Oberflächenverluste (Entweichen aus dem Resonator) bei der Frequenz  $\omega_s$ . Dieser Parameter hängt mit der Resonatorgüte  $Q_0$  zusammen:  
 $\tilde{\gamma} = \omega_s / Q_0$ .

Der stationäre Zustand entspricht  $\frac{\partial U_l}{\partial t} = 0$  und  $\dot{W}_s = 0$ . Die letztere Bedingung entspricht bei  $W_s \neq 0$  (höher als die

Schwelle)  $Q=0$ . Wir integrieren die Gleichung (2) im Falle von  $\frac{\partial U_l}{\partial t} = 0$  bei der Grenzwertbedingung  $U_l|_{\xi=-1} = U_l^0$  (Energiefluß der Anregung ist am Resonatoreingang festgelegt) und erhalten

$$U_l = U_l^0 \exp \left\{ - \left[ \frac{\alpha_l L}{2} (1 + \xi) + a W_s \operatorname{arctg} \frac{\lambda (1 + \xi)}{\lambda^2 - \xi} \right] \right\},$$

$$a = \frac{\omega_l n_s \Psi}{8\pi \omega_s n_l \lambda \omega_s^2}, \quad \lambda = (1 + \delta^2)^{1/2}, \quad \delta = \frac{\omega_l}{\omega_s}. \quad (3)$$

Wir setzen (3) in die Formel  $Q=0$  ein und erhalten folgende transzendente Gleichung bezüglich  $W_s$ :

$$\frac{c \Psi U_l^0}{4\pi n_s \lambda \omega_s^2} \exp \left[ - \left( \frac{\alpha_l L}{2} + a W_s v \right) \right] \int_{-v}^{+v} \exp \left[ - \left( a W_s x + \frac{\alpha_l L \lambda}{2} \operatorname{tg} x \right) \right] dx = \tilde{\gamma}, \quad (4)$$

mit  $v = \operatorname{arctg} \lambda^{-1}$ . Gleichung (4) wird besonders einfach bei schwacher Absorption der Anregung ( $\alpha_l L \ll 1$ ):

$$U_l^0 \varphi [1 - \exp(-2avW_s)] = \Gamma W_s, \quad \Gamma = \frac{\tilde{\gamma}}{\omega_s}, \quad \varphi = \frac{2cn_l}{n_s^2 \omega_l}. \quad (5)$$

Wir gehen in (4) zum Limes  $W_s \rightarrow 0$  über und erhalten den Schwellwert  $U_l^0$ , den wir als  $\tilde{U}_l^0$  bezeichnen:

$$\tilde{U}_l^0 = \frac{4\pi \tilde{\gamma} n_s \lambda \omega_s^2 \exp \left( \frac{\alpha_l L}{2} \right)}{c \Psi \int_{-v}^{+v} \exp \left( - \frac{\alpha_l L \lambda}{2} \operatorname{tg} x \right) dx}.$$

Wir beschränken uns weiter auf die Erörterung des Falles  $\alpha_l L \ll 1$ . Dabei ist

$$\tilde{U}_l^0 = \frac{2\pi \lambda \Gamma L}{\Psi v}. \quad (6)$$

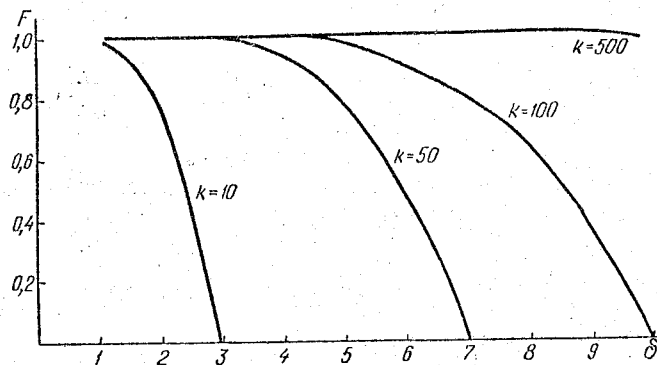
Von Interesse ist der Vergleich der Schwellwerte für den konfokalen und den plan-parallelen Resonator. Wir verwenden (6) und die Ergebnisse von (3) und finden



$$\eta = \frac{(\tilde{U}_l^0)_{\text{konf}}}{(\tilde{U}_l^0)_{\text{pl}}} = \frac{\tilde{\gamma}_{\text{konf}}}{\tilde{\gamma}_{\text{pl}}} \frac{\sigma_l}{\sigma_s^{\text{pl}}} f, \quad f = \frac{\lambda}{v\delta^2}, \quad \sigma_l = \pi\omega_l^2,$$

mit  $\sigma_s^{\text{pl}}$  — Wirkungsquerschnitt der Stokesschen Mode im planparallelen Resonator (angenommen, daß  $\sigma_s^{\text{pl}} \gg \sigma_l$ ). Gewöhnlich ist  $\tilde{\gamma}_{\text{konf}}/\tilde{\gamma}_{\text{pl}} \approx 10^{-1}$  [4],  $\sigma_l/\sigma_s^{\text{pl}} \approx 10^{-2}$  und  $f \approx 1$ , deshalb muß die Schwelle im konfokalen Resonator um zwei-drei Größenordnungen niedriger liegen als im planparallelen Resonator. Darin liegt der wichtige Vorteil des konfokalen Resonators. Physikalisch hängt er erstens mit einer Minderung der Beugungsverluste und zweitens mit einer Zunahme der Energiekonzentration der Stokesschen Strahlung und dadurch der Effektivität der Anregungsausnutzung zusammen. Die hier gewonnenen Formeln beschreiben quantitativ diese Gesetzmäßigkeiten.

Nicht weniger wichtig ist auch das Problem der erzeugten Leistung, zu deren Bestimmung Gleichung (5) gelöst werden muß; dies kann durch numerische Methoden gemacht werden. Die Abbildung zeigt die Abhängigkeit der Größe  $F = \Gamma W_s / U_l^0 \varphi$  von  $\delta$  bei verschiedenen Werten des Parameters  $K = \frac{U_l^0 \Psi}{2\pi l \Gamma L}$ , der mit der in (5) stehenden Größe durch  $2avW_s = KFv/\lambda$  verbunden ist. (Da bei  $\delta < 1$  die wahre Diffraktionsdivergenz der Pumpstrahlung, die wir oben vernachlässigt haben, wesentlich sein kann, ist



der Bereich  $\delta < 1$  von der Untersuchung ausgenommen.) Der Energiefluß aus dem Resonator  $W_s'$  bei der Frequenz  $\omega_s$  kann gefunden werden als  $W_s' = n_s^2 \tilde{\gamma}_{ob} W_s / 4\pi$ , wobei  $\tilde{\gamma}_{ob}$  den Oberflächenanteil der Verluste im Resonator bestimmt. Bei starkem Überschreiten der Schwelle (genauer gesagt, bei  $\exp(2avW_s) \gg 1$ ) ist

$$W_s' = \frac{\tilde{\gamma}_{ob}}{\tilde{\gamma}} \frac{\omega_s}{\omega_l} U_l^0, \quad U_l^0 = \frac{c}{2\pi} n_l U_l^0$$

$U_l^0$  — Energiefluß der Anregung längs der z-Achse am Resonatoreingang. Wenn  $\tilde{\gamma}_{ob} \approx \tilde{\gamma}$ , dann ist  $W_s' \approx U_l^0$ , da  $\omega_s$  nahe bei  $\omega_l$  liegt. Dies bedeutet, daß der Energiefluß der Anregung praktisch völlig in einen Stokesschen Energiefluß aus dem Resonator umgewandelt worden ist. Man kann sich, wie auch im Fall der planparallelen Spiegel [3], leicht davon überzeugen, daß dies schon bei zwei-dreifachem Überschreiten der Schwelle erreicht wird, was eine vorteilhafte Besonderheit des Systems mit fortschreitender Pumpwelle ist.

Diese erzielten Ergebnisse kann man ohne Schwierigkeiten für den Fall verallgemeinern, wenn die Kristalldicke  $l$  wesentlich geringer ist als der Radius der Resonatorspiegel  $L$ . Unter Auslassung der Zwischenrechnungen wollen wir sofort zeigen, wie sich in diesem Fall die Hauptformeln verändern, die wir oben aufgestellt haben. Formel (3) bleibt richtig, wenn man in ihr  $1 + \xi$  durch  $\xi + \xi_0$  und  $\lambda^2 - \xi$  durch  $\lambda^2 - \xi\xi_0$  ersetzt, mit  $\xi_0 = l/L$ . Weiter muß man in Formel (4)  $v = \arctg(\xi_0/L)$  einsetzen und im Index des Exponenten außerhalb des Integrals  $\alpha_l L/2$  durch  $\alpha_l L \xi_0/2$  ersetzen.

Wie man sich leicht davon überzeugen kann, nimmt dabei der Schwellwert zu, weshalb es unter sonst gleichen Bedingungen zweckmäßig ist, einen Resonator mit maximaler Füllung zu verwenden.

Eine geeignete Anwendung des konfokalen Resonators wäre zweifelsohne der Entwicklung in der Untersuchung der SRS mit Resonator an Polaritonen und der Herstellung von parametrischen Polaritonenoszillatoren förderlich.

L i t e r a t u r

1. Kurtz, S.K., Giordmaine, J.A.: Stimulated Raman Scattering by Polaritons.  
- Physical Review Letters. New York, 22 (1969), Nr 5, S. 192 - 195.
2. Gelbwachs, J., Pantell, R.H., Puthoff, H.E., Yarborough, J.M.: A Tunable Stimulated Raman Oscillator.  
- Applied Physics Letters. New York, 14 (1969), Nr 9, S. 258 - 262.
2. Yarborough, J.M., Sussmann, S.S., Purhoff, H.E., Pantell, R.H., Johnson, B.C.: Efficient, Tunable Optical Emission from  $\text{LiNbO}_3$ , without a Resonator.  
- Applied Physics Letters. New York, 15 (1969), Nr 3, S. 102 bis 105.
3. В. Л. Стрижевский, В. М. Клименко, Квантовая электроника, 3 (15), 79, 1973.  
Striževskij, V.L., Klimenko, V.M.:  
- Kvantovaja elektronika. Moskva, 3 (15) (1973), S. 79 ff.  
Engl. Übersetzung: Theory of Stimulated Raman Emission Accompanied by the Excitation of Polaritons in an Optical Resonator.  
- Soviet Journal of Quantum Electronics. New York, 3 (1973), Nr 3, S. 224 - 228.
4. Boyd, G.D., Gordon, J.P.: Confocal Multimode Resonator for Millimeter Through Optical Wavelength Masers.  
- The Bell System Technical Journal. New York, 40 (1961), Nr 2, S. 489 - 508.
5. Boyd, G.D., Ashkin, A.: Theory of Parametric Oscillator Threshold with Single-Mode Optical Masers and Observation of Amplification in  $\text{LiNbO}_3$ .  
- The Physical Review. New York, 146 (1966), Nr 1, S. 187 bis 198.
6. Boyd, G.D., Kleinmann, D.A.: Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams.  
- Journal of Applied Physics. Lancaster, Pa., 39 (1968), Nr 8, S. 3597 - 3639.
7. В. Л. Стрижевский, В. В. Обуховский, Г. Э. Понат, ЖЭТФ, 61, 537, 1971.  
Striževskij, V.L., Obuchovskij, V.V., Ponat, G.É.: Teorija vynuždenного kombinacionного rassejanija sveta na poljaritonach.  
- Žurnal eksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki. Moskva, 61 (1971), Nr 2, S. 537 - 550.  
Engl. Übersetzung: Theory of Stimulated Raman Scattering of Light by Polaritons.  
- Soviet Physics. JETP. Journal of Experimental and Theoretical Physics. New York, 34 (1972), Nr 2, S. 286 - 292.
8. В. Л. Стрижевский, ЖЭТФ, 62, 1446, 1972.  
Striževskij, V.L.: Teorija vynuždenного kombinacionного rasse-

janija na poljaritonach v kubičeskich i odnoosnych kristal-  
lach.

- Žurnal eksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki. Moskva,  
62 (1972), Nr 4, S. 1446 - 1460.

Engl. Übersetzung: Theory of Stimulated Raman Scattering by  
Polaritons in Cubic and Uniaxial Crystals.

- Soviet Physics. JETP. Journal of Experimental and Theore-  
tical Physics. New York, 35 (1972), Nr 4, S. 760 - 766.

9. Г. И. Фрейдман, сб. «Нелинейные процессы в оптике», Сибирское отделение АН  
СССР, Новосибирск, «Наука», 1970, стр. 186.

Frejzman, G.I.:

In Sammelband: "Nelinejnye processy v optike". Novosibirsk:  
Verlag "Nauka", Sibirskoe otdelenie AN SSSR, 1970, S. 186 ff.

10. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, Проблемы нелинейной оптики, М., Изд-во АН  
СССР, 1964.

Achmanov, S.A., Chochlov, R.V.: Problemy nelinejnoj optiki.  
Moskva: Verlag AN SSSR, 1964.

<Probleme der nichtlinearen Optik.>

11. Н. Бломберген, УФН, 92, 307, 1969.

Blombergen, N.: Vynuždennoe kombinacionnoe rassejanie sveta.  
- Uspechi fizičeskich nauk. Moskva, 97 (1969), Nr 2, S. 307  
bis 352.

Übersetzung ins Russische von I.M. Aref'ev des Artikels von  
Bloembergen, N.: The Stimulated Raman Effect.

- American Journal of Physics. Lancaster, Pa., 35 (1967), Nr 11,  
S. 989 - 1023.

12. В. В. Обуховский, В. Л. Стрижевский, Квантовая электроника, 1, № 4,  
1974.

Obuchovskij, V.V., Striževskij, V.L.:

- Kvantovaja elektronika. Moskva, 1 (1974), Nr 4, S. 1395 bis  
1406.

Engl. Übersetzung: Theory of Polariton Parametric Oscillator.

- Soviet Journal of Quantum Electronics. New York, 4 (1974),  
Nr 6, S. 770 - 776.

Staatliche T.G. Ševčenko-  
Universität, Kiev

Redaktionseingang 19.1.1973  
Vorlage einer gekürzten  
Fassung 14.1.1974

Stuttgart, den 10. Oktober 1976

Übersetzung von

*Ottmar Pertschi*  
(Ottmar Pertschi)  
Dipl.-Übersetzer

Übersetzungsstelle  
der Universitätsbibliothek Stuttgart