

Roman BUKOWSKI,

Barbara PUSTELNA,

Zygmunt KLESZCZEWSKI

ANALIZA TEORETYCZNA
AKUSTOOPTYCZNEGO WZMACNIANIA I GENERACJI ULTRADŹWIĘKÓW

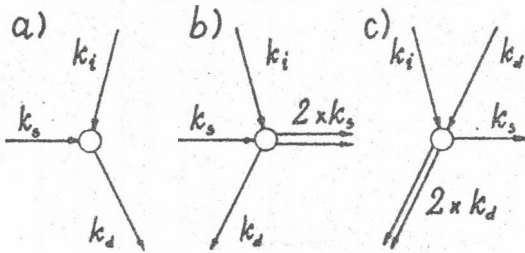
Streszczenie.

W pracy dokonano analizy teoretycznej metodami analitycznymi i numerycznymi nieliniowego oddziaływania światła laserowego o dużym natężeniu z objętościową falą akustyczną. Szczególną uwagę zwrócono na analizę numeryczną stacjonarnego oddziaływania stokesowskiego (kiedy to mamy do czynienia z akustooptycznym wzmacnianiem fali sprężystej) oraz "mieszania" dwóch wiązek świetlnych o przesuniętych częstotliwościach (akustooptyczna generacja ultradźwięków). Rozpatrzono przebieg tego oddziaływania w różnych warunkach. Przeanalizowano wpływ takich parametrów, jak częstotliwości oddziałujących fal, rozkłady amplitud i faz w oddziałujących wiązках falowych, odchylenie od dopasowania przestrzennego, itp. Wyniki przedstawiono w postaci poglądowych wykresów komputerowych.

1. WSTĘP

Zjawisko oddziaływania światła z falą akustyczną (czyli oddziaływanie akustooptyczne = OAO) jest znane już od ponad pół wieku. Najogólniej rzecz biorąc, jest ono uwarunkowane modulacją czasowo-przestrzenną tensora przenikalności dielektrycznej ośrodka przez propagującą się w nim falę akustyczną (zjawisko fotesprężyste). W obrazie kwantowym OAO można przedstawić jako oddziaływanie foton-fonon (rys. 1). Z obrazu tego wynika, że w OAO możliwe jest wzmacnianie, a także generacja fali akustycznej. Na podstawie prostych rozważań jakościowych (tw. Manley-Rowe) można stwierdzić, że efekty te stają się dobrze widoczne, gdy światło oddziałujące z typową falą akustyczną ma natężenie rzędu dziesiątek MW/cm².

Przy tak dużych natężeniach światła zaczynają odgrywać istotną rolę różnego rodzaju efekty nieliniowe, wśród których szczególne znaczenie ma zjawisko elektrostrykcji - naprężenie wywołane światłem "moduluje" falę



Rys. 1. OAO w obrazie kwantowym: a) oddziaływanie antystokesowskie (= OA-S) - anihilacja fotonu i fononu oraz kreacja innego fotonu; b) oddziaływanie stokesowskie (= OS) - "wymuszony" falą akustyczną rozpad fotonu na fonon i inny foton; c) akustooptyczna generacja ultradźwięków - "wymuszony" światłem rozpad fotonu na fonon i inny foton. We wszystkich tych rodzajach oddziaływań muszą być spełnione zasady zachowania energii ($\omega_i = \omega_d + \omega_s$) i pędu ($\vec{k}_i = \vec{k}_d + \vec{k}_s$).

Fig. 1. Acoustooptical interaction (OAO) in the quantum image: a) the antystokesian interaction (=OA-S) - a photon and a phonon annihilation and an other phonon creation; b) the stokesian interaction (=OS) - a "stimulated" by acoustic wave photon disintegration to a phonon and another photon; c) the acoustooptical generation of ultrasound - a "stimulated" by light photon disintegration to a phonon and another photon. In all of interactions types the energy conservation law ($\omega_i = \omega_d + \omega_s$) and the conservation of momentum ($\vec{k}_i = \vec{k}_d + \vec{k}_s$) must be fulfilled

akustyczna, co z kolei zmienia warunki propagacji światła poprzez zjawisko fotosprężyste itd. Ostatecznie, w wyniku przepływu energii pomiędzy oddziałującymi falami ustala się skomplikowany rozkład przestrzenny ich amplitud. Zasadniczą cechą tego nieliniowego OAO (= NLOAO) jest istotna zmiana natężenia fali akustycznej.

2. ANALITYCZNE I NUMERYCZNE BADANIA NLOAO

Wpływ elektrostrykcji na przebieg OAO był analizowany m. in. w pracach [1,2]. Wyniki tych prac zostały rozszerzone w poprzednich pracach autorów [3,4]. W pracach tych podano wyrażenia analityczne na rozkłady amplitud oddziałujących fal, zmienione wskutek przepływu energii między nimi. Analizując te wyrażenia, można stwierdzić, że w pewnych warunkach możliwe jest osiągnięciu stanu stacjonarnego. W obszarze, w którym uzyskuje się ten stan, można wyróżnić dwa podobszary - akustycznie bliski ($x \ll v_s t_1$, v_s = prędkość fali akustycznej propagującej się w kierunku osi OX, t_1 = czas trwania impulsu laserowego) oraz akustycznie daleki ($x \gg v_s t_1$). Rozkład

amplitudy fali akustycznej w podobszarze akustycznie bliskim w przypadku "mieszanego" oddziaływania stokesowskiego fal jednorodnych wyraża zależność (por. [4]):

$$U(x,y) = U_b e^{-\alpha_s x} \left\{ 1 + \int_0^T I_1(\zeta) \left[1 + (e^{2\alpha y} - 1) \zeta^2 / \tau^2 \right]^{-1} d\zeta \right. \\ \left. - \frac{E_{ib} E_{db}}{\alpha_s} e^{-2\alpha y} \left\{ e^{\alpha_s x} - 1 + \int_0^T I_1(\zeta) \left[e^{\alpha_s x (1 - \zeta^2 / \tau^2)} - 1 \right] d\zeta \right\} \right\}, \quad (1)$$

gdzie

$$\tau = 2 \left[\frac{AB}{2\alpha} \left| |E_{ib}|^2 - |E_{db}|^2 \right| x \left(1 - e^{-2\alpha y} \right) \right]^{1/2}; \quad (2)$$

$$f = 1 - ix_y / 2\alpha, \quad \tilde{\alpha}_s = \alpha_s + ix_x; \quad (3)$$

$$A = \frac{\epsilon p \omega_s}{4v_s}, \quad B = \frac{\epsilon_0 \epsilon^2 p (1 + x_y / k_s)}{4\rho v_s^2}. \quad (4)$$

We wzorach tych poszczególne symbole oznaczają: U = zespolona amplituda fali akustycznej; U_b = brzegowa amplituda fali akustycznej; E_{ib} , E_{db} = brzegowe amplitudy natężenia pola elektrycznego w padających wiązках świetlnych; α , α_s = amplitudowe współczynniki tłumienia fal świetlnych i akustycznej; v , v_s = prędkości fal świetlnych (w osrodku) i akustycznej; ω , ω_s = częstości kołowe fal świetlnych i akustycznej; ϵ , p , ρ = stałe dielektryczna i fotosprężysta oraz gęstość osrodka; \vec{x} , \vec{k} = wektory niedopasowania przestrzennego (odchylenie od kąta Bragga) oraz falowy fali akustycznej; I_1 = zmodyfikowana funkcja Bessela pierwszego rzędu.

Znajomość rozwiązań analitycznych jest niezwykle cenna, gdyż pozwala przewidywać pewne ogólne cechy rozpatrywanego zjawiska. Jednakże uzyskanie informacji ilościowych z wyrażenia (1) wymaga zastosowania metod numerycznych. Innym, równoważnym sposobem uzyskania tych informacji jest bezpośrednie numeryczne rozwiązanie układu równań różniczkowych opisujących rozkłady analizowanych amplitud:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial y} E_i(x,y) = A\tilde{U}(x,y)E_d(x,y) - \alpha E_i(x,y) \\ \frac{\partial}{\partial y} E_d(x,y) = -A\tilde{U}^*(x,y)E_i(x,y) - \alpha E_d(x,y) \\ \frac{\partial}{\partial x} \tilde{U}(x,y) = -BE_i(x,y)E_d^*(x,y) - \tilde{\alpha}_0 \tilde{U}(x,y) \end{array} \right. \quad (5)$$

gdzie

$$\tilde{U}(x,y) = U(x,y)\exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (6)$$

Równania te powinny spełniać następujące warunki brzegowe:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_h(x,0) = E_{hb}(x) \quad , \quad h = i,d \\ U(0,y) = U_0(y) \\ x,y \geq 0 \end{array} \right. \quad (7)$$

W celu uzyskania odpowiedniego schematu różnicowego zastosowano całkowanie metodą trapezów. Otrzymany układ równań różnicowych rozwiązano metodą iteracyjną.

3. WNIOSKI

Z własności funkcji I_1 wynika, że w "czystym" OS ($E_{db}=0$) uzyskujemy wzmocnienie fali akustycznej. Wzmocnienie to jest maksymalne dla oddziaływania pod kątem Bragga ($\Gamma=1$). Gdy tłumienia są zaniedbywalne, to współczynnik wzmocnienia określony jako stosunek mocy fali akustycznej na "wyjściu" i "wejściu" obszaru oddziaływania wynosi

$$\gamma = I_0^2(\tau_0) - I_1^2(\tau_0), \quad \tau_0 = 2[AB|E_{ib}|^2 x_0 y_0]^{1/2} \quad (8)$$

(x_0, y_0 = szerokości wiązek świetlnej i akustycznej) W przypadku odchyień od kąta Bragga wzmocnienie to maleje oraz rozpatrywana amplituda staje się wielkością zespoloną, co można zinterpretować jako zmiany prędkości

fazowej fali akustycznej.

Gdy $U_b=0$, to wyrażenie (1) opisuje "czystą" generację fali akustycznej. Moc wygenerowanej fali w przypadku zaniedbywalnych tłumień wynosi

$$P_a = \frac{1}{2} \rho v_a \left[B_{\omega} x_o E_{ib} E_{db} \right]^2 y_o \gamma h_a \quad (9)$$

(h_a = wysokość wiązki akustycznej).

Obliczenia numeryczne przeprowadzono dla "czystego" OS światła lasera rubinowego z falą akustyczną propagującą się w kryształach kwarcu. Przyjęto, że fale jednorodne ($U_b(y)$, $E_{ib}(x)$, $E_{db}(x) = \text{const}$) oddziałują w obszarze o rozmiarach $2 \times 6 \text{ mm}^2$. W pracy tej są prezentowane jedynie pewne globalne wyniki charakteryzujące wzmocnienie fali akustycznej oraz sprawność dyfrakcji światła.

Na rys. 2 pokazano zależność współczynnika wzmocnienia od długości obszaru akustycznie bliskiego (x) oraz brzegowej amplitudy fali akustycznej (skala logarytmiczna). Widoczne jest interesujące zjawisko zaniku zdolności wzmocniania fali akustycznej o dużym natężeniu wejściowym.

Na rys. 3 przedstawiono zależność sprawności dyfrakcji światła (określonej jako stosunek mocy wiązki ugiętej do mocy wiązki padającej) od długości drogi oddziaływania (y) oraz brzegowej amplitudy fali akustycznej (skala logarytmiczna). Widać, że dużą sprawność dyfrakcji osiąga się dla dużych natężeń fali akustycznej. Ponadto widać, że wymaga to także starannego doboru długości drogi oddziaływania.

Przeprowadzono również analizę numeryczną akustooptycznej generacji fali sprężystej. Rozpatrywano generację fali sprężystej uzyskaną poprzez mieszanie wiązek świetlnych pochodzących z lasera rubinowego w kryształach kwarcu. Obszar oddziaływania przyjęto tak, jak w poprzednim przypadku. Wyniki obliczeń przedstawiono na rysunkach 4 - 7.

Na rys. 4 pokazano zależność mocy oddziałujących wiązek od amplitudy brzegowej natężenia pola elektrycznego oraz od szerokości padających wiązek świetlnych. Suma natężeń w obu wiązках była stała. Zauważono, że maksymalną wartość mocy wygenerowanej fali akustycznej osiąga się przy równych natężeniach światła w obu wiązках świetlnych.

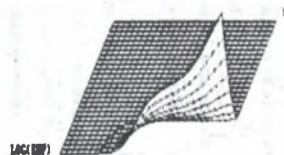
Na rys. 5 przedstawiono zależność mocy oddziałujących wiązek od amplitudy brzegowej natężenia pola elektrycznego fal padających. Interesujący jest silny wzrost mocy fali akustycznej dla dużych natężeń światła na skutek wzmocniania jej w oddziaływaniu stokesowskim z padającą falą elektromagnetyczną.

Rys. 2. Zależność współczynnika wzmocnienia fali akustycznej (z) w NLAOI od brzegowej amplitudy fali akustycznej (UOP) oraz szerokości wiązki świetlnej (x).

Fig. 2. The dependence of amplification coefficient of acoustic wave (z) in NLAOI on boundary amplitude of acoustic wave (UOP) and width of light beam (x).

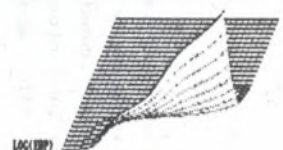
x = 0,0200
 0,000+000e+00 2,000+00
 7,700+000e+00 0,900+00
 1,000+000e+00 1,450+00

UOP-1,1-12



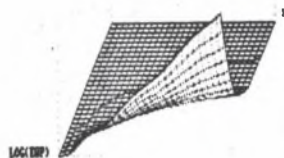
x = 0,0200
 0,000+000e+00 1,000+00
 7,700+000e+00 0,900+00
 1,000+000e+00 1,470+00

UOP-1,1-11



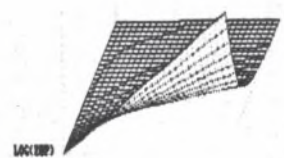
x = 0,0200
 0,000+000e+00 2,000+00
 7,700+000e+00 0,900+00
 1,000+000e+00 2,460+00

UOP-1,1-10



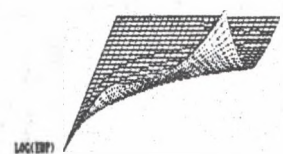
x = 0,0200
 0,000+000e+00 2,000+00
 7,700+000e+00 0,900+00
 1,000+000e+00 0,110+01

UOP-1,1-09



x = 0,0200
 0,000+000e+00 0,000+00
 7,700+000e+00 1,100+00
 1,000+000e+00 1,100+00

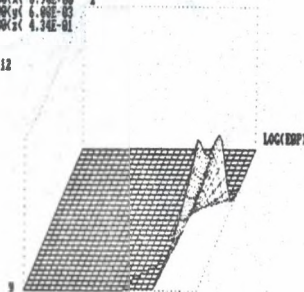
UOP-1,1-08



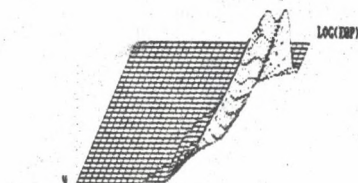
Rys. 3. Zależność sprawności dyfrakcji światła (z) w NLAOI od brzegowej amplitudy fali akustycznej (UOP) oraz szerokości wiązki akustycznej (y).

Fig. 3. The dependence of light diffraction efficiency coefficient (z) in NLAOI on boundary amplitude of acoustic wave (UOP) and width of acoustic beam (y).

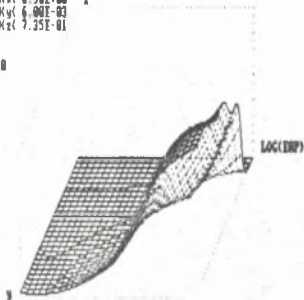
x = 10⁻² m
 7.70E+00(x) 0.90E+00 z
 0.00E+00(y) 6.00E-03
 0.00E+00(z) 4.30E-01
 UOP=1.E-12



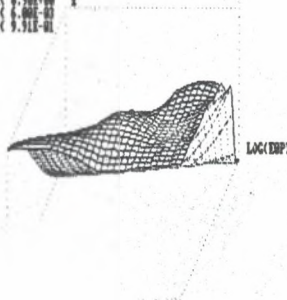
x = 10⁻¹ m
 7.70E+00(x) 0.90E+00 z
 0.00E+00(y) 6.00E-03
 0.00E+00(z) 5.50E-01
 UOP=1.E-11



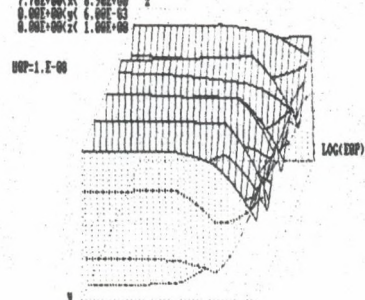
x = 10⁻² m
 7.70E+00(x) 0.90E+00 z
 0.00E+00(y) 6.00E-03
 0.00E+00(z) 7.35E-01
 UOP=1.E-10

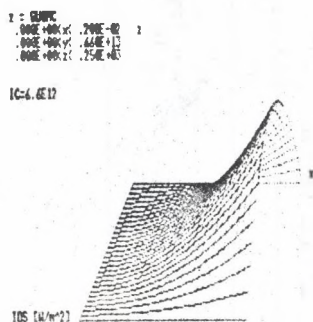
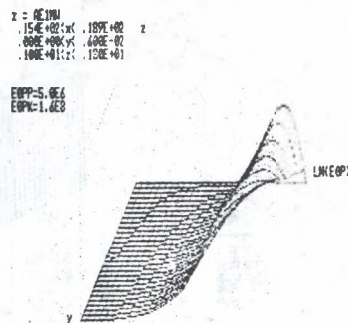
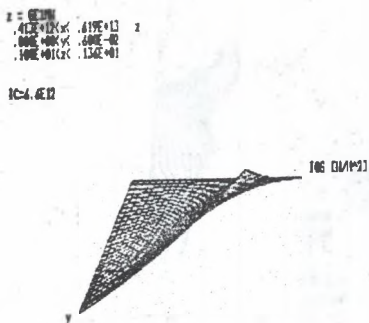
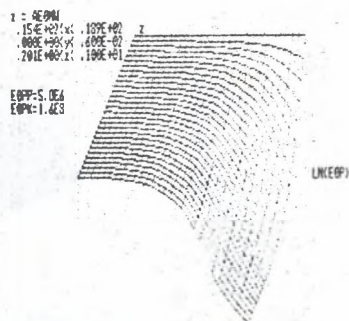
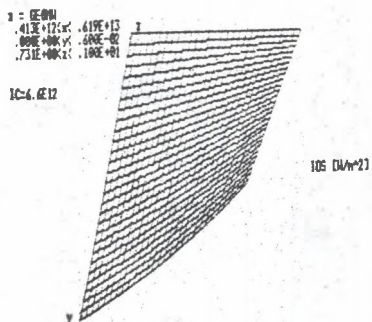


x = 10⁻¹ m
 7.70E+00(x) 0.90E+00 z
 0.00E+00(y) 6.00E-03
 0.00E+00(z) 9.51E-01
 UOP=1.E-09



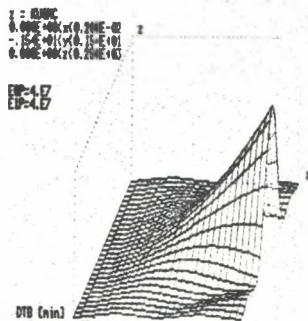
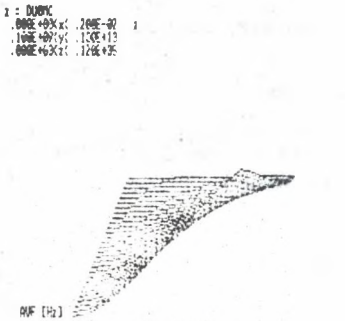
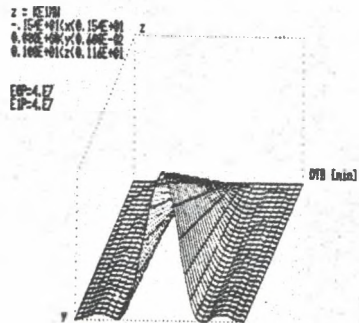
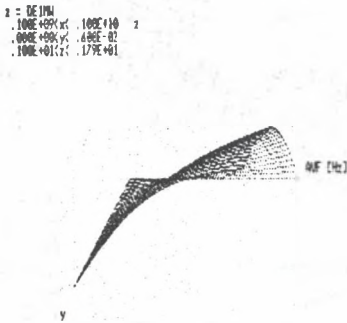
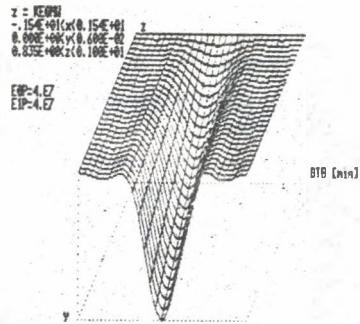
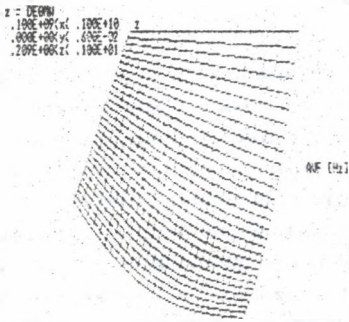
x = 10⁻² m
 7.70E+00(x) 0.90E+00 z
 0.00E+00(y) 6.00E-03
 0.00E+00(z) 1.00E+00
 UOP=1.E-08





Rys. 4
Fig. 4.

Rys. 5.
Fig. 5.



Rys. 6.

Rys. 7.

Rys. 4 - 7. Moce względne fal elektromagnetycznych i moc całkowita fali akustycznej w rozważanym oddziaływaniu akustooptycznym. Wprowadzono następujące oznaczenia: MW - moc względna, MC - moc całkowita, IC - suma natężeń w obu wiązках świetlnych (w W/m²), IOS - natężenie w wiązce stokesowskiej, EOPP, EOPK - zakres zmian amplitudy wiązki stokesowskiej na brzegu obszaru oddziaływania (w V/m), AVF - częstotliwość fali akustycznej, DTB - odchylenia od kąta Bragga.

Fig. 4 - 7. The relative powers for electromagnetic waves and the total power for acoustic wave in considered AOI. The following codes mean: MW - the relative power; MC - the total power; IC - the summ of intensities of both light waves (in W/m²); IOS - the intensity in stokesian beam; EOPP, EOPK - the range of change of stokesian beam amplitude at the boundary of interaction region (in V/m); AVF - the acoustic wave frequency; DTB - the deviation from the Bragg's angle.

Rys. 6 przedstawia zależność mocy oddziałujących wiązek dla różnych częstotliwości wygenerowanej fali akustycznej. Moc wygenerowanej fali akustycznej rośnie wraz ze wzrostem jej częstotliwości. Można zauważyć, że i w tym przypadku następuje wzmacnianie wygenerowanej fali akustycznej w wyniku oddziaływania stokesowskiego z padającymi falami świetlnymi.

Na rys. 7 przedstawiono zmiany mocy oddziałujących wiązek w przypadku niedopasowania przestrzennego eksperymentu. Stwierdzono, że moc wygenerowanej fali akustycznej bardzo silnie zależy od kąta, pod jakim przecinają się padające wiązki świetlne. Najmniej korzystną sytuacją jest taka, gdy odchylenia od kąta dopasowania przestrzennego równe są kątowej rozbieżności wektorów falowych fal świetlnych oraz wielokrotności tej rozbieżności.

LITERATURA

- [1] N.M. Kroll, J. Appl. Phys. 36, 34 (1965).
- [2] G.N. Shkerdin, V.V. Proklov i Yu.V. Gulayev, Fiz. Tv. Tela, 19, 424 (1977).
- [3] R. Bukowski i Z. Kleszczewski, Phys. St. Sol. (b) 143, 281 (1987).
- [4] R. Bukowski i Z. Kleszczewski, Phys. St. Sol. (b) 147, 409 (1988).

Recenzent: Doc. dr hab. Ryszard Płowiec

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ АКУСТООПТИЧЕСКОГО УСИЛИЕНИЯ И ГЕНЕРАЦИИ УЛЬТРАЗВУКА

Р а з ю м е

В работе проведен теоретический анализ, по аналитическому и численному методам, нелинейного взаимодействия лазерного излучения большой интенсивности с объемной акустической волной. Особенное внимание посвящено численному анализу стационарного стоксовского взаимодействия (когда имеем акустооптическое усиление упругой волны) а также "смешиванию" двух световых пучков сдвинутых по частотам (акустооптическая генерация ультразвука). Рассмотрен ход этого взаимодействия в различных условиях. Проанализировано влияние таких параметров как частоты взаимодействующих волн, распределения амплитуд и фаз во взаимодействующих волновых пучках, отклонение от пространственного согласования и тому подобное. Результаты представлены в виде наглядных компьютерных графиков.

THEORETICAL ANALYSIS
OF ACOUSTOOPTICAL AMPLIFICATION AND GENERATION OF ULTRASOUND

S u m m a r y

The theoretical analysis (by analytical and numerical methods) of nonlinear interaction between the intensive laser light and bulk acoustic wave is presented in this paper. A special attention to the stationary Stokesian interaction (when there is an acoustooptical amplification of elastic wave) and to the "mixing" of two light beams with shifted frequencies (an acoustooptical generation of ultrasound) was paid. This type of the interaction for different conditions is considered. The dependence on frequencies of interacting wave, distributions of amplitudes and phases in interacting waves beams, deviations from space matching, etc. was considered. The results in the form of computer graphs are shown.