

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

A. A. Čaban

Zosilenie ultrazvukových a hyperzvukových vln v kryštáloch

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 10 (1965), No. 5, 268--278

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137977>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1965

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

# ZOSILENIE ULTRAZVUKOVÝCH A HYPERZVUKOVÝCH VLŇN V KRYŠTÁLOCH

A. A. ČABAN

Akustičeskij žurnal, Tom X (1964), 137-M-146

V poslednom čase sa prejavuje veľký záujem o otázky zosilenia a generácie ultrazvuku vysokej frekvencie s pomocou zariadení opierajúcich sa o niektoré prv neznáme princípy. Na prvom mieste sa treba zmieniť o zosilení ultrazvuku s frekvenciami desiatok a stovák megahertzov drajfom nositeľov prúdu. Tento jav, ktorý sa formálne podobá čerenkovskému žiareniu, spočíva v tom, že drajf nositeľov s rýchlosťou väčšou ako je rýchlosť zvuku vedie k odovzdávaniu energie postupujúcej akustickej vlne, tj. k zosileniu ultrazvukových kmitov.

Zaujímavý je tiež problém generácie ultrazvukových kmitov vysokej frekvencie ( $10^8 - 10^{10}$  Hz) na hradlovej vrstve v piezoelektrickom polovodiči. Veľká hodnota odporu veľmi tenkej ( $10^{-3} - 10^{-5}$  cm) hradlovej vrstvy vedie k tomu, že na ňu pripadá podstatná časť napätia privedeného na kryštál. To umožňuje získať ultrazvuk s frekvenciou, ktorú by dával kremenný výbrus s hrúbkou hradlovej vrstvy. Nakoniec novým problémom je zosilenie a generácia ultrazvuku paramagnetickými maserami.

## ZOSILENIE ULTRAZVUKU DRAJFOM NOSITEĽOV

Pri prechode ultrazvuku cez vodivý kryštál nastáva interakcia mechanických kmitov mriežky s elektrónmi a diery. V poli vlny budú sa tieto kmity nejakým spôsobom premiestňovať, čo vedie k objaveniu sa miestnych prúdov. Pritom straty na Jouleovo teplo predstavujú dodatočný mechanizmus útlumu zvuku. Ak na kryštál naložíme konštantné elektrické pole, rozloženie elektrónov sa odkloní od rovnovážneho a tieto elektróny môžu nielen absorbovať energiu mechanických kmitov, ale môžu ich aj zosilovať (všetko povedané tu i v ďalšom texte sa v rovnakej miere vzťahuje i na diery). Ukazuje sa, že zosilenie nastane vtedy, keď drajfová rýchlosť elektrónov prevýši rýchlosť zvuku. Jednoduché kvalitatívne vysvetlenie tohoto javu podávajú Kazarinov a Skobov [1]. Nižšie sledujeme ich postup.

Nech za neprítomnosti elektrického poľa elektróny absorbujú za jednotku času zvukovú energiu

$$(1) \quad Q_0 = \hbar\omega \nu,$$

kde  $\omega$  je kruhová frekvencia ultrazvuku,  $\nu$  je počet fonónov absorbovaných za jednotku času. Pohltie fonóna znamená odovzdanie jeho hybnosti  $\hbar\mathbf{k}$  elektrónu. Pritom sa rýchlosť elektrónu zmení o  $\hbar\mathbf{k}/m$  ( $m$  je efektívna hmota elektrónu). Stredné

posunutie  $\Delta$  za dobu medzi zrážkami  $\tau$  je rovné  $\Delta = (\hbar\mathbf{k}/m)\tau$ . Pretože za jednotku času nastane  $v$  pohltení, vznikne prúd rovný

$$(2) \quad \mathbf{J} = -e\Delta v = -e\hbar\mathbf{k}\tau v/m,$$

kde  $e$  je náboj elektrónu.

Ak naložíme konštantné elektrické pole  $\mathbf{E}$ , bude zvuková energia absorbovaná za jednotku času elektrónom  $Q = Q_0 - \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ . S použitím vzťahov (1) a (2) dostaneme

$$(3) \quad Q = \hbar v \omega \left( 1 + \frac{e\mathbf{k}\tau}{m\omega} \cdot \mathbf{E} \right) = Q_0 \left( 1 + \frac{e\mathbf{E}\tau}{m} \cdot \frac{\mathbf{k}}{\omega} \right).$$

Pretože dráfová rýchlosť elektrónu vo vonkajšom poli  $\mathbf{E}$  je  $\mathbf{v}_d = -e\mathbf{E}\tau/m$ , formula (3) nadobúda tvar

$$(4) \quad Q = Q_0(1 - \mathbf{v}_d\mathbf{k}/\omega).$$

Odtiaľto je vidieť, že ak  $\mathbf{v}_d \parallel \mathbf{k}$  a  $v_d > s$  ( $s = \omega/k$  je rýchlosť zvuku), zväčšuje sa energia pružných kmitov mriežky.

Opísaný jav bol prvý raz teoreticky i experimentálne vyšetrovaný na piezoelektrickom polovodivom kryštáli CdS [2–4] (pozri tiež prácu [5]). Veľká hodnota elektromechanickej väzby  $K$  pre CdS ( $K \approx 0,2$  [6]) vedie k silnej interakcii vodivostných elektrónov s ultrazvukovou vlnou. Chovanie sa ultrazvukovej vlny a elektrického prúdu za prítomnosti vonkajšieho elektrického poľa možno makroskopickým spôsobom opísať výjduc z Gaussovej rovnice, z rovnice spojitosti prúdu a z rovnice pre šírenie pružnej vlny v piezoelektrickom prostredí. Koefficient absorpcie  $\alpha$  možno zapísať v tvare [3]

$$(5) \quad \alpha = \frac{K^2}{2} \cdot \frac{\omega_c}{s\gamma} \left[ 1 + \frac{\omega_c^2}{\gamma^2\omega^2} \left( 1 + \frac{\omega^2}{\omega_c\omega_D} \right)^2 \right]^{-1},$$

kde

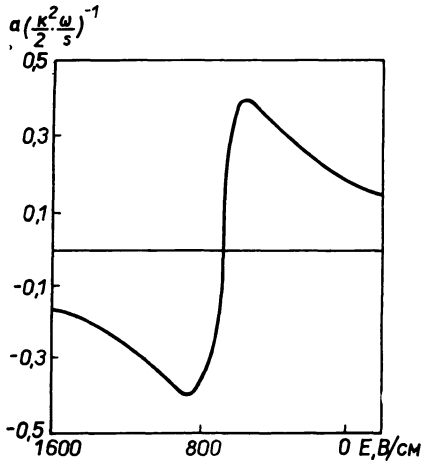
$$\gamma = 1 - v_d/s, \quad \omega_c = \sigma/\varepsilon, \quad \omega_D = s^2/D;$$

$\sigma$  je elektrická vodivosť,  $\varepsilon$  je dielektrická konštanta,  $D$  je koeficient difúzie. Ľahko vidieť, že pre  $v_d > s$  je  $\alpha < 0$ , tj. nastáva zosilnenie. Závislosť  $\alpha$  od  $E$ , ktoré je úmerné  $v_d$ , je znázornená na obr. 1, kde  $\omega = 45$  MHz,  $\omega_c = 0,2\omega$ .

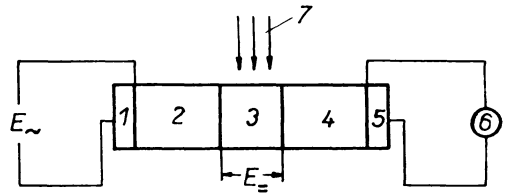
V práci [2] bolo experimentálne zistené zosilnenie priečných ultrazvukových vln v kryštáli CdS dlhom 7 mm. Schéma experimentu je uvedená na obr. 2, kde 1 je vysielač kremeň, 2 je vlnovod, 3 kryštál CdS, 4 druhý vlnovod, 5 je prijímač kremeň, 6 elektrónový osciloskop. Využitie fotovodivosti kryštálu CdS umožňovalo pomocou osvetlenia (7 lúč svetla) dosiahnuť najvhodnejšiu hodnotu vodivosti. Pri frekvenciách 15 a 45 MHz sa podarilo dosiahnuť zosilnenie 18, respektíve 38 db. Experimentálna závislosť  $\alpha$  od  $v_d$  kvalitatívne súhlasila so závislosťou znázornenou na obr. 1. Existuje oznámenie o tom [4], že v piezoelektrickom polovodivom

kryštáli CdS dlhom 1,2 cm bolo dosiahnuté zosilenie priečných ultrazvukových kmitov 57 db pri frekvencii 45 MHz.

Otázka obmedzenia zosilenia nelineárnymi efektami v piezoelektrickom kryštáli bola vyšetrovaná v prácach [7, 8]. V týchto prácach bolo ukázané, že rast rýchlosti zvuku s rastom amplitúdy vlny a tiež absorpcia na tepelných kmitoch mriežky ohraničujú amplitúdu zosileného ultrazvuku na určitú maximálnu hodnotu. Po dosiahnutie tejto hodnoty ďalšie zväčšovanie dĺžky kryštálu ztráca zmysel.



Obr. 1.



Obr. 2.

SPECTOR [9] rozvinul obecnú teóriu zosilenia ultrazvuku drajfom nositeľov v elektrickom poli pre polovodiče na základe riešenia Boltzmannovej rovnice s použitím teórie deformačného potenciálu. Pritom uvažoval len prípad kvadratickej závislosti energie od hybnosti. Pre prípad obecnejšej závislosti energie od hybnosti riešenie kinetickej rovnice previedli KAZARINOV a SKOBOV [10].

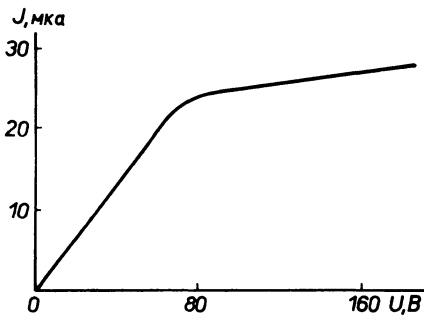
PIPPARD (11) poukázal na to, že v oblasti vysokých frekvencií mechanizmus zosilenia ultrazvuku možno si predstaviť ako indukované fonónové žiarenie.

V práci [12] bolo zosilenie ultrazvuku počítané za predpokladu, že elektrón – elektrónová interakcia je dostatočne veľká a určuje distribučnú funkciu pre elektróny. V prácach [13, 14] uvažovaný jav sa dáva do súvisu s problémom nestability sväzku.

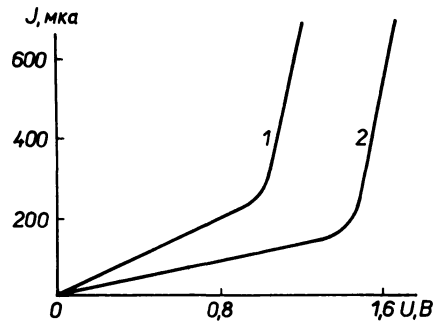
Pre väzbu pružných vln s vodivostnými elektrónmi, opísanú Vlasovovou rovnicou, emisia fonónov v prvom priblížení poruchovej teórie sa vyšetrovala v práci [15]. VEDENOV a VELICHOV [16] uvažovali zosilenie ultrazvuku drajfom nositeľov s použitím predstavy elektrónno-iónovej plazmy. V prácach [17, 18] je ukázané, že pri dostatočne malých frekvenciách a drajfovej rýchlosti väčšej, ako je rýchlosť zvuku, vodivosť sa môže stať zápornou. To má za následok zosilenie pružných kmitov. Ďalšie rozvítie teórie sa nachádza v prácach [19 – 21]. Zosilenie optických kmitov mriežky drajfom nositeľov v polárnych kryštáloch sa vyšetrovalo v prácach [22, 23].

Je prirodzené predpokladať, že ak drajfová rýchlosť elektrónov dosiahne rýchlosť zvuku, energetické straty na zosilnenie tepelných akustických kmitov môžu viesť k nasýteniu prúdu. Tento jav bol experimentálne pozorovaný SMITHOM [24]. V piezoelektrických kryštáloch CdS s veľkou vodivosťou ( $\sigma \approx 10^{-2} \div 1 \text{ ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ) Smith pozoroval nasýtenie prúdu pri drajfovej rýchlosti rovnajúcej sa rýchlosti pozdĺžnych vln (obr. 3.). Pre priečne akustické kmity sa takýto jav nepozoroval. Avšak MC FEE [25] pozoroval u kryštálov s malou vodivosťou ( $\sigma \approx 10^{-5} \text{ ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ) určitú nelineárnosť odporu pri drajfovej rýchlosti väčšej, ako je rýchlosť šírenia sa priečných kmitov. Interpretácia nasýtenia v CdS v termínoch akustoelektrického javu je daná Hutsonom [7].

Pri vyšetrowaní galvanomagnetických vlastností čistého bizmutu v skríženom elektrickom a magnetickom poli pri teplote  $2-4^\circ\text{K}$  ESAKI [26] pozoroval, že vodivosť kryštálu sa zväčšuje niekoľkokrát, ak elektrické pole  $E$  prevyšuje určitú kritickú veličinu  $E_k$  (obr. 4, kde krivka 1 je pre  $H$  14 kiloersted, krivka 2 je pre  $H$  21 kiloersted).



Obr. 3.



Obr. 4.

Tým, že sa menila intenzita magnetického poľa  $H$ , podarilo sa ukázať, že veličina  $cE_k/H$  je približne konštantná a číselne rovná rýchlosti priečných akustických kmitov v bizmute. Pri uvedených nízkych teplotách relaxačná doba  $\tau$  nositeľov v bizmute je veľká, takže je splnená podmienka  $\omega_c \tau \gg 1$ , kde  $\omega_c = eH/mc$  je cyklotrónová frekvencia. V tomto prípade drajfová rýchlosť nositeľov je pre elektróny rovnaká ako pre diery a je rovná (viď napr. [27], strana 206–207)

$$(6) \quad \mathbf{v}_d = \frac{cd}{H^2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}$$

V skrížených poliach je  $v_d = cE/H$ . Teda pri kritickom poli  $E_k$  platí približne  $v_d \approx s$ .

To privedlo ESAKIHO k záveru, že silné zväčšenie vodivosti súvisí so zosilnením tepelných akustických kmitov v kryštáli. HOPFIELD [28] objasnil takýto priebeh vodivosti nasledujúcim jednoduchým spôsobom.

Nech  $\mathbf{E} \parallel y$ ,  $\mathbf{H} \parallel z$ , t.j. drajf nositeľov je v smere osi  $x$ . Predpokladajme, že zosilnenie pružných kmitov spôsobuje účinok sily  $\mathbf{F}$  na elektrón, ktorá má smer proti osi  $x$ .

Prítom  $F = 0$  pre  $v_{dx} < s$  a rýchlo rastie pri  $v_{dx} > s$ . Pre pohyb elektrónov v tomto prípade platia rovnice

$$(7) \quad -eE_y + \frac{e}{c} v_{dx} H = \frac{mv_{dy}}{\tau}$$

$$(8) \quad -e \frac{v_{dy} H}{c} = \frac{mv_{ax}}{\tau} - F.$$

Na ľavých stranách týchto rovníc sú zapísané sily, ktorými pôsobia na elektrón polia, na pravých stranách vyrovnávajúce ich sily odporu. Ak  $F$  rýchlo rastie pri  $E > E_k$ , potom  $v_{dx} \approx s$  pri  $E > E_k$ . Riešením sústavy rovníc (7), (8) možno nájsť hustotu elektrónového prúdu:

$$(9) \quad J_y = \begin{cases} \frac{ne^2\tau}{m} \frac{1}{1 + (\omega_c\tau)^2} E & \text{pri } E < E_k \\ \frac{ne^2\tau}{m} \left( E - H \frac{s}{c} \right) & \text{pri } E > E_k \end{cases}$$

kde

$$E_k = \frac{Hs}{c} \left[ 1 + \frac{1}{(\omega_c\tau)^2} \right];$$

$n$  je počet elektrónov v objemovej jednotke. Analogický výraz dostaneme pre hustotu dierového prúdu. Zo vzťahov (9) vidieť, že pre  $E > E_k$  prúd silno rastie, pretože  $\omega_c\tau \gg 1$ . Z tohoto dôvodu  $E_k \approx Hs/c$ , čo súhlasí s experimentom ESAKIHO.

Presnejšia teória skoku vodivosti v bizmute bola rozpracovaná v prácach [7, 29–31].

Opierajúc sa o teóriu deformačného potenciálu HOPFIELD [2] vypočítal tiež zosilnenie ultrazvuku. Avšak neuvažoval difúziu elektrónov, čo pri vysokých frekvenciách môže dať chybu až takého rádu, ako je samotná veličina. Výpočet s ohľadom na difúziu bol prevedený v práci [32]. Zosilnenie ultrazvuku v skrížených poliach sa vyšetrovalo tiež v článkoch [10, 33, 34]. Číselná hodnota koeficientu zosilnenia sa pre neznalosť niektorých parametrov nedá vypočítať.

V poslednej dobe bolo experimentálne zistené zosilnenie ultrazvuku v bizmute [35]. Experimenty, v ktorých sa vyšetrovala anizotropia skoku vodivosti v bizmute, sú opísané v práci [36].

Konštantnosť dráfovej rýchlosti elektrónu pri zmene poľa po dosiahnutí rýchlosti zvuku sa v skrížených poliach pozorovala u InSb [37]. Tento jav možno vysvetliť na základe teórie horúcich elektrónov. Je však možné, že jav súvisí s efektom Esakiho.

V práci ESAKIHO [26] boli pozorované oscilácie prúdu s frekvenciou  $\sim c_t/d$ , kde  $d$  je pozdĺžny rozmer vzorku,  $c_t$  je rýchlosť šírenia sa priečných vln. Oscilácie takého istého typu boli pozorované pri vyšetrovaní pinč-efektu v InSb a InAs, keď rýchlosť

zúženia elektrónového sväzku dosiahla rýchlosť zvuku [38]. Predpokladá sa, že to môže súvisieť so zosilnením akustických vln. V práci [39] je ukázané, že v skrížených poliach sa majú pozorovať kvantové oscilácie zosilnenia.

Otázka vyšetřovania Fermiho plochy s pomocou magnetoakustickej rezonancie sa skúma v práci [40]. Esaki poukázal na jednu z možností využitia zosilnenia v skrížených poliach pre technické ciele.

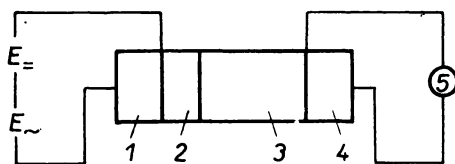
#### VYSOKOFREKVENČNÝ MENIČ S HRADLOVOU VRSTVOU

V prácach [42, 43] je navrhnutý spôsob získania vysokofrekvenčných kmitov na hradlovej vrstve piezoelektrického polovodiča. V stručnosti metóda spočíva v nasledovnom.

Majme kontakt polovodiča  $n$ -typu (elektrónová vodivosť) s kovom. Vtedy na styčnej ploche sa vytvorí tenká prechodová vrstva, vyznačujúca sa veľmi vysokým odporom (viď napr. monografiu [44]). Hrúbka tejto prechodnej hradlovej vrstvy činí len  $10^{-3} - 10^{-5}$  cm. Ak k systému, ktorý obsahuje styk polovodiča s kovom, priložíme premenné napätie, prípadne podstatná časť spádu napätia na hradlovú vrstvu. V prípade polovodiča, ktorý sa vyznačuje piezoelektrickými vlastnosťami, vzniknú v hradlovej vrstve silné mechanické napätia. Takto premenné elektrické pole priložené k takémuto systému spôsobí objavenie sa ultrazvukových vln, podmienených kmitmi úzkej hraničnej vrstvy s hrúbkou  $10^{-3} - 10^{-5}$  cm, čo odpovedá základnej frekvencii kmitov  $3 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^{10}$  Hz. Situácia je taká, ako by sa podarilo zhotoviť piezoelektrický kryštál neobyčajne malej hrúbky a použiť ho na generáciu ultrazvuku.

Dôležitou vlastnosťou hradlovej vrstvy je schopnosť meniť svoju hrúbku vplyvom konštantného napätia 2 až 3krát. Väčšie zmeny frekvencie sa nepodarí dosiahnuť, pretože pri elektrickom poli  $10^6$  V/cm nastáva prieraz.

Odhad ukazuje, že ak podstatná časť záťaže meniča je spôsobená energetickými ztrátami na vyžarovanie ultrazvukových vln, relatívna šírka pásma meniča pre GaAs musí činiť približne 5% a pre CdS približne 20%.



Obr. 5.

Principiálna schéma experimentu je ukázaná na obr. 5. Polovodivý kryštál GaAs 1 bol daný do styku s kovovou vrstvou 2.

Premenným elektrickým poľom sa v hradlovej vrstve vybudili pozdĺžne ultrazvukové kmity. Frekvencia vlastných kmitov sa regulovala pomocou konštantného

poľa  $E$  naloženého na hradlovú vrstvu. Ultrazvukový signál sa prijímal cez oddeľujúci vlnovod 3 pomocou kremenného X zrezu 4 a pozoroval sa na osciloskope 5. Takto sa podarilo pozorovať generáciu ultrazvuku na hradlovej vrstve a naopak, prijímať pomocou hradlovej vrstvy ultrazvukové kmity vybudené kremeňom. V experimente vlastná frekvencia kremeňa činila okolo 100 MHz a silne sa líšila od vlastnej frekvencie hradlovej vrstvy.

V druhom experimente [42, 43] s tým istým kryštálom GaAs hradlová vrstva sa použila na príjem pozdĺžnych ultrazvukových kmitov s frekvenciami 530 a 830 MHz získaných na kremeni uloženom v rezonátore.

Zaujímavú modifikáciu tejto metódy uskutočnil FOSTER [45]. Pomocou difúzie medi do kryštálu CdS vytvoril vrstvu ochudobnenú o nositeľov hrúbky  $2,5 \cdot 10^{-3}$  cm na jednom vzorku a  $1,3 \cdot 10^{-3}$  cm na druhom vzorku. Takto sa mu podarilo získať ultrazvukové kmity s frekvenciou 110 a 140 MHz pri šírke pásma 70%.

### PARAMAGNETICKÝ FONÓNOVÝ MASER

V prácach [46–48] sa vyšetrovala otázka zosilnenia a generácie ultrazvukových vln pomocou indukovaného fonónového vyžarovania v paramagnetických kryštáloch. Vo všetkých prípadoch vyšetrovanie poukazovalo na možnosť pozorovania a využitia tohoto efektu. Nižšie je uvedený výpočet podľa KITTELA [46].

Predpokladajme, že akýmkoľvek spôsobom (napríklad intenzívnym elektromagnetickým žiarením) v trigonálnom kryštáli obsahujúcom paramagnetické ióny so spinom  $S > 1/2$  sa vytvorí inverzné obsadenie hladín pre stavy  $|a\rangle$  a  $|b\rangle$ , tj.  $n_b > n_a$  pri  $E_b > E_a$ . Tuná  $n_a, n_b$  je počet iónov v stavoch  $|a\rangle$  a  $|b\rangle$ ,  $E_a$  a  $E_b$  je energia týchto stavov. Nech kvôli určitosti sa pozdĺž trigonálnej osi z šíri pozdĺžna ultrazvuková vlna s deformáciou  $u = u_0 \exp [i(kz - \omega t)]$ , pričom  $\omega = (E_b - E_a)/\hbar$ .

Ak v prvom priblížení zanedbáme dvojfonónové procesy, čo je celkom oprávnené pri nízkych teplotách, možno hamiltonián interakcie paramagnetického iónu s ultrazvukom napísať v tvare (viď napr. [49])  $H_{int} = GS_z^2 u$ , kde  $S_z$  je zložka spinu do trigonálnej osi,  $G$  je magnetoelastická konštanta.

Pravdepodobnosť prechodu za jednotku času zo stavu  $|a\rangle$  do stavu  $|b\rangle$ , alebo naopak, je

$$w_{a \rightarrow b} = w_{b \rightarrow a} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle a | H_{int} | b \rangle|^2 \cdot g(\omega) \sim \frac{2\pi}{\hbar} |G|^2 \cdot \frac{1}{\hbar \Delta\omega} \cdot u^2,$$

kde  $g(\omega)$  je činiteľ tvaru rezonančnej čiary a  $\Delta\omega$  je jej šírka.

Potom sa za jednotku času energia ultrazvukových kmitov v jednotke objemu zväčší vplyvom indukovaného žiarenia o hodnotu

$$P_{ind} = \hbar\omega n_b w_{b \rightarrow a} - \hbar\omega n_a w_{a \rightarrow b} \sim \hbar\omega \frac{2\pi}{\hbar} |G|^2 \frac{1}{\hbar \Delta\omega} u^2 (n_b - n_a).$$



Energia ultrazvukových kmitov v objemovej jednotke je  $E = Cu^2/2$ , kde  $C$  je modul objemovej stlačiteľnosti. Straty, ktoré súvisia s čiastočným prechodom ultrazvukovej vlny cez povrch kryštálu a s inými príčinami, sa popisujú pomocou činiteľa kvality daného kryštálu  $Q = E\omega/P_{ztr}$ , kde  $P_{ztr}$  je úbytok energie kmitov objemovej jednotky za jednotku času.

Potom podmienka zosilnenia ultrazvuku v paramagnetickom kryštáli nadobúda tvar:

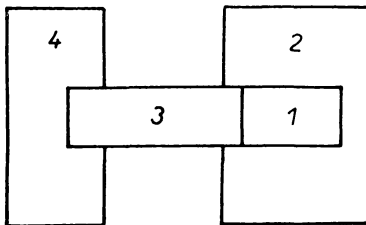
$$P_{ind} > P_{ztr}, \quad \text{tj.} \quad \hbar\omega \frac{2\pi}{\hbar} |G|^2 \frac{1}{\hbar \Delta\omega} u^2(n_b - n_a) > \frac{Cu^2\omega}{2Q}.$$

Odtiaľto plynie

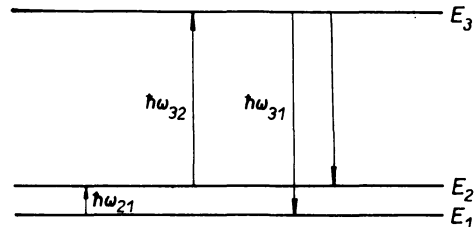
$$(10) \quad n_b - n_a > \frac{C\hbar \Delta\omega}{4\pi|G|^2 Q}.$$

Rád veličín na pravej strane sa odhaduje takto:  $C \sim 10^{12} \text{ erg cm}^{-3}$ ,  $\Delta\omega \sim 2\pi \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ ,  $G \sim 10^{-14} \text{ erg}$ . Pre dobrý kryštál možno dosiahnuť  $Q \sim 100$ . S použitím týchto číselných hodnôt dostaneme podmienku (10) v tvare  $n_b - n_a > 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Takúto veľkosť inverzie, ako je známe, možno dosiahnuť na bežne používaných paramagnetických kryštáloch.

Prvýkrát získal zosilnenie ultrazvukových impulzov metódou indukovaného žiarenia TUCKER [50] na kryštáli ružového rubínu. Schéma experimentu je uvedená na obr. 6, kde 1 je rubínová tyčinka umiestená do dutiny endovibrátora 2, 3 je kremenný



Obr. 6.



Obr. 7.

vlnovod a 4 je druhý endovibrátor. Inverzia hladín sa dosiahla elektromagnetickým čerpaním s frekvenciou rezonátora 2 23,3 kHz pri teplote kryštálu 1,5°K. Rezonátorom 4 s vlastnou frekvenciou 9,3 kHz sa v kremeň získal impulz pozdĺžnych ultrazvukových kmitov. Pri prechode cez rubín sa tento impulz zosiloval v dôsledku indukovanej emisie fonónov. Ultrazvukový impulz, ktorý sa odrazil od konca rubínu, dopadal späť na kremeň a registroval sa rezonátorom 4 (prvé echo). Impulz, ktorý sa odrazil od konca kremeňa po prejdení tej istej dráhy, sa pozoroval ako druhé echo atď. Echo – impulzy boli silnejšie za prítomnosti inverzie a podarilo sa ich pozorovať väčší počet. Avšak s postupom času echo – impulzy zanikali. Odhady ukázali, že maserový efekt dával zosilnenie 0,12 db na 1 cm dĺžky rubínu.

Citlivosť maserov pri pozorovaní slabých kmitov je ohraničená tým, že okrem vynúteného prechodu i v limite pre  $T \rightarrow 0^\circ\text{K}$  existuje konečná pravdepodobnosť spontánneho prechodu s vyššej hladiny na nižšiu hladinu. Týmto zapríčinené šumy principiálne ohraničujú citlivosť prístrojov. Východisko z tejto ťažkosti navrhol BLOEMBERGEN [51]. KESSEL a KOPVILLEM [52] rozvinuli jeho myšlienku za účelom pozorovania fonónov. Prístroj, ktorý navrhli, pracuje podľa nasledujúcej schémy.

Nech paramagnetický ión má tri hladiny energie, pričom  $E_3 \gg E_2 < E_1$  (obr. 7). Kryštál ochladíme na takú nízku teplotu, aby prakticky všetky paramagnetické ióny mali energiu  $E_1$  a hladina  $E_2$  bola neobsadená. Teraz predpokladajme, že cez kryštál prechádza ultrazvuková vlna s frekvenciou  $\omega_{21} = (E_2 - E_1)/\hbar$ . Pritom vplyvom vynútených prechodov časť iónov sa dostane do stavu s energiou  $E_2$ .

Teraz nechajme na kryštál dopadať intenzívne elektromagnetické žiarenie o frekvencii  $\omega_{32} (E_3 - E_2)/\hbar$ . Ak hladina  $E_2$  je obsadená, dostane sa časť iónov na hladinu  $E_3$ . Po vypnutí elektromagnetického žiarenia môžu nastať dva prípady. Ak pôsobili ultrazvukové vlny, budú sa pozorovať spontánne prechody s frekvenciami  $\omega_{32}$  a  $\omega_{31}$ . Ak je ich hodnota veľká, možno prakticky pozorovať dokonca jedno jediné elektromagnetické kvantum. Ak by ultrazvukových kmitov nebolo, hladina  $E_3$  by bola neobsadená a nenastalo by žiadne spontánne žiarenie.

Odhady uvedené v práci [52] ukazujú, že pri teplote  $\sim 0,01^\circ\text{K}$  možno pozorovať ultrazvukové kmity spôsobujúce relatívnu deformáciu kryštálu rádovo rovnú  $10^{-17}$ .

V súvislosti s tak vysokou rozlišovacou schopnosťou autori poukazujú na principiálnu možnosť využiť takýto počítač fonónov na zistenie gravitačných vln.

BECKER [53] experimentálne pozoroval maserový efekt pre optické fonóny pri izbovej teplote. Použil kryštál  $\alpha$ -kremeňa, ktorý sa vyznačuje veľkým počtom čiar optických fonónov v širokom intervale frekvencií ( $10^{12} - 10^{14}$ ). Ožiareníím ultrafialovým svetlom sa dosiahla inverzia v obsadenosti molekulárnych hladín. Pri určitej hodnote inverzie má nastať maserová emisia optických fonónov. Experimentálne sa pozorovalo, že intenzita radu anti-Stockesových čiar bola značne väčšia, ako intenzita odpovedajúcich Stockesových čiar, čo svedčilo o počiatku maserovej činnosti (za tepelnej rovnováhy Stockesova čiara je vždy intenzívnejšia ako anti-Stockesova čiara).

Vážne úspechy, ktoré sa dosiahli pri získavaní ultrazvuku veľmi vysokej frekvencie v pevných látkach, dávajú nádej, že čoskoro ich bude možno prakticky využiť. Avšak doteraz ostáva ešte celý rad neriešených experimentálnych ako i teoretických problémov. Podľa všetkého zvlášť perspektívne je získanie výkonného ultrazvuku s frekvenciami  $10^9$  Hz a vyššími nadzvukovým drahom nositeľov a možnosť dostať sa do oblasti frekvencií rádu  $10^{12}$  Hz s pomocou indukovanej emisie fonónov.

Preložil *L. Hrivnák*

## Literatura

1. Р. Ф. Казаринов, В. Г. Скобов: О возможности усиления ультразвука в полуметаллах в электрическом поле. Ж. эксп. и теор. физ., 1962, 42, 3, 910—912.
2. A. R. HUTSON, J. H. MCFEE, D. L. WHITE: Ultrasonic amplification in CdS. Phys. Rev. Lett., 1961, 7, 6, 237—239.
3. D. L. WHITE: The ultrasonic travelling wave amplifier. J. Appl. Phys., 1962, 33, 8, 2547—2554.
4. D. L. WHITE: The ultrasonic travelling wave amplifier. 4-й Международный конгресс по акустике, Копенгаген, август 1962 г., доклад К16, стр. 1—4.
5. Т. МУСНА: Amplification of waves due to electron streams. J. Phys. Soc. Japan, 1963, 18, 9, 1326—1334.
6. A. R. HUTSON: Piezoelectricity and conductivity in ZnO and CdS. Phys. Rev. Lett., 1960, 4, 10, 505—507.
7. A. R. HUTSON: Acousto-electric explanation of non-ohmic behavior in piezoelectric semiconductors and bismuth. Phys. Rev. Lett., 1962, 9, 7, 296—298.
8. В. Л. Гуревич: Об ограничении усиления звука в пьезоэлектрических полупроводниках. Физ. тв. тела, 1963, 5, 4, 1222—1225.
9. Н. Н. СПЕКТОР: Amplification of acoustic waves through interaction with conduction electrons. Phys. Rev., 1962, 127, 4, 1084—1090.
10. Р. Ф. Казаринов, В. Г. Скобов: К теории усиления ультразвука полуметаллами в электрическом и магнитном полях. Ж. эксп. и теор. физ., 1962, 43, 4 (10), 1496—1503.
11. A. V. PIPPARD: Acoustic amplification in semiconductors and metals. Phil. Mag., 1963, 8, 85, 161—165.
12. В. В. ПАРАНЖАРЕ: Amplification of sound waves in semiconductors. Phys. Lett., 1963, 5, 1, 32—33.
13. I. YOKOTA: Plasma theory of sound wave generation associated with supersonic carrier drift in semiconductors. J. Phys. Soc. Japan, 1963, 18, 1, 154—155.
14. H. R. CARLETON, P. L. AUER: Amplification processes in piezoelectric semiconductors and semimetals. Bull. Am. Phys. Soc., 1963, 9, 3, 254.
15. J. C. ASHLEY, E. G. HARRIS: Sound amplification in piezoelectric semiconductors. Bull. Am. Phys. Soc., 1962, 7, 6, 410.
16. А. А. Веденов, Е. П. Велихов: Неустойчивость дрейфа носителей в твердом теле и когерентное излучение фононов. Ж. эксп. и теор. физ., 1962, 43, 3 (9), 1110—1112.
17. М. Е. Герценштейн, В. И. Пустовойт: О распространении акустических волн объемного заряда в полупроводниках. Радиотехн. и электрон., 1962, 7, 6, 1009—1013.
18. М. Е. Герценштейн, В. И. Пустовойт: О высокочастотной проводимости плазмы при наличии постоянного тока. Ж. эксп. и теор. физ., 1962, 43, 2 (8), 536—542.
19. В. И. Пустовойт: О проводимости плазменных сред при наличии дрейфа. Ж. эксп. и теор. физ., 1962, 43, 6 (12), 2281—2289.
20. М. Е. Герценштейн, В. И. Пустовойт, С. С. Филиппов: Об усилении гиперзвука в пьезополупроводниках. Радиотехн. и электрон., 1963, 8, 9, 1607—1614.
21. В. И. Пустовойт: К вопросу о распространении ультразвука в полупроводниках. Физ. тв. тела, 1963, 5, 9, 2490—2500.
22. J. V. GUNN: Travelling-wave interaction between the optical modes of a polar lattice and a stream of charge carriers. Phys. Lett., 1963, 4, 3, 194—195.
23. T. O. WOODRUFF: Wave interactions in current-carrying compound semiconductors. Bull. Am. Phys. Soc., 1963, 8, 3, 254.
24. R. W. SMITH: Current saturation in piezoelectric semiconductors. Phys. Rev. Lett., 1962, 9, 3, 87—90.
25. J. H. MCFEE: Ultrasonic amplification and non-ohmic behavior in CdS and ZnO. J. Appl. Phys., 1963, 34, 5, 1548—1553.

26. L. ESAKI: New phenomenon in magnetoresistance of bismuth at low temperature. *Phys. Rev. Lett.*, 1962, 8, 1, 4—8.
27. Д. РОУЗ, М. КЛАРК: Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции. М., Госатомиздат, 1963.
28. J. J. HOPFIELD: Classical explanation of the anomalous magnetoresistance of bismuth. *Phys. Rev. Lett.*, 1962, 8, 8, 311—312.
29. S. J. MIYAKE, R. KUVO: Nonlinear magnetoresistance in bismuth. *Phys. Rev. Lett.*, 1962, 9, 2, 62—63.
30. В. П. КАЛАШНИКОВ: Вольтамперная характеристика полуметалла в скрещенных электрическом и магнитном полях. *Физ. металл. и металловед.*, 1963, 16, 1, 19—23.
31. R. ABE: Nonlinear theory of Esaki effect in bismuth. *Progr. Theor. Phys.*, 1963, 30, 2, 149—161.
32. W. P. DUMKE, R. R. HAERING: Ultrasonic amplification in semimetals. *Phys. Rev.*, 1962, 126, 6, 1974—1977.
33. H. N. СПЕКТОР: Ultrasonic amplification in extrinsic semiconductors. *Phys. Rev.*, 1963, 130, 3, 910—912.
34. S. G. ECKSTEIN: Ultrasonic amplification in metals. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1962, 7, 7, 479.
35. A. M. TOXEN, S. TANSAL: Ultrasonic amplification in bismuth. *Phys. Rev. Lett.*, 1963, 10, 11, 481—483.
36. L. ESAKI, J. HEER: Kink effect and deformation potential. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1963, 8, 3, 254.
37. GLICKMAN, W. A. HICINBOTHEN. Behavior of electrons in strong crossed electric and magnetic fields. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1963, 8, 3, 255.
38. M. C. STEELE, T. HATTORI: Generation of sound waves by a self-pinched plasma in a solid. *J. Phys. Soc. Japan*, 1962, 17, 10, 1661.
39. H. N. СПЕКТОР: Quantum resonances in the amplification of sound. *Phys. Lett.*, 1963, 5, 4, 233—234.
40. H. N. СПЕКТОР: Mapping of the Fermi surface by means of magnetoacoustic resonances in the amplification of sound. *Phys. Lett.*, 1963, 5, 1, 24—25.
41. L. ESAKI: A proposed new bismuth device utilizing the electron-phonon interaction. *Proceed IRE*, 1962, 50, 3, 322—323.
42. D. L. WHITE: Depletion layer transducer. A new high frequency ultrasonic transducer. *IRE Intern. Conv. Record*, 1961, 9, 6, 304—309.
43. D. L. WHITE: The depletion layer transducer *IRE Trans. Ultr. Engin.*, 1962, 9, 1, 21—27.
44. Р. СМИТ: Полупроводники, М., ИЛ, 1962.
45. N. F. FOSTER: The diffusion layer ultrasonic transducer. *J. Appl. Phys.*, 1963, 34, 4, p. I, 990—991.
46. С. КИТТЕЛ: Phonon masers and phonon bottleneck. *Phys. Rev. Lett.*, 1961, 6, 9, 449.
47. У. Х. КОПВИЛЛЕМ, В. Д. КОРЕПАНОВ: О возможности усиления и генерации гиперзвука в парамагнитных кристаллах. *Ж. эксп. и теор., физ.*, 1961, 41, 1 (7), 211—213.
48. У. Х. КОПВИЛЛЕМ, В. Д. КОРЕПАНОВ. Возникновение гиперзвука при насыщении парамагнитного резонанса в кристаллах. *Физ. тв. тела*, 1961, 3, 7, 2014—2022.
49. С. А. АЛЬТШУЛЕР, Б. И. КОЧЕЛАЕВ, А. М. ЛЕУШИН: Парамагнитное поглощение звука. *Усп. физ. наук*, 1961, 75, 3, 459—500.
50. E. V. TUCKER: Amplification of 9,3 kMC/sec ultrasonic pulses by maser action in ruby. *Phys. Rev. Lett.*, 1961, 6, 10, 547—548.
51. N. BLOEMBERGEN: Solid state infrared quantum counters. *Phys. Rev. Lett.*, 1959, 2, 3, 84—85.
52. А. Р. КЕССЕЛЬ, У. Х. КОПВИЛЛЕМ: Квантовый счетчик фононов. *Физ. тв. тела*, 1962, 4, 8, 2283—2286.
53. С. Н. ВЕККЕР: Quantum electronics of optical phonons. *Zs. Phys.*, 1963, 172, 2, 125—142.