

音響電気効果と光変調, 偏向

大阪大学工学部
電子工学科山 田 正 良
浜 口 智 尋
中 井 順 吉

1. はじめに

トランジスタの発明以来, シリコン, ゲルマニウムに関する基礎的研究に多大の時間と費用を費やし, 今日のエレクトロニクスという分野を開いて来た。しかし, エレクトロニクスのより一層の発展を求めて, シリコン, ゲルマニウムにかぎらず, III-V族, II-VI族化合物半導体の研究に, また, 単に接合部分の研究にかぎらず, 半導体固有の物理現象の解明へと力が注がれ, さらに, 電子工学は光学や超音波工学などの分野とも関連し, 広範囲なものになって来た。

最近, 新しい機能素子の発展を期待して, Gunn ダイオードなどのバルク半導体での電流振動現象やそれに関連する現象について, 数多くの研究報告がなされている。このバルク半導体での電流振動現象は, ある閾値を越える電界を, 棒状試料に印加すると, 試料中を流れる電流が振動的振舞いをするをいい, 多くの場合, 電極近傍で発生し, 試料中を伝播する高電界層 (High field domain) の運動に起因している。第一の部類は, domain が 1cm/sec 以下の速度で伝播するものである。これに属する現象は, Ridley と Pratt¹⁾ による Au-doped Ge や Zhdanova ら²⁾ による Cu-doped Ge で発見された。第二の部類は domain の速度が音速 ($\sim 2 \times 10^5 \text{cm/sec}$) で伝播するものである。この現象は, CdS ^{3), 4)}, CdSe ⁵⁾, CdTe ⁶⁾, ZnO ⁴⁾ などの II-VI族, GaSb ⁷⁾, GaAs ⁸⁾, InSb ⁹⁾ などの III-V族や Te ¹⁰⁾, Se ¹¹⁾ などの IV族の圧電半導体で観測された。第三の部類は domain が 10^7cm/sec もの大きな速度で伝播するものである。これは

T. B. Gunn によって GaAs で観測された¹²⁾。

微分負性抵抗を示す物質では, domain が存在することが Ridleyの研究¹³⁾によって明らかにされている。doped Ge や GaAs での負性伝導率を示す物理的機構は判明しており, 理論的モデルは実験結果をうまく説明し得る。doped Ge での負性伝導率は, イオン化した不純物準位へのキャリアのトラッピングに起因している。トラッピングの割合は印加電圧の増大と共に増加し, 自由キャリア密度を減じるので伝導率が減少する。GaAs での Gunn 効果の負性抵抗は, 伝導帯中の電子がバレーの底から有効質量が重くよりエネルギーの高いサテライトバレーに移ることに起因している。この過程で上のバレーへの遷移の割合が十分大きければ, 微分負性伝導率が生じる。

第二の部類での微分負性抵抗は, 伝導電子と圧電的に活性な音波との相互作用によって, キャリアから音波への強い運動量の損失に起因している。この伝導電子と音波との相互作用を総称して, 音響電気効果 (Acoustoelectric effect) といい, 本文では, この効果に的を絞って歴史的発展過程を振り返って見るとともに, この現象を簡単に説明し, 最近重要になっている電子工学と光学との結びつきという点から, 光学的方法を用いた研究を紹介し, 光との相互作用によってどのような応用が期待できるかを考えてみる。

2. 音響電気効果

この分野は, 1953年, Parmenter が熱起電力を大きくする Phonon-drag 効果と類似の現象, すなわち, 金属や半導体中に音波を伝播させる

と、変形ポテンシャル結合を通じて、音波は電子と相互作用をし、電子は音波の伝播方向に引きずることを予測したこと始まる¹⁴⁾。この予測をキャリアの拡散と空間電荷の再分布をも含めて、1956年 Weinreich が詳しく解き、半導体中において測定可能な音響電気電流が期待できることを見出し¹⁵⁾、1957年、*n*-Ge での音響電気電流の観測に成功した^{16), 17)}。1960年、Hutson は、光伝導性 CdS で光照射強度によって超音波の減衰量が著しく影響されることを見出し¹⁸⁾、音波によって圧電的に発生する大きな圧電電界とキャリアとの相互作用のために、大きく減衰量が変化すると説明した¹⁹⁾。

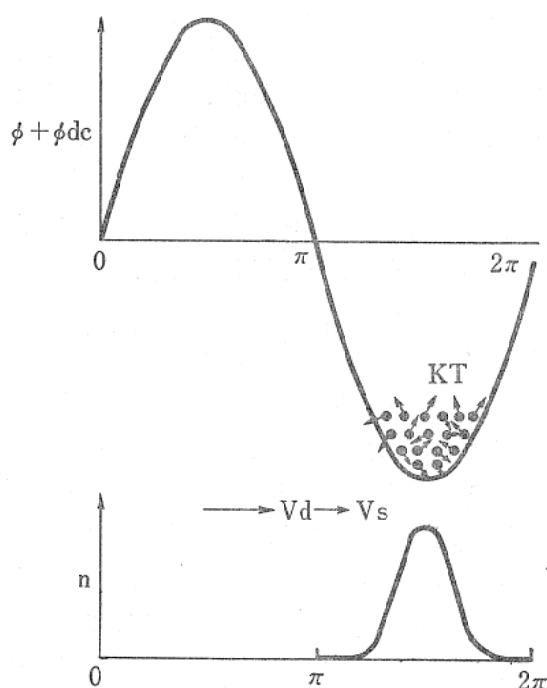


図1. 圧電波による電子のバンチング
電子の平行自由行程が、音波の波長よりも短かいと圧電波の谷に捕えられる。

結晶中を伝播する音波は、結晶中に局所的歪みを生じながら伝播するので、その歪みに応じ、圧電性を通じて図1に示すように圧電波を生じ、電子はその圧電波の谷間に捕えられる。この圧電波は音波と同一波長、同一方向に進行するので、谷間に捕えられた電子は、音波によって引きずられ、音響電気電流を生じる。この電流は、音波から運動量を得て生じたもので、一方、音波は電子にエネルギーを与えたことになり、音波の減衰量は大きくなる。逆に、電子を

走らせ、その速度を音速よりも大きくすると、電子のエネルギーが、圧電波のポテンシャルよりも小さければ、電子は圧電波の谷間から飛び越えることができず、電子は音波を引きずり、音波にエネルギーを与える。すなわち、音波の増大である。このような考えのもとに1961年、Hutson と McFee と White によって図2に示

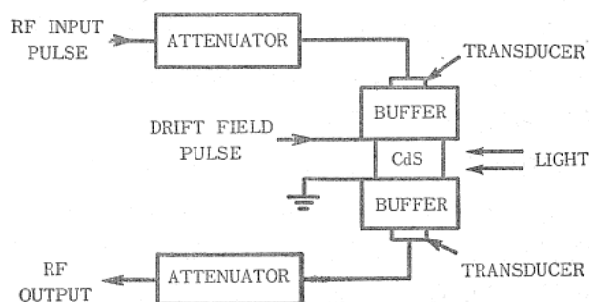


図2. 超音波増幅の実験装置
(A.R. Hutson, J.H. McFee, and D.L. White²⁰⁾)

す実験装置を用いて、光伝導性 CdS で注入した超音波の増幅の実験に成功し²⁰⁾、この分野での画期的実験として、注目を集めた。この実験に続き、先の超音波の減衰の理論¹⁹⁾を拡張し、キャリアから圧電的に活性な音波へのエネルギーと運動量の移動は、キャリアのドリフト速度が音速より大きくなると起こり、進行波増幅管と類似の考え方で、超音波の増幅ができることを White が理論的に導き²¹⁾、実験結果をうまく説明した。この場合、音波が圧電性を通じて圧電波を生じるには、結晶中の音波の伝播方向を適当に選ぶ必要がある。表1に圧電性を示す各結晶構造に対して、結合する音波のモードと

表1 各結晶構造において圧電結合の生じる音波のモードと伝播方向

結 晶 構 造	結合モード	音 波 の 伝 播 方 向
Wurtzite-structure (ZnO, CdS, ZnS CdSe, CdTe, ZnTe)	longitudinal waves	C軸に平行
	Shear waves	C軸に垂直
Zinc-blende-structure CdS, CdSe, ZnS ZnSe, ZnTe, GaAs, InSb, GaP, InAs, AlP etc.	longitudinal waves	[111] 方向
	Shear waves	[110] 方向

その伝播方向を示す。

一方、超音波増幅の実験で、試料中を流れる電流に注目すると、電流が振動的になることや $I-V$ 特性に折れ曲がりが生じることを1962年、Smith が報告し³⁾、電子-格子（音波）の不安定性（Acoustoelectric instabilities）へと発展した。この実験後、多くの圧電半導体で、音響電氣的不安定性が観測され、1965年までにはこの効果に関する論文は20以上もあり、隆盛を極めたが、試料の不均一性などとも絡んで複雑で各研究者によって、その結果には大きな差異があった。その中で注目すべき発見は、Sliva と Bray による p -GaSb での Domain の発見である²²⁾。Parmenter によって初めて予期されたと同様な効果も Manies と Paige によって、Acoustoelectric-after current として観測された²³⁾。このときまでに Acoustoelectric instabilities について得られた結果は、 $I-V$ 特性で不安定性が生じる時の電界は電子のドリフト速度が音速に等しくなっているもので、(1)不安定性は音波の増幅に関連している。(2)電流波形で最初の ohmic 電流の流れる時間 (incubation time) は、印加電圧の増大と共に減少する。(3)電流振動の周期は、試料長を音波が伝播するに必要な時間と一致することである。しかし、以上の点は domain の発生、伝播、消滅に関連しており、観測される不安定性の型には大きな差異があり、増幅された超音波束に対する実験データの不足のため、この分野で多くの論争がある。最も重要な問題である domain の形成、消滅などの状況がいまだ不明である。ある物質ではドリフト速度は音速近くで飽和するのに、他の物質ではそうではないのかという疑問に対して、明確な説明を与える理論も不十分である。試料の不均一性とも絡んで、domain の振舞いは複雑で疑問な点が多い。

Acoustoelectric domain の初期の研究では、電氣的 probe や transducer が用いられたが、その後、強大な超音波束に伴う数多くの興味ある現象が見い出され、そのいくつかは、domain の振舞いを捕える有用な probe となった。今日までに次のような Acoustoelectric domain に

伴う現象が見い出された。(1) domain 消滅時における micro wave の放射²⁴⁾、(2)超音波束による micro wave の透過波の変調²⁵⁾、(3) domain からの再結合発光²⁶⁾、(4) domain 電界による電気光学効果²⁷⁾、(5)超音波束による真性吸収端での透過光の変調²⁸⁾、(6)超音波束による Brillouin 散乱²⁹⁾。しかし、多くの場合、検出された信号と超音波束との明確な関係は、まだ確立されていない。

3. Acoustoelectric domain の光学的探究

今日までに非常に多くの結晶で音響電氣的不安定性が観測されているが、中でも一番よく研究されている半導性 CdS について、光学的に試料の不均一性を測定する方法、真性吸収端近くでの透過光の変調の機構やその変調を光学的 probe として用いての domain の観測、そして不安定性の究極の原因となっている超音波束の周波数分布、強度を測定する最良の方法である Brillouin 散乱について紹介しよう。

3・1. 試料の不均一性の光学的測定

試料の抵抗の不均一性を測定するには、通常試料の両端に電圧を加え電氣的探針で試料の電位分布を測定する方法が用いられるが、低抵抗の探針が得られにくく、接触圧力により変化し易いため、良い方法とはいえない。また、低温での測定は非常に困難である。ここで紹介する方法は、試料に細い光のスポットを当てることによって生じる局所的な光伝導を測定ることによって得られるものである。この測定方法は、断面が均一で細長い試料の長さ方向の不均一性を測定するのに限られる。試料の長さ方向に沿って Δx の部分に光が照射されたとき、この領域の抵抗の減少によって、全抵抗が ΔR だけ減少したとすれば、

$$\Delta R = (\Delta x / wb) \rho^2(x) \cdot \Delta \sigma(x) / [1 + \rho(x) \cdot \Delta \sigma(x)] \quad (1)$$

が得られる。ここに w は試料の幅、 b は厚さ、 $\rho(x)$ は、局所的な暗抵抗率、 $\Delta \sigma(x)$ は光ビームによって生じた伝導率の局所的な増大を表す。半導性 CdS では、 $\Delta \sigma(x)$ が非常に小さい

ので $\rho(x) \cdot \Delta\sigma(x)$ は 1 に比べて無視でき得る。したがって、 $\Delta R(x)$ は局所的な光伝導率 $\Delta\sigma(x)$ と局所的な暗抵抗 $\rho(x)$ の 2 乗に比例する。 $\Delta\sigma(x)$ は電子と正孔の移動度と寿命に依存するが、他の適当な方法による測定³⁰⁾からほぼ一定であると考えられるので、 $\Delta R(x)$ は局所的な暗抵抗率 $\rho(x)$ の 2 乗に比例する。この光伝導を用いた probe の空間的な解像度は、少数キャリアの拡散長とドリフト長が十分小さければ、光ビームの幅 Δx になる。

用いた試料は、Eagle Picher 社製の Ultra High Purity と称する CdS 単結晶で、比抵抗は $1 \sim 100 \Omega \cdot \text{cm}$ 程度のものである。結晶は光像法と劈開により C 軸を決定し、C 軸に垂直の方向を長さ方向にとり、ほぼ $1 \times 1 \times 10 \text{ mm}^3$ 程度の大きさに切り出し、研磨し、エッチングを施した、電極は高真空中でインジウムを蒸着し、細い銅線をインジウムで半田付けした。

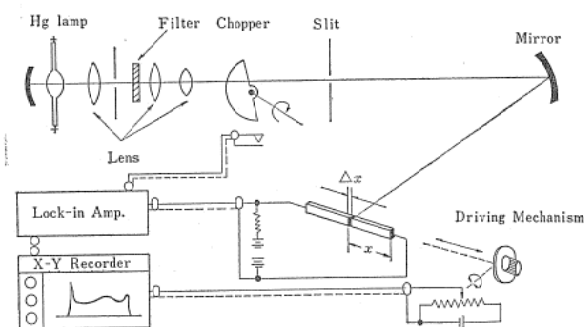


図3. 試料の不均一性の光学的測定装置
(M. Yamada, C. Hamaguchi, and J. Nakai³²⁾)

光伝導を用いた試料の不均一性の光学的 probe の実験装置を図3に示す。光源として 250W の高圧水銀灯を用い光源からの光は、適当な絞り、レンズ、フィルターを通った後、ふたたびレンズでスリット上に像を結ばせ、スリットを通過してきた光を凹面鏡で絞って試料のある一部に照射した。試料の表面での光の吸収を避けるため、フィルターは真性吸収端よりも長波長側の光だけが通るようにし、照射光の半分以上の光量が試料を透過するようにした。試料での光の平均吸収深さが試料の厚さよりも大きくすることによって、試料のバルク中の光伝導がきく。試料は微動器に取り付け、試料の任意の位置

に光ビームを照射できるようにし、照射位置は微動つまみに接続されたポテンシオメータにより、試料の変位に比例した電気信号を得た。その変位信号を X-Y 記録計の X 軸に入れ位置を測定した。試料には定電流を供給するため、電池に直列に試料に比べて十分大きな抵抗を挿入し、定電流とし、試料に加わる電界はほぼ 1 V/cm 程度とした。光ビームは 8 Hz のチョッパーで変調し、その変調光によって試料の両端に現われる 8 Hz の信号を Lock-in 増幅器で検出し、X-Y 記録計の Y 軸に加えた。このような測定系を用いると数分で試料の不均一性を測定することができる。

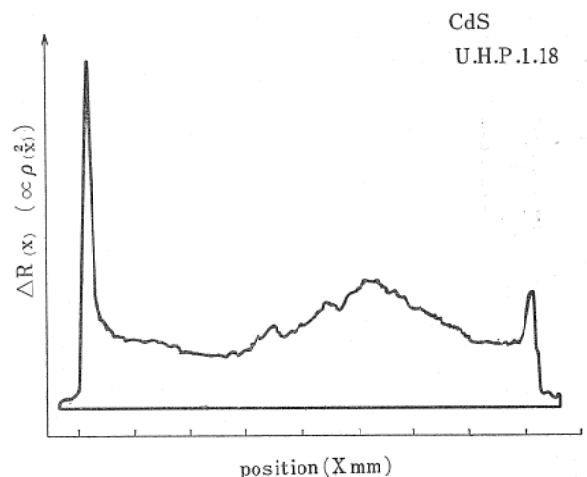


図4. 試料不均一性のパターン
(M. Yamada, C. Hamaguchi, and J. Nakai³²⁾)

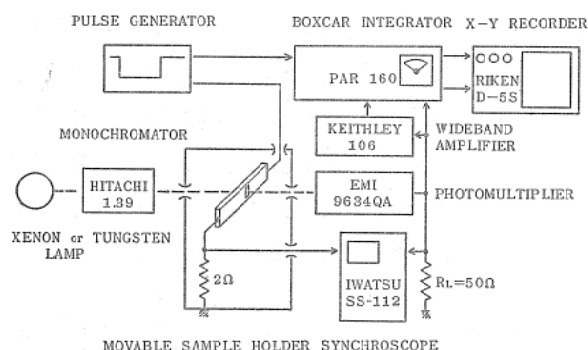
図4に、試料の不均一性の測定結果の一例を示す。光ビームの幅はほぼ $100 \mu\text{m}$ に近いので空間的解像度は非常に良く、極微な不均一をも測定できる。試料に加えている電圧の極性を逆に変化しても不均一性のパターンには変化がないので、拡散長やドリフト長は光ビームの幅より充分小さいと考えられる。フィルターの代りに分光器を用い、吸収深さを変化しても大きな変化は認められないので、表面とバルク中での再結合寿命はほとんど変化なく、試料の長さ方向に沿っても同様であると考えられるので、キャリアの寿命は抵抗の変化に比べ小さい。

興味ある結果として、同じ塊りから切り出して測定した試料でも各々異った結果を生じる。

試料の均一性を試すには、試料の一部だけを測定したのでは、正しくなく全てについて試されなければ均一であるとは言えない、CdS 結晶に In (または In-Ga) 蒸着電極を用いた場合、低抵抗 ohmic 電極と報告されている³¹⁾が、電極近くには電極処理の仕方により、図 4 に示されるように母体より数倍程度高抵抗な部分ができる。両電極で角のように尖った信号は、試料に加える電界の極性を反転しても大きさは同じであり、光起電力の値は、測定し得る感度内では検知されないで、電極でのバリアーとは考えられない。CdS 結晶への電極は ohmic な電極であるが、電極付近に母体よりも数倍抵抗の大きい層を作る。この点は、CdS 単結晶において、domain が電極近くで発生しやすいということと関連していると思われる。

3・2. Acoustoelectric domain による 真性吸収端での光変調

最近、 p -GaSb³³⁾、 n -GaAs³⁴⁾などの III-V 族半導体において、Acoustoelectric domain が真性吸収端近くの透過光を強く変調することが発見され、続いて、音響電気効果がよく調べられ、電気系と音響系の結合が強い CdS^{35)~37)}においても同様見い出された。この光変調は、変調率が数10%にも及び、応用面からも利用価値があり、その機構を調べるのも物理的に興味ある課題であり、さらには、この光変調を用いた probe により、domain の観測から興味ある情報が得られる。



5 図 電流振動波形と光変調信号の観測装置
(K. Yamamoto, M. Yamada, and K. Abe³⁷⁾)

実験装置は図 5 に示す。実験は室温で行われており、試料の製作などは前節と同様である。

光ビームの幅は、0.25mm 程度で、ビームを細くするためと散乱光を除くために、試料の前後にスリットを置いた。試料への照射位置は前節と同様にして可変する。S/N を改善するために前置増幅器とボックスカー・インテグレイターを用いた。

この測定回路の応答速度は、domain が光ビームの照射位置を通過することによって生じる過渡的信号を十分検出するため、50ns 以下とした。試料に印加する電圧は、試料の加熱を極力避けるため、パルス電界とし、繰返し速度は 5~10Hz、パルス幅は 5μs 前後とした。

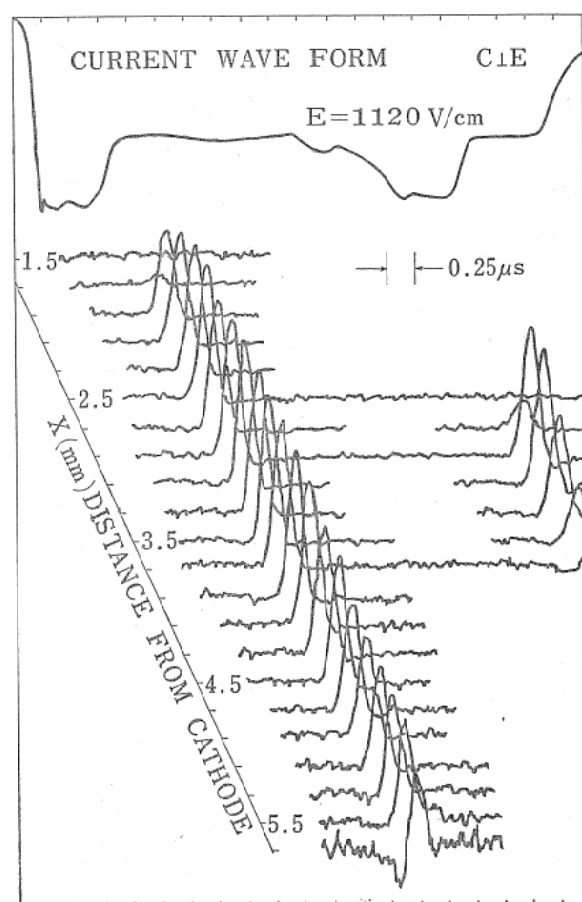


図6. 電流振動波形と光変調信号
(K. Yamamoto, M. Yamada, and K. Abe³⁷⁾)

以上のような測定回路で、電子のドリフト速度が音速よりも大きくなるような電圧を試料に印加すると、図 6 の上部に示す電流が流れる。印加パルスが on になると最初 ohmic 電流が流れ、0.5μs 後 domain が発生し、電流は音速によって決まるドリフト速度に相当する飽和値になり、音波が電極間走行に必要な時間（試料

長 $5.8\text{mm} \div \text{音速 } 1.75 \times 10^5 \text{cm/sec} = 3.3\mu\text{s}$)の後、ふたたび ohmic 電流の値までもどり、同様な過程を繰り返し、振動現象を示している。電流振動の第2周期目の途中で印加パルスが切れても電流は少し流れ続け、前章で述べた Acoustoelectric-after current を生じる。この電流振動波形を示す試料の一部に真性吸収端近くの波長をもつ光ビームを照射し、その透過光を見ると、domain が光ビームの照射位置を通過したときに透過光の減少を示す信号を生じる。光ビームの照射位置を陰極から 0.1mm 間隔で変え、陰極からの距離を X として、各変調信号を、図6の下部に示してある。電流が ohmic であるときは、透過光に何の変化も生じないが、飽和値に達してしばらく後で、顕著な信号が現

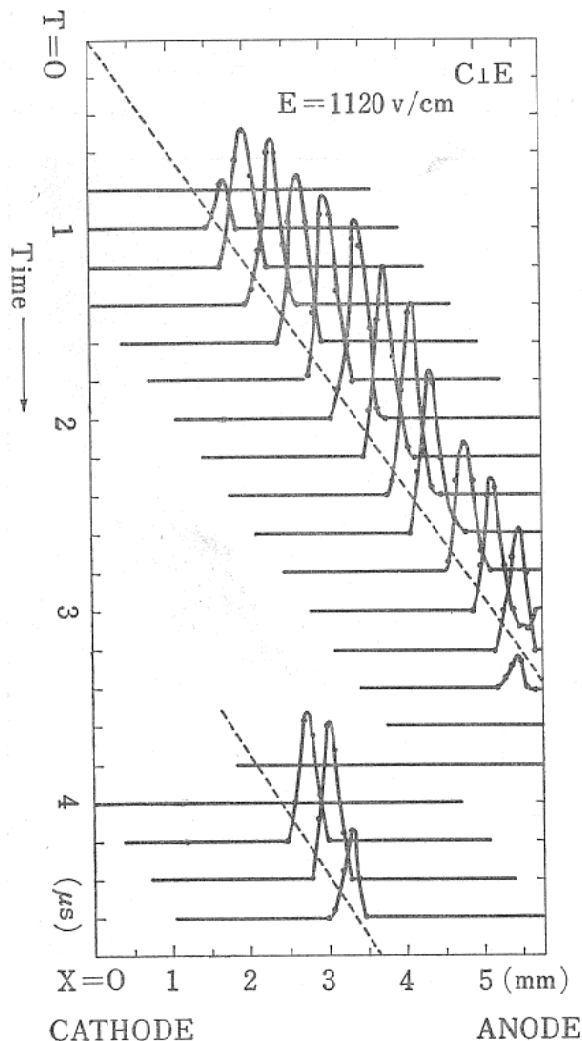


図7. Domain の発生・伝播・消滅の様子
(K. Yamamoto, M. Yamada, and K. Abe³⁷⁾)

われる。この domain によって生じる信号は、電流が飽和しているときに生じ、ふたたび ohmic 値にもどると消え、同様の過程を繰り返す。印加電圧パルスが切れた後流れる after-current によっても明らかに光変調が生じ、domain 中の音波束によるものであることがわかる。

domain の発生、消滅が試料のどの部分で生じるか解かり易くするため、図6の時間軸と光ビームの位置とを入れ換えたのが図7である。domain の発生の様子は詳しく解からないが、陰極から $1 \sim 2\text{mm}$ の所で発生し、音速 ($1.75 \times 10^5 \text{cm/sec}$) で陽極に向け伝播し、陽極端で反射し、消滅している。2周期目での domain の発生は、1周期目での domain の陽極での反射に影響されて、試料の中央よりで発生し、急激に増大している。他に、domain の速度が印加電圧により、電界が C 軸に垂直な場合は少し減少し³⁷⁾、平行な場合は大きく増大する³⁶⁾ことが判明している。

この光変調の物理的機構として、domain 中の超音波束によるか、domain に伴う電界によるか、議論的になっているが、電界による Franz-Keldysh 効果³⁸⁾としては説明しにくく、むしろ、超音波束による方考える方が妥当である。両説の実験的比較の一例として、domain の電界と光変調度が印加電圧によってどのように変化するか、図8に示している。domain の電

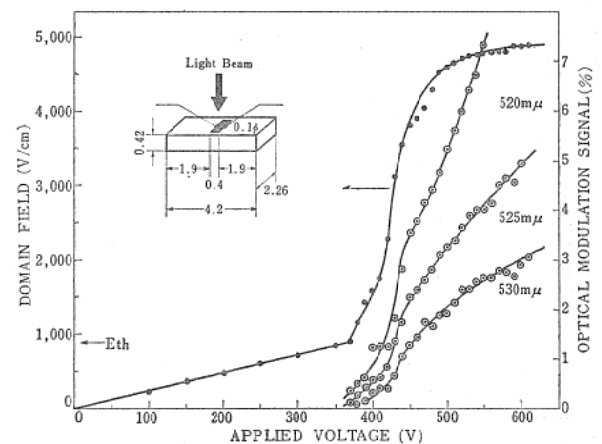


図8. Domain 電界と光変調強度
(K. Yamamoto, M. Yamada, and K. Abe³⁷⁾)

界は、印加電圧の増大によって急速に増大し、 $5 \times 10^3 \text{V/cm}$ 程度の電界で飽和するが、光変調

度は増大する一方である。これ位の電界では、ここで観測されるような大きな変調は Franz-Keldysh 効果では期待できず、電界依存性や波長特性などの点からも、domain の電界によるのではなく、超音波束によるものである。

3・3. Brillouin 散乱

音響電氣的不安定性の源となっているのは、電子による超音波の増幅であり、どのような周波数の超音波が増幅され、どのように伝播しているかが重要な問題である。この状況を測定するにはよく知られた方法として Brillouin 散乱がある。運動量保存則より、光学的等方媒質では、音波の周波数 f_s 、光の周波数 ν_0 とすれば次の関係式が得られる。

$$\sin \theta_i = \sin \theta_d = \frac{\lambda}{2A} = \frac{\lambda_0}{2\nu v} f_s \quad (2)$$

入射角 θ_i は入射光線と音波の運動ベクトル $\mathbf{K}$ に垂直な線となす角であり、Bragg 角 θ と等しい。散乱角 θ_d は $f_s \ll \nu_0$ のとき、 $|\mathbf{K}_d| \simeq |\mathbf{K}_i|$ となるので、Bragg 角の2倍の角度 2θ に等しい。しかし、異方性媒質では、光の偏向方向によって屈折率が異なるので $|\mathbf{K}_i| \neq |\mathbf{K}_d|$ であり、上式の結果は適用できない。

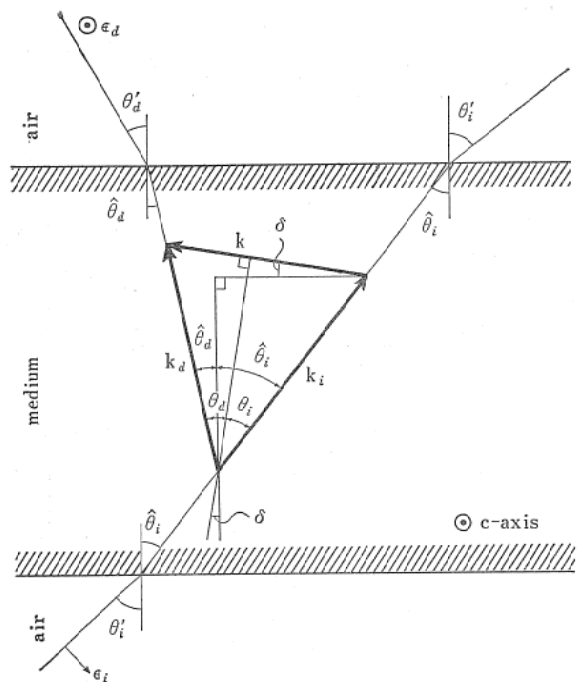


図9. Brillouin 散乱の幾何学的構造
(M. Yamada, K. Matsumoto, C. Hamaguchi, and J. Nakai³⁹⁾)

超音波の伝播方向が、試料の境界面と平行でなく、 δ の角度をなしている場合、運動量保存則により、入線光線と散乱光線の関係は図9のようになる。外部からみる入射角 θ_i' 、散乱角 θ_d' は、簡単な幾何学的考察から off-axis な成分 δ と超音波の周波数 f_s と次の関係式で結ばれる。

$$\theta_i' = \sin^{-1} \left[n_i \sin \left\{ \sin^{-1} \left[\frac{\lambda_0}{2n_i v_s} \left\{ f_s + \frac{v_s^2}{f_s \lambda_0^2} (n_i^2 - n_d^2) \right\} \right] + \delta \right\} \right] \quad (3)$$

$$\theta_d' = \sin^{-1} \left[n_d \sin \left\{ \sin^{-1} \left[\frac{\lambda_0}{2n_d v_s} \left\{ f_s - \frac{v_s^2}{f_s \lambda_0^2} (n_i^2 - n_d^2) \right\} \right] - \delta \right\} \right] \quad (4)$$

CdS の場合、C 軸に垂直にドリフト電界を加え、音響電氣的不安定性を起し、超音波を C 軸に垂直に伝播させ、入射光の偏向電気ベクトルを C 軸に垂直にすると、散乱光の電気ベクトルは 90° 回転するので、上式の屈折率は、 $n_i = n_0$

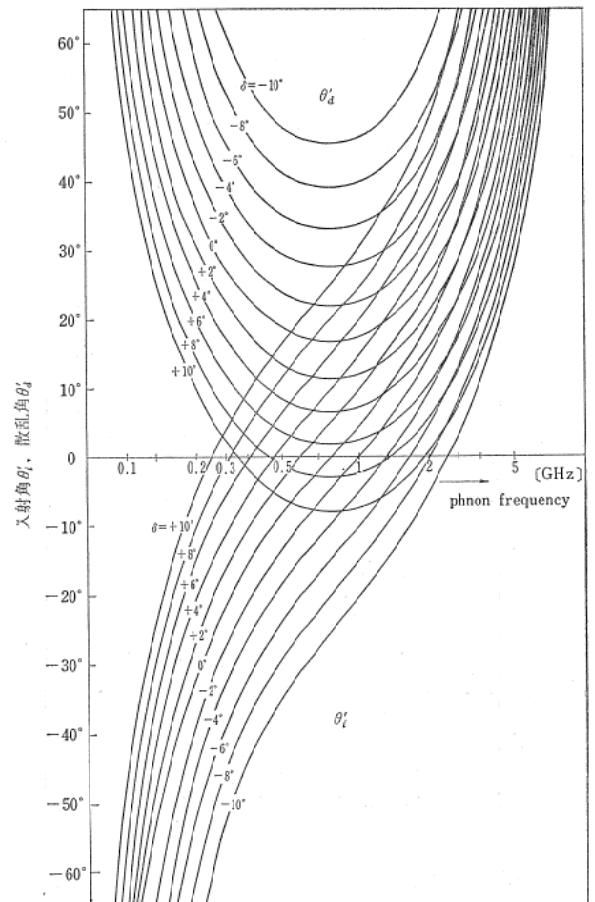


図10 $f_s \delta$ と入射角 θ_i 、散乱角 θ_d との関係
(M. Yamada, K. Matsumoto, C. Hamaguchi, and J. Nakai³⁹⁾)

$=2.460$, $n_d=n_e=2.477$ となる。光源として、He-Ne レーザ ($\lambda_0=6328\text{\AA}$) を用いると、

$$f' = \frac{v_s}{\lambda_0} \sqrt{|n_i^2 - n_d^2|} = 0.8\text{GHz} \text{ となり, この}$$

程度の超音波の周波数測定には、光学的異方性が非常に重要な問題点となる。上式を δ をパラメータとしてグラフに書いたのが図10である。この図から超音波の周波数分布や off-axis 成分を解析することができる。

電流振動の各時点における散乱強度を測定したのが図11である。最初に増幅される超音波束

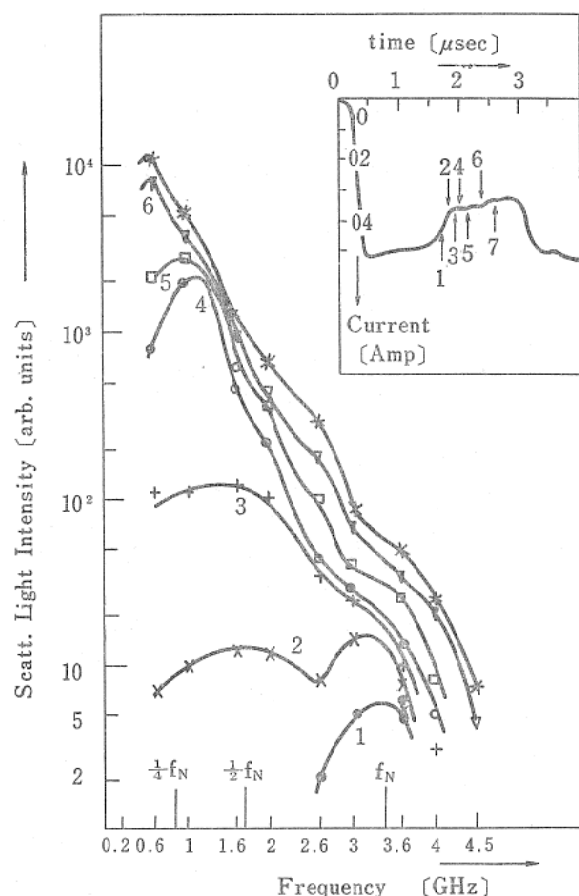


図11. Brillouin 散乱による超音波の周波数分布の測定 (M. Bruun, W. Wettling, and N.I. Meyer⁴⁰⁾)

は、超音波増幅理論²¹⁾から得られる最大利得周波数 $\omega_m = \sqrt{\omega_c \omega_D}$ よりも少し小さい周波数 f_N を中心として増幅される。ここに誘電緩和周波数 $\omega_c = \sigma/\epsilon$, 拡散周波数 $\omega_D = v_s^2/D_n$ で与えられ、 σ は伝導率、 ϵ は誘電率、 D_n は拡散定数である。超音波束が陽極方向に伝播するにつれて、その中心周波数は低周波側にずれ、 f_N の整数分の1になる。この点は、超音波束の増

幅が非常に大きく非線型のため、パラメトリック増幅が起きていると考えられている。

4. 応用面に関して

音響電気効果について、あらましを述べ、CdS 単結晶における Acoustoelectric domain による光の変調と偏向について断片的ではあるが、我々の研究を紹介しながら述べて来た。超音波増幅に関する研究は相当進み、パルスでなく、直流高電圧の印加によっても、増幅できるまでにも進んでおり、実用例としては、増幅器としてばかりでなく、遅延線路として用いられる。また、パルス電圧によって、高周波の増幅器を兼ね備えたスイッチング素子、ゲイティング素子としても利用価値があると思われる。不安定性に関しては、その電気伝導の非線型性を利用して、そのまま短形波発生素子や試料の形状を適当にすることによって、domain の運動による任意の関数を発生させることも可能である。これは発生した domain が不均一な試料を伝播するとき、試料中を流れる電流は不均一性の場所分布によって変調されることを利用したものである。

光学的な面では、domain による光吸収は、そのまま、光の変調素子として利用できる。光変調のできる波長範囲は基礎吸収端近傍に限られるが、CdS 単結晶では吸収端が可視領域にあるので、重要な光学素子として注目できる。また、domain による Brillouin 散乱を用いれば、通常用いられている超音波セルに較べて、偏向角の大きいデジタル偏向素子をつくることのできる、その他、domain の移動を利用して、光走査¹⁴⁾や映像読み取り⁴²⁾を行うこともできる。

文 献

- 1) B. K. Ridley and R. G. Pratt, Phys. Letters **4**, 300 (1963)
- 2) N. G. Zhdbnova, M. S. Kagan, and S. G. Kalashnikov, Soviet Phys. Solid State **8**, 788 (1966)
- 3) R. W. Smith, Phys. Rev. Letters **9**, 87 (1962)
- 4) J. H. McFee, J. Appl. Phys. **34**, 1548 (1963)
- 5) M. Kikuchi, Japan J. Appl. Phys. **2**, 807 (1963)

- 6) M. Kikuchi, Japan J. Appl. Phys. **4**, 233 (1965)
- 7) P. O. Sliva and R. Bray, Phys. Rev. Letters **14**, 327 (1965)
- 8) C. Hervouet, J. Lebailly, D. Leroux-Hugon and R. Veilex Solid State Commun. **3**, 413 (1965)
- 9) M. Kikuchi, H. Hayakawa and Y. Abe, Japan. J. Appl. Phys. **5**, 1259 (1966), Solid State Commun. **5**, 581 (1967)
- 10) G. Quentin and J. M. Thuillier, Solid State Commun. **4**, 3 (1966)
- 11) J. Mort, Phys. Rev. Letters **18**, 540 (1967)
- 12) J. B. Gunn, Proceedings of the Symposium on Plasma Effect in Solid, Paris 1964 (Dunod Cie, Paris 1965), p.199; also IEEE Trans. Electron. Devices ED-13, (1966)
- 13) B. K. Ridley, Proc. Phys. Soc. (London) **82**, 954 (1963)
- 14) R. H. Parmenter, Phys. Rev. **89**, 990 (1953)
- 15) G. Weinreich, Phys. Rev. **104**, 321 (1956)
- 16) G. Weinreich and H. G. White, Phys. Rev. **106**, 1104 (1957)
- 17) G. Weinreich, Phys. Rev. **107**, 317 (1957)
- 18) A. R. Hutson, Phys. Rev. Letters **4**, 505 (1960)
- 19) A. R. Hutson and D. L. White, J. Appl. Phys. **33**, 40 (1962)
- 20) A. R. Hutson, J. H. McFee, and D. L. White, Phys. Rev. Letters **7**, 237 (1961)
- 21) D. L. White, J. Appl. Phys. **33**, 2547 (1962)
- 22) P. O. Sliva and R. Bray, Phys. Rev. Letters **14**, 372 (1965)
- 23) J. D. Manies and E. G. S. Paige, Phys. Letters **17**, 14 (1965)
- 24) W. H. Hadyt and C. F. Quate, Appl. Phys. Letters **7**, 45 (1965)
- 25) W. Wettling and E. H. Pohlendt, Phys. Letters **19**, 268 (1965)
- 26) N. I. Meyer, M. H. Jorgensen, and I. Balslev, Solid State Commun. **3**, 393 (1965)
- 27) J. D. Maines, Appl. Phys. Letters **8**, 67 (1966)
- 28) R. Bray, C. S. Kumar, J. B. Ross, and P. O. Sliva, J. Phys. Soc. Japan Suppl. **21**, 487 (1966)
- 29) J. Zucker and S. Zemon, Appl. Phys. Letters **9**, 398 (1966)
- 30) D. L. Spears and R. Bray, J. Appl. Phys. **39**, 5093 (1968)
- 31) R. W. Smith, Phys. Rev. **97**, 1525 (1955)
- 32) M. Yamada, C. Hamaguchi, and J. Nakai, unpublished.
- 33) C. S. Kumar, P. O. Sliva and R. Bray, Phys. Rev. **169**, 680 (1968)
- 34) D. L. Spears and R. Bray, Appl. Phys. Letters **12**, 118 (1968)
- 35) C. S. Kumar and W. G. Hutchinson, J. Appl. Phys. **40**, 4687 (1969)
- 36) K. Yamamoto, M. Yamada, and K. Abe, J. Appl. Phys. **41**, 450 (1970)
- 37) K. Yamamoto, M. Yamada, and K. Abe, J. Phys. Soc. Japan **29**, 1521 (1970)
- 38) W. Franz, Z. Naturforsch. 13a, 484 (1958); L. W. Keldysh, Zh. eksp. teor. Fiz. **34**, (1968). translation. Soviet Physics-JETP **7**, 778 (1958)
- 39) M. Yamada, K. Matsumoto, C. Hamaguchi and J. Nakai, unpublished.
- 40) M. Bruun, W. Wettling, and N. I. Meyer, Phys. Letters 31A, 31 (1970)
- 41) B. W. Hakki, Appl. Phys. Letters. **11**, 153 (1967)
- 42) W. J. Clemetson, Proc. I.E.E.E. **55**, 2168 (1967)