

講義

光と物質の相互作用—XI

光と電界

皆方 誠

東北大学電気通信研究所 〒980 仙台市片平 2-1-1

(1988年10月3日受理)

Interaction of Light with Matter—XI

Light and Electric Field

Makoto MINAKATA

Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University,
2-1-1, Katahira, Sendai 9801. 光電効果¹⁻⁶⁾

光電効果とは、アルカリ金属などのような物質に光を照射すると金属の表面から電子が飛び出す現象であり、光が力学的エネルギーに代わる最も直接的な例である(図1参照)。原理的には、光が吸収されて自由に動きうる電子が生成される効果であり、光を吸収した物質の外に電子が飛び出す外部光電効果と、物質内に電子・正孔対が生ずる内部光電効果とがある。前者は光電子増倍管(通称フォトマル)などに、後者は光検出器や太陽電池、写真感光体などに利用されている。

1.1 光電子放出

物質に光を当てると電子が物質外に放出される現象を外部光電効果あるいは光電子放出と呼び、光を吸収して飛び出す電子をとくに光電子(photo-electron)という。この現象には次のような性質がある。

- (1) どのような物質に対しても、光電効果が起こりうる光の最低振動数があり、それ以下の振動数の光ではどんなに強い光を照射しても光電子は飛び出さない。
- (2) 最低限界よりも高い振動数の光ならば、いかに弱くとも光を物質に当てた瞬間に電子が飛び出す。
- (3) 表面から飛び出す光電子の速さは、光の強さに無関係で、光の振動数 ν のみに関係する。
- (4) 光電子の運動エネルギーの最大値は照射した光の振動数に比例して大きくなり、同じ振動数であれ

ば光強度が大きいほど飛び出す電子数が増える。

アインシュタインは、これらの現象を説明するために「光のエネルギーは $h\nu$ の量子(粒子)から成っていて、それらが光速で飛んでいるもの」と仮定した。これは光量子説と呼ばれており、この仮説によれば上述の現象を矛盾なく説明することができる。ここで、 h はプランク定数である。

もし電子が最初に、伝導帯のいちばん高い満たされた状態を占めており、しかも放射面と垂直に動いているとすれば、光電子は運動エネルギー $KE_{\max} = h\nu - e\phi$ をもって物体から飛び出すであろう。 $e\phi$ は光電子が物質を飛び出す時に感じる「エネルギー障壁の大きさ」を示しており仕事関数(work function)と呼ばれている。ここで、 e は電荷とする。放射された光電子の最高運動エネルギーを eV_0 とすれば、次の「アインシュタインの光電方程式」を得る。

$$eV_0 = h\nu - e\phi \quad (1)$$

光の色 ν を変えて V_0 を測定し、図2のように $V_0 - \nu$ をプロットすれば、傾斜が h/e で、 V_0 軸との交わりが $-\phi$ に等しいことがわかる。これより仕事関数を決定することができる。

図3は、振動数 ν の光子で、 E_F とそれより下にある電子を励起する様子を示す。放出電子の運動エネルギーは電子の初期エネルギー、入射電子のエネルギー(振動数)、および仕事関数だけに関係する。これらの原理は、固体の光電子放出の測定から電子状態についての知見を

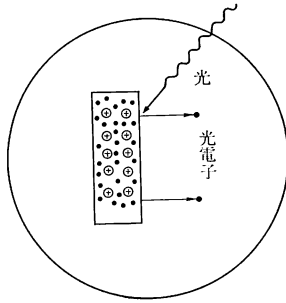


図1 光電効果と光電子

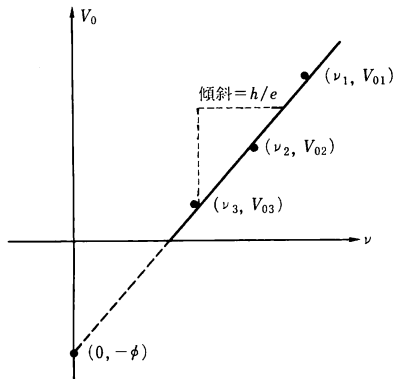


図2 V_0 と ν の関係をプロットして ϕ を求める方法

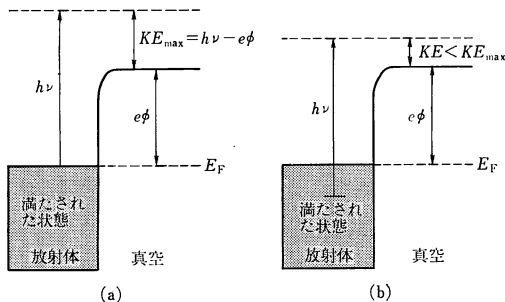


図3 振動数 ν の光子により、(a)フェルミ準位からと、(b)フェルミ準位以下の光電子の放射

得る「固体光電子分光法」の基礎となっている。

1.2 光陰極

ある材料の光電効率 (photoelectric efficiency) は「光の単位ごとに放射される電流 (アンペア/ルーメン)」で定義され、放射体の化学的・物理的性質のほか、入射光の波長にも関係する。一般に良導体では光電効率が低い。そのおもな理由は光反射率が高いことである。また、作られた光電子の飛程は短く (およそ 10^{-9} m 程度)、入射光子の侵入深度は 10^{-6} m 程度である。この結果、

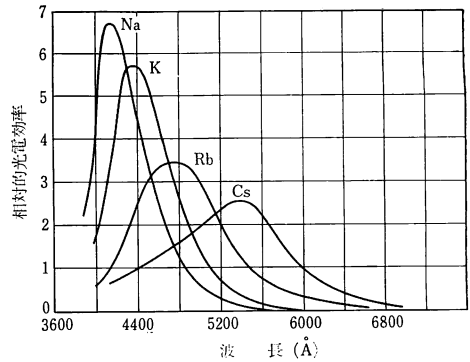


図4 波長の関数として表わしたアルカリ金属の相対的な光電効率

光電流に寄与する表面の原子層はせいぜい 10 \AA くらいの深さしかない。アルカリ金属 (Na, K, Rb, Cs など) の光電効率を波長の関数としてプロットすると図4のようになる。入射光の波長に対してかなり選択的な反応を示すことがわかる。最大効率より短波長側では、光子が放射体の奥まで侵入するので低下する。反対に最大効率より長波長側では、入射光子の反射率がきわめて高くなるので、放射過程に寄与するものはごくわずかしかない。これらは、光陰極材料として光電管などに用いられてきた。

1.3 光伝導現象

光の入射エネルギー $h\nu$ が、結晶のエネルギー帯幅 E_g よりも大であれば、光のエネルギーは吸収され、原子間の結合にあずかっている電子を引き離し、伝導帯と価電子帯に電子と正孔を作る (光イオン化という)。この電子と正孔は電気伝導に寄与するために結晶の電気伝導度が増加する。この現象は光伝導 (photoconductivity) と呼ばれている。

半導体では、この結合を解くのに要するエネルギーが比較的小さい。光伝導物質 (半導体) に光を照射したときの電気伝導度の増加を $\Delta\sigma$ とすれば、

$$\Delta\sigma = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p) \tag{2}$$

μ_n, μ_p は電子・正孔の移動度、 $\Delta n, \Delta p$ は光による電子、正孔の増加分を表す。いま単位体積当たり毎秒 f 個の電子・正孔対が発生し、それらの寿命を τ_n, τ_p とし、光電子の濃度 (増加分) を Δn とすれば、

$$d n/d t = f - \Delta n/\tau_n \tag{3}$$

定常状態では $d n/d t = 0$ であるから $\Delta n = f\tau_n$ 、正孔の場合も同様にして $\Delta p = f\tau_p$ である。ゆえに

$$\Delta\sigma = ef(\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \tag{4}$$

この式から、 $\mu\tau$ の大きいものほど光照射による伝導度

の変化 $\Delta\sigma$ が大きいことがわかる。光伝導現象を示す物質は数多くある。これらの中で、代表的なものは CdS である。CdS の光伝導感度が著しく優れている主な理由は、電子の寿命 τ_n が長く、光の照射を止めてもすぐ電子が再結合しないからである。通常、CdS では $\tau_n = 10^{-3} \sim 10^{-5}$ s, $\tau_p = 10^{-7} \sim 10^{-10}$ s, $\mu_n = 300 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $\mu_p = 10 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ の程度であり、 $\mu_n \tau_n \gg -\mu_p \tau_p$ で n 形の伝導を示すから(4)式は $\Delta\sigma = e f \mu_n \tau_n$ と書ける。つまり CdS では、 τ_n が他の物質と比べて非常に大きく、 μ_n がさほど小さくないという特徴があるために光伝導感度が高い。

1.4 光起電力効果

半導体結晶に光を照射し、発生した電子や正孔が障壁の近くにあれば起電力を発生する。これを光起電力効果(photo-voltaic effect)といい、電子・正孔が不均一に生じた場合のデンバー効果や、p-n 接合領域に自由キャリアが作られた場合(フォトダイオード)などにその例を見ることができる。

1.4.1 デンバー効果(Dember effect)

半導体表面に吸収係数の大きな光を照射し、光が内部まで通らない場合には、照射された表面部分と照射されない内部との間に電圧が発生する。これをデンバー効果という。光の吸収係数 α が $1/d$ (d : 試料の厚さ) より大きい場合、表面近くに高濃度の電子・正孔が発生し、濃度勾配によってこれらは拡散する。もし、電子の移動度が正孔よりも大きければ、照射されない側の面に負の電荷が蓄積され、この電荷の作る電界は電子の流れを

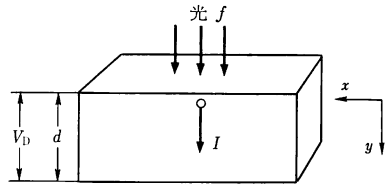


図5 デンバー効果

阻止し、正孔の流れを助けるように働く。平衡状態では図5のように実際に電流が流れ、また開回路では起電力が観測される。デンバー起電力を V_D とすれば

$$V_D = (b-1)FL / \mu_p(n_0 - p_0)(1 + s\tau/L) \quad (5)$$

ただし、 $b = \mu_n/\mu_p$, n_0, p_0 は暗時のキャリア濃度、 L は拡散係数、 τ は時定数、 s は照射面側の表面再結合速度、 F は毎秒光で発生するキャリア濃度である。この式から、 V_D は電子と正孔の移動度の差 $(b-1)$ に比例するので、 $\mu_n = \mu_p$ では $V_D = 0$ 、また $n_0 = p_0$ つまり真性半導体の場合には、 V_D が最大となることがわかる。

1.4.2 p-n 接合光起電力効果

図6に示すように、熱平衡状態にある p-n 接合ではフェルミ準位が一致している(b)。いま、この状態下で禁止帯 E_g より大きなエネルギー $h\nu$ をもった光を照射すると、これが p-n 接合の結晶格子に吸収され、電子・正孔対が発生する。これらは、障壁内の電界によって分離され、電子は n 形領域に、正孔は p 形領域にドリフトしていく。この結果、p 形領域は正に、n 形領域は負に帯電するので両端子の回路が開いていれば、n 形領

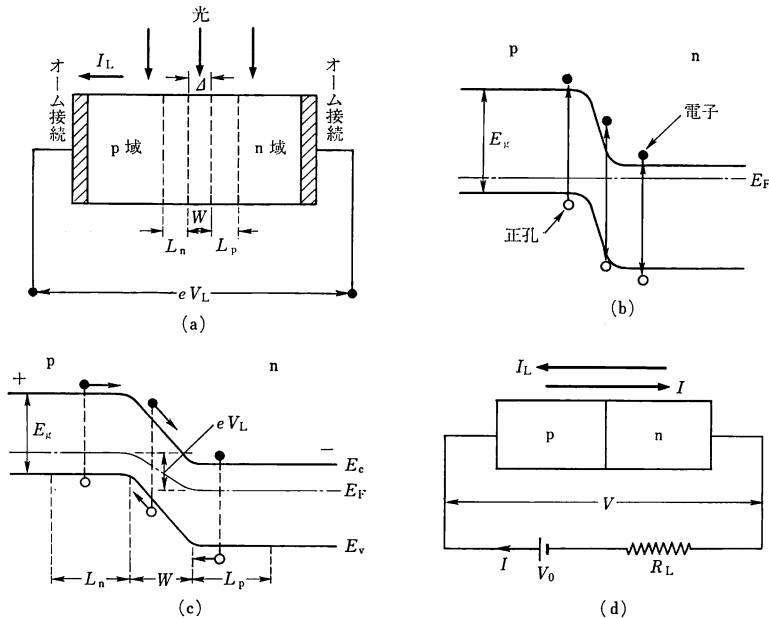


図6 p-n 接合と光起電力、光照射前(b)と光照射後(c)のエネルギー準位の変化

域のフェルミ準位は eV_L だけ上昇し、両端に光電圧 V_L が表われる (a) (c)。これを光起電力効果という。光電圧を能率良くとりだすために、内部抵抗を低く作ったものが光電池 (photo-voltaic cell) や太陽電池 (solar battery) であり、p-n 接合に逆バイアスを印加しておいて光照射を行ない、生じた自由キャリアによる光電流を得るようにしたものが光ダイオード (photo diode) である。

光電圧 V_L を求めるために図 6 (d) の回路を考えよう。まず、全電流 I は次式で与えられる。

$$I = I_0 [\exp(eV/kT) - 1] - I_L \quad (6)$$

ここで、 I_0 は逆方向の飽和電流値、 I_L は光照射による光電流であり、負号は流れる方向が逆であることを示している。(6)式で、 $I=0$ になったときが開放光電圧 V_L であるから

$$V_L = (kT/e) \ln(1 + I_L/I_0)$$

入射光が弱い場合には $I_L/I_0 \ll 1$ と置くことにより

$$V_L = (kT/e) I_L/I_0 \quad (7)$$

入射光が強くなると

$$V_L = (kT/e) \ln(I_L/I_0) \quad (8)$$

したがって、入射光が弱い場合、 V_L は入射光量に比例し、強くなると対数に比例することがわかる。(7)、(8)式が太陽電池の出力光電圧である。

光ダイオードとして使う場合には、逆バイアス (図 6 (d) の電池の極性を入れ替える) を加えればよい。(6)式は

$$I = -(I_0 + I_L)$$

となり、暗電流 I_0 が小さい場合には $I = -I_L$ となる。負荷抵抗を R_L とすれば、その両端の電圧は

$$V_L = -R_L I_L$$

となり、これが光ダイオードの出力電圧となる。

なお、金属と半導体の接触障壁においても、p-n 接合同様に光電効果が現われ、その原理は前述と同様である。Au-Ge フォトダイオードが代表的な例である。

2. 電気光学効果⁷⁻¹⁴⁾

光と物質の相互作用を扱う場合、物質に電界を作用させることによって生ずる現象には、シュタルク効果や電気光学効果などがある。シュタルク効果 (Stark effect) は、光のスペクトルに注目した原子・分子の光学であり古くから研究がなされてきた。また電気光学効果 (electro-optic effect) は、物質に印加した電界によって屈折率が変化する現象であり、電界に比例する場合 (1次電気光学効果、別名 Pockels 効果) と電界の 2 乗に比例

する場合 (2次電気光学効果、別名 Kerr 効果)、さらに高次の効果があり、広く研究・応用が図られてきた。ここでは、応用上重要と思われるいくつかの効果を取り上げてみたい。

2.1 シュタルク効果

発光している原子や分子のスペクトル線に対する電界効果であり、縮退したスペクトルが電界によって分離する現象である。外部電界を加えない場合でも、たとえば、希土類イオンを結晶中に入れると各スペクトル項の縮退が、周囲の格子のイオンが作る電界によって取り除かれ、スペクトルは分裂し、シュタルク効果を示す¹²⁾。

これらの物理的意味はつぎのように説明される。イオンは電界があると分極する。たとえば、正の電荷をもつ原子核は電子雲の重心からずれる。このようにして電界に比例し、その大きさが電界に対する方位量子数 J の傾きに依存する「電気双極子」が生じる。 J と電界のなす角が変化すればイオンのエネルギーが変化するので、ジャイロスコープと同様の効果によって、電界の方向を軸とし、 J の成分の磁気量子数 M を一定とするような才差運動が生じる。このためにスペクトルが分離する。そのスペクトルの分離度は、誘起双極子モーメントが電界に比例するので、電界強度の自乗に比例する。

逆シュタルク効果は、原子・分子の吸収スペクトル線に対する電界効果である。

また、光と物質の相互作用がかなり強い場合、二準位系の物質ではほぼ縮退した二つの状態が、互いに反発して二重項になることが知られている。この光によるエネルギー準位の分離現象は、光学的シュタルク効果とよばれている。現在、半導体超格子中のエキシトンによる光学的シュタルク効果は、室温で超高速動作が可能であることから、光コンピュータを目ざした高速スイッチング素子への応用が期待されている¹⁰⁾。

2.2 ポッケルス効果 (Pockels effect)

電気光学効果による屈折率の変化は、印加した電界により分子やイオンがわずかに動き、その結果として電子雲が変形する効果と、電子が直接電界により変位する効果とが重畳して生じたものである。屈折率の変化は光の位相変化となって現われる。興味深いことに、結晶では、電界により異方性が生じるので、常光線と異常光線に対する屈折率変化 (位相変化量) が異なる。その結果、位相の差を取り出すことができるので、位相変化を強度変化に変換することもできる。これらの効果は、高速であり、屈折率の実数部しか変化しないことから原理的に光損失を伴わない。そのために、光スイッチや光変

調器に現在広く使用されている。

2.2.1 屈折率楕円体

光学的異方性をもった結晶中で、光がどのような振舞をするかを理解しておくことは「電気光学効果を使った光制御技術の原理」を理解するうえで重要である。また、適当な電気光学結晶が与えられた場合に、どの方向に光を伝播させ、いかなる方向に電界を印加すれば、伝播光に最も大きな位相変化・位相差を与えることができるかを検討することは設計上とくに重要である。

透明な誘電体結晶中を伝播する光の平面波の位相速度 v は、光速を c 、屈折率を n とすれば、 $v=c/n$ で与えられる。一般に、異方性結晶中を伝播する光の位相速度は、伝播方向や偏波方向によって異なる。今、光学的な主軸の方向を x, y, z とすれば

$$(x/n_x)^2 + (y/n_y)^2 + (z/n_z)^2 = 1 \quad (9)$$

なる式を用いることによって結晶中を任意の方向に進む平面波の挙動を記述することができる。(9)式は、屈折率楕円体(index ellipsoid)を示しており、図7のごとく図示することができる。ここで n_x, n_y, n_z は、主軸 x, y, z に対応する主屈折率である。図7において、任意の方向 s に進む平面波の挙動について考えてみよう。

この平面波は、光学的異方性をもつ結晶中では屈折率楕円体の中心 O を通り、伝播方向 s に垂直な断面にできる楕円(図の斜線部分)の主軸、すなわち「長軸 OA と短軸 OB 方向」にそれぞれ電気変位ベクトルをもった偏光に別れて伝播する。各偏光は、対応した屈折率 n_1, n_2 を感じ、おのおの異なった位相速度で結晶中を伝播する。その結果、結晶の出口における両偏波の位相差 Γ は

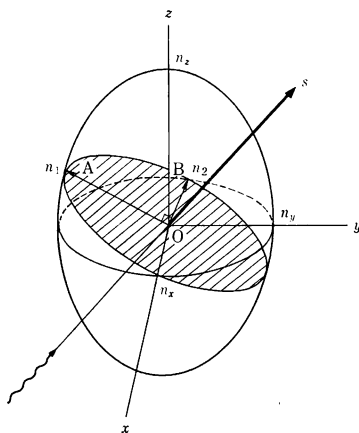


図7 屈折率楕円体と光波
 s が光線の伝播方向を示し、斜線断面の OA 、 OB が主軸を表わしている。

$$\Gamma = 2\pi l |n_1 - n_2| / \lambda \quad (10)$$

となる。ただし、 λ は光の波長、 l は光路長である。 $|n_1 - n_2|$ を光の伝播方向 s から見た複屈折という。図7の屈折率楕円体 ($n_x \neq n_y \neq n_z$) では、中心 O を通って切断した断面が円となる ($n_x = n_y$) ような光の伝播方向 s は一般に二つあり、この方向では、複屈折を示さない。この方向を光軸(optic axis)と呼んでいる。2本の光軸をもつ結晶を光学的2軸性結晶といい、対称性の低いものに多い。結晶の対称性が高くなると $n_x = n_y \neq n_z$ となり、光軸は1本となる。これを光学的1軸性結晶という。さらに対称性が高くなると $n_x = n_y = n_z$ となり、光学的に等方性を示す。1軸性結晶において $n_x = n_y = n_o$ を常光屈折率、 $n_z = n_e$ を異常光屈折率という。2軸性結晶では、すべての屈折率が異常光屈折率、等方性結晶では、すべてが常光屈折率である。

2.2.2 ポッケルス定数

屈折率楕円体は、任意に選んだ直交軸 x_1, x_2, x_3 に対して次式のように表わしうる。

$$b_{ij} x_i x_j = 1 \quad (i, j = 1 \sim 3) \quad (11)$$

電界を印加した場合、屈折率楕円体は変化する。2次の効果まで考慮すると(11)式は、次のように表わされる。

$$(b_{ij}^0 + r_{ijk} E_k + R_{ijkl} E_j E_l) x_i x_j = 1 \quad (12)$$

ここで $b_{ij}^0 = (1/\epsilon_{ij}^0) = (1/n_{ij}^0)$ であり、逆誘電率と呼ばれている。左辺第2項、3項は1次および2次の電気光学効果を表わしている。また、 r_{ijk} をポッケルス定数、 R_{ijkl} をカー定数という。ポッケルス定数は、対称中心を持たない結晶系にだけ存在するが、カー定数はすべての物質に存在する。また、試料結晶の形状や使用周波数によって電気光学定数の大きさが異なるので注意を要する。すなわち、クランプ状態であるのか、フリーの状態であるのかを区別する必要がある。クランプ状態とは、素子形状に依存した共振周波数以上の高周波領域において、素子の圧電的変形が追従できない「歪一定」の状態であり、 r^S と書く。フリー状態とは、圧電や電歪による変形を伴う領域にあって、「応力一定」の状態であり、 r^T と書く。これらの定数の間には以下の関係がある。

$$\left. \begin{aligned} r_{ijk}^T &= r_{ijk}^S + p_{ijmn} d_{kmn} \\ R_{ijkl}^T &= R_{ijkl}^S + p_{ijmn} Q_{klmn} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

ただし、 p_{ijmn} は光弾性定数、 d_{kmn} は圧電定数、 Q_{klmn} は電歪定数である。光変調器などに用いられる定数はクランプ状態のものが多い。以下の説明では、簡単化のために、両状態を区別しないことにする。

ポッケルス効果による逆誘電率の変化は(12)式より、次のように級数展開した形で表わされる。

$$b_{ij} = b_{ij}^0 + \sum_{k=1}^3 r_{ijk} E_k \quad (14)$$

ここで b_{ij} は電界を加えた場合の, b_{ij}^0 は加えない場合の逆誘電率である. 添字 (ij) を (11)→1, (22)→2, (33)→3, (23)→4, (31)→5, (12)→6 のように短縮した記号で表現すると r_{ijk} は r_{mk} ($m=1\sim6, k=1\sim3$) の6行3列のマトリックスで表現できる. すなわち

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \\ b_5 \\ b_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1^0 \\ b_2^0 \\ b_3^0 \\ b_4^0 \\ b_5^0 \\ b_6^0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (15)$$

r_{mk} は3階のテンソル量であり, その成分相互の関係は結晶点群によって定まる対称性の影響を受ける. 電気光学結晶として優れた特性をもつニオブ酸リチウム LiNbO_3 は, 点群 $C_{3v}-3m$ に属し, r_{mk} マトリックスは次式で与えられ, 4個の定数を持っている.

$$r_{mk} = \begin{bmatrix} 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

表1に各種の代表的な結晶のポッケルス定数等を示す. 表より明らかのように, 強誘電体結晶は一般に大きなポ

表1 代表的な物質とポッケルス定数

物質名	点群	mk	$(r_{mk}^T \times 10^{-12})$ (m/V)	$(r_{mk}^S \times 10^{-12})$ (m/V)	屈折率	屈折率測定 波長 (μm)	誘電率	備考
GaAs	$\bar{4}3m$	41	-1.5	-1.5	3.6	900	13.2	
ZnS	$\bar{4}3m$	41	1.5	2	2.363 (n_c) 2.368 (n_o)	600		
CdS	$6mm$	33	2.4		2.46 (n_o)		9.4 (ϵ_1)	
		13	1.1		2.48 (n_e)		10.3 (ϵ_3)	
		51	3.7					
KH_2PO_4	$\bar{4}2m$	63	-10.5	9.7	1.47 (n_o)	546	42 (ϵ_1)	強誘電体 $T_c = 123\text{K}$
		41	8.6		1.51 (n_e)		21 (ϵ_3)	
KD_2PO_4	$\bar{4}2m$	63	26.4	24	1.47 (n_o)	546	58 (ϵ_1)	強誘電体 $T_c = 213\text{K}$
		41	8.8		1.51 (n_e)		50 (ϵ_3)	
BaTiO_3	$4mm$	33		28	2.39 (n_o)	633	2,000 (ϵ_1)	強誘電体 $T_c = 405\text{K}$
		13		8	2.33 (n_e)		100 (ϵ_3)	
		51	1,640	1,640				
LiNbO_3	$3m$	33	32	30.8		633		強誘電体 $T_c = 1483\text{K}$
		13	10	8.6	2.286 (n_o)		43 (ϵ_1)	
		51	33	28	2.200 (n_e)		28 (ϵ_3)	
		22	6.7	3.4				
LiTaO_3	$3m$	33	33	35.8		633		強誘電体 $T_c = 938\text{K}$
		13	8	7.9	2.176 (n_o)		41 (ϵ_1)	
		51	20	20	2.180 (n_e)		43 (ϵ_3)	
		22	~1	~1				
$\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$	$mm2$	33	48	29		633		強誘電体 $T_c = 833\text{K}$
		13	15	7	2.322 (n_a)		222 (ϵ_1)	
		23	13	8	2.321 (n_b)		227 (ϵ_3)	
		42	92	79	2.218 (n_c)		32 (ϵ_3)	
		51	90	95				
SiO_2	32	11	-0.47	0.23	1.546 (n_o)	546	4.3 (ϵ_1)	
		41	0.20	0.1	1.555 (n_e)		4.3 (ϵ_3)	

ポッケルス定数をもっている。何故であろうか。現象論的にみると、強誘電相における1次の電気光学定数は、常誘電相における2次の電気光学定数に誘電率を乗じたものに等しいと考えられる。すなわち、

$$r_{ijl}^T = 2\epsilon_0(\epsilon_l - 1)g_{ljsl}^T P_s$$

なる関係が導かれる。\$g\$ は分極で展開したときの2次の電気光学定数、\$P_s\$ は自発分極の大きさである。LiNbO₃ 結晶の場合、キュリー点 1195°C 以上では常誘電体となってポッケルス効果は消失し、残留したカー効果が現われ、\$g = 0.1 \text{ m}^4/\text{C}^2\$ 程度の値を示す。この値はとくに大きくはない。しかし、室温では自発分極 \$P_s\$ が \$0.71 \text{ C}/\text{m}^2\$ と飛び抜けて大きく、\$\epsilon_l = 84\$ とかなり大きいことから、大きなポッケルス定数を持っている。一般に、強誘電体は大きな \$\epsilon\$ をもっているのが特徴であり、ポッケルス定数が大きいことが理解できる。

2.2.3 結晶の対称性

結晶のもつ物理量は、その結晶の示す巨視的な対称性(点群)を反映して対称性を示す。ポッケルス定数を考えてみよう。\$d(1/n_{ij}) = db_{ij} = r_{ijk}E_k\$ と表現できる比例定数 \$r_{ijk}\$ は、3階のテンソル量であり、結晶の対称性の影響を受ける。対称中心のある点群の場合、中心対称の操作によって新たに変換された定数 \$r'_{ijk}\$ は、もとの定数と不変でなければならない。すなわち、

$$r'_{ijk} = r_{ijk} \tag{16}$$

一方、対称中心の場合、軸変換のマトリックス \$a_{ij}\$ は、

$$a_{ij} = -\delta_{ij} \quad (i = j \cdots \delta_{ij} = 1, i \neq j \cdots \delta_{ij} = 0)$$

軸変換の操作より

$$\begin{aligned} r'_{ijk} &= a_{il}a_{jm}a_{kn}r_{lmn} = -\delta_{il}\delta_{jm}\delta_{kn}r_{lmn} \\ &= -r_{ijk} \end{aligned} \tag{17}$$

となる。(16)、(17)式を同時に満足するためには、\$r_{ijk} = 0\$ でなければならない。すなわち、3階のテンソル量は対称中心をもつ点群では存在しないことがわかる。

2.2.4 光制御デバイスへの応用

(1) KDP (KH₂PO₄)

この結晶は点群 \$D_{2d} - \bar{4}2m\$ に属し、以下のポッケルス定数を持っている。

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{pmatrix}$$

ここで、座標系を \$(x, y, z)\$ とすれば、電界 \$E(E_x, E_y, E_z)\$ が結晶に印加されたときの屈折率楕円体の変化は

(11)、(14)式より次式を得る。

$$\begin{aligned} (x^2 + y^2)/n_o^2 + z^2/n_e^2 + 2r_{41}E_zyz \\ + 2r_{41}E_yzx + 2r_{63}E_zxy = 1 \end{aligned} \tag{18}$$

たとえば、\$E_z \neq 0, E_x = E_y = 0\$ とすれば、(18)式は

$$(x^2 + y^2)/n_o^2 + z^2/n_e^2 + 2r_{63}E_zxy = 1$$

となる。主軸変換、すなわち、\$z\$ 軸のまわりに \$45^\circ\$ 回転した新しい座標系を \$(X, Y, Z)\$ とすれば

$$\frac{X^2}{n_o^2(1 + n_o^2r_{63}E_z/2)^2} + \frac{Y^2}{n_o^2(1 - n_o^2r_{63}E_z/2)^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} = 1 \tag{19}$$

したがって、楕円体の主軸の屈折率は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} n_x &= n_o + n_o^3r_{63}E_z/2 \\ n_y &= n_o - n_o^3r_{63}E_z/2 \\ n_z &= n_e \end{aligned} \right\} \tag{20}$$

(i) 縦形効果 (図 8 参照) : \$Z\$ 軸方向に光を通したとき、\$X\$ および \$Y\$ 方向偏光の間の位相差 \$\Gamma\$ は、(10)式の場合と同様に、(20)式を用いて下記のように記述できる。

$$\begin{aligned} \Gamma &= (2\pi/\lambda)(n_x - n_y)d \\ &= (2\pi/\lambda)n_o^3r_{63}V_z \end{aligned} \tag{21}$$

ただし、\$V_z = E_zd\$、\$d\$ は結晶の厚さ(光路長)である。位相差が \$\pi\$ となる電圧(半波長電圧と呼ぶ) \$V_\pi\$ は

$$V_\pi = \lambda/2n_o^3r_{63} \tag{22}$$

この場合、図 8 (a) に示すように、電界の方向と光を通す方向が一致しており、\$V_\pi\$ は結晶の寸法によらない。

(ii) 横形効果 (図 8 参照) : \$X\$ 軸方向に光を通し、\$Z\$ 方向の電界 (\$Z\$ 方向に印加) によって生じる位相差 \$\Gamma\$、半波長電圧 \$V_\pi\$ は

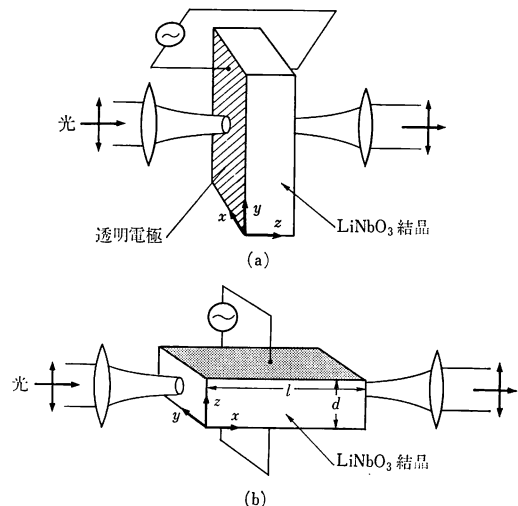


図 8 光変調素子一縦形効果の例 (a) と、横形効果の例 (b)

$$\Gamma = (\pi/\lambda)n_o^2 r_{63} V_x (1/d) \quad (23)$$

$$V_x = \lambda d / n_o^2 r_{63} l \quad (24)$$

この場合、図 8 (b) のように、 V_x は d/l の比、すなわち結晶の寸法によって決まる。

(2) LiNbO₃, LiTaO₃

点群や r 定数は上述した。この結晶系では r_{33} が最も大きいので、この定数を用いたデバイスを考える。

座標系を (x, y, z) とすれば、電界 $E(0, 0, E_z)$ が結晶に印加されたときの屈折率楕円体の変化は (11), (14) 式より、

$$(1/n_o^2 + r_{13} E_z)(x^2 + y^2) + (1/n_e^2 + r_{33} E_z)z^2 = 1 \quad (25)$$

主軸変換をした後の座標系を (X, Y, Z) とすれば、

$$\frac{X^2 + Y^2}{n_o^2(1 - n_o^2 r_{13} E_z/2)^2} + \frac{Z^2}{n_e^2(1 - n_e^2 r_{33} E_z/2)^2} = 1$$

したがって、楕円体の主軸の屈折率は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} n_x = n_y = n_o - n_o^2 r_{13} E_z/2 \\ n_z = n_e - n_e^2 r_{33} E_z/2 \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

X 軸方向に光を通せば、Y と Z 方向の偏光の位相差 Γ は

$$\Gamma = (\pi/\lambda)n_e^2 r_c V_x (l/d) \quad (27)$$

ただし、 $r_c = r_{33} - (n_o/n_e)^2 r_{13}$ となり、 V_x は

$$V = \lambda d / n_e^2 r_c l \quad (28)$$

となる。この構成は横形効果を用いている。

(3) 光変調器

たとえば、電界によって位相差 Γ を与える LiNbO₃ 素子を、図 9 のようにお互いに直交した偏光子と検光子の間に挿入することを考えよう。偏光子を結晶の光軸 Z に対して 45° 傾斜させる。結晶に入射した 45° 傾いた直

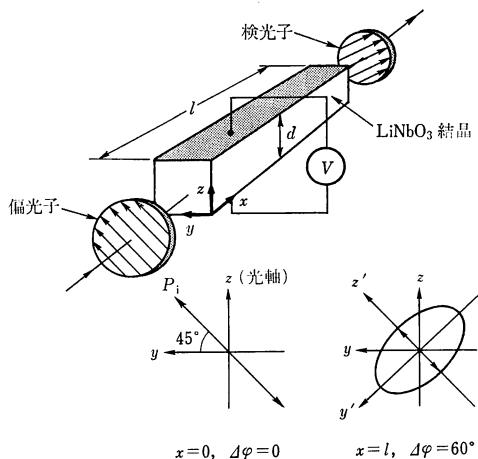


図 9 LiNbO₃ 横形光変調器と直交ニコルの関係

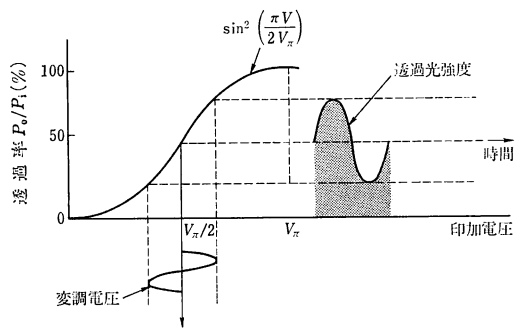


図 10 電気光学効果を用いた光変調器の動作原理

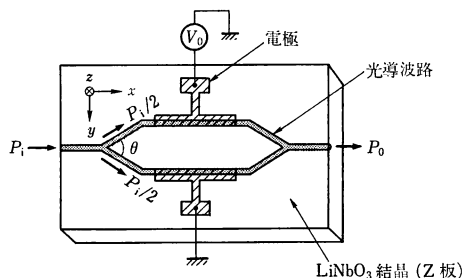


図 11 LiNbO₃ 光導波路を用いた分岐干渉形光変調器の構成例 (LiNbO₃ 結晶の Z 板の使用例)

線偏光 P_i は、常光 (Y) と異常光 (Z) の成分に別れて、それぞれ独立に伝播する。各成分の結晶出口における位相差 Γ は (27) 式で与えられている。検光子を通過した光 P_o は、簡単な計算によって

$$\begin{aligned} P_o &= P_i \sin^2(\Gamma/2) \\ &= P_i \sin^2(\pi V/2V_x) \end{aligned} \quad (29)$$

となる。印加電圧 V に対する P_o/P_i の関係は図 10 に示される。

一方、LiNbO₃ 光導波路を用いた分岐干渉形光変調器 (図 11 参照) では、TE モードまたは TM モード (常光または、異常光に対応) のいずれか一方を伝播させ、位相変調を行ない、参照導波光と合波・干渉させることによって強度変調された出力光を得ることができる。導波光は入力側の分岐で等分される。伝播光は、外部印加電圧によってそれぞれ位相シフト $\Delta\phi$, $-\Delta\phi$ を受け、合わせて $2\Delta\phi$ の位相差を受ける。出力側の分岐では合波・干渉し、位相差に対応して光出力が変化する。Z 板を用いた図の構成では、(26) 式をもとに

$$2\Delta\phi = \pi V/V'_x, \quad V'_x = \lambda b/2n_o^2 r_{33} l g$$

が得られる。ただし、 b は電極間隔、 g は電界補正係数 ($0 < g < 1$) である。

2.3 カー効果 (Kerr effect)

これは、電場内に置かれた物質が異方性を示すようになり、電界に平行な光軸をもつ単結晶と同じになる現象である。この効果が大きな代表的物質は、ニトロベンゼンである。これを直交した偏光子の間に入れ、光線に垂直に電界を印加する。電界のないとき、光は通らないが、電界が適当な大きさになると良く通るようになる。位相差 Γ は、二つの光線(常光, 異常光)の屈折率差に比例し、

$$n_o - n_e = R\lambda E^2 \quad (30)$$

で与えられる。 R はカー定数である。

なお、結晶については前章で述べた。カー効果の電界の変化に対する遅れはきわめて小さく (10^{-8} 秒) 高速の光シャッターなどに用いられている。

文 献

1) J. Wulff: *Electronic Properties* (John Wiley & Sons,

New York, 1966) pp. 25-31.

- 2) 原留美吉: 半導体物性工学の基礎 (工業調査会, 1967) pp. 256-278.
- 3) C. Kittel: *Introduction to Solid State Physics* (John Wiley & Sons, New York, 1976).
- 4) 稲場文男, ほか編: レーザーハンドブック (朝倉書店, 1973).
- 5) 堂山昌男, ほか編: 材料の電磁気・光学・音波物性 (東京大学出版会, 1985) pp. 143-170.
- 6) J. I. Pankov: *Optical Process in Semiconductors* (Prentice-Hall, N. J., 1971).
- 7) M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics*, 4th ed. (Pergamon Press, New York, 1970).
- 8) 岩崎 裕, ほか: オプトエレクトロニクス材料 (電子通信学会, コロナ社, 1985).
- 9) 西原 浩, ほか: 光集積回路 (オーム社, 1985) pp. 105-117.
- 10) 舛本泰章: “半導体超格子の超高速光素子への応用”, 応用物理, **57** (1988) 881-886.
- 11) 工藤恵栄: 光物性の基礎 (オーム社, 1977).
- 12) スミス・ソローキン著, 霜田光一, ほか訳: レーザー (好学社, 1967).
- 13) 三宅静雄, ほか: 結晶物理学 (共立出版, 1967).
- 14) 吉原邦夫: 物理光学 (共立出版, 1973) p. 265.

講義 『光と物質の相互作用』

I 「光と原子・分子」	(尾中龍猛)	17 卷 1 号	pp. 26-34
II 「光と固体」	(尾中龍猛)	17 卷 2 号	pp. 87-95
III 「光吸収」	(尾中龍猛)	17 卷 3 号	pp. 133-141
IV 「反射・透過」	(石黒浩三)	17 卷 4 号	pp. 191-198
V 「干渉・回折」	(石黒浩三)	17 卷 5 号	pp. 245-253
VI 「散乱」	(石黒浩三)	17 卷 6 号	pp. 309-316
VII 「放射」	(花村榮一)	17 卷 7 号	pp. 367-375
VIII 「レーザーと非線形光学」	(花村榮一)	17 卷 8 号	pp. 418-425
IX 「光と音波」	(高木堅志郎)	17 卷 9 号	pp. 477-485
X 「光学活性」	(小林謙三)	17 卷 10 号	pp. 530-539