

Title	フォトニック結晶による輻射場の制御
Author(s)	井上, 久遠; 迫田, 和彰
Citation	電子科学研究, 2, 1-8
Issue Date	1995-01
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/24299
Туре	bulletin (article)
File Information	2_P1-8.pdf



フォトニック結晶による輻射場の制御

量子機能素子研究分野 井 上 久 遠,迫 田 和 彰

輻射場を制御することが出来れば、いろいろな未知の現象も含めて光と物質の相互作用は新しい様相を示す ことが予想される。フォトニック結晶は、輻射場を制御するための原理的に全く新しい概念である。過去数年 にわたって理論を中心に研究が活発になされているが、光の波長領域に電磁波モードの存在しないフォトニッ クバンドギャップを有する結晶はまだ開発されていない。我々は、2次元フォトニック結晶を作成して、その 特性、特に、フォトニックバンドギャップが存在することを明らかにした。研究の背景、今後の展望も併せて、 我々のこれまでの第一段階の研究を紹介する。

1. はじめに

21世紀は光の時代と言われている。情報の伝達,処 理を初め計測,加工,さらにはコンピュータまでも光 を利用して行おうという考えである。これらは,光自 身の特性の解明も含めて基本的には光と物質との相互 作用の解明に基礎を置いている。従って,この相互作 用をいろいろな立場から制御する事が出来れば,上記 の光情報処理などに必要なブレークスルーも含めてま すます展望が開けてくる。物質を電子系で代表させる と,電子系の制御の方は半導体量子井戸に代表される がごとく活発に行われている。これに対し,輻射場の 制御に関しては,まだ十分にはなされていない。この 小文では,将来を展望して輻射場の積極的な制御につ いて考察してみる。まだ第一段階の研究に過ぎないが, 我々はこの問題にチャレンジしている^[1,2]。

2. 輻射場の制御と自然放出確率

全ての量子力学の教科書では光と物質の相互作用は 自由空間の真空場を前提にして記述されている。これ に対して、輻射場が制御できれば、光と物質の相互作 用も全く異なった様相を示すだろうということはかな り古くから指摘されていた^[3]。例として原子の自然放 出の確率wを考える。この確率は周波数ωの3乗に 比例する。この事実は、波長に比べて十分に大きな空 間では電磁波のモードの状態密度がωの2乗に比例 するためである。なお、1モードあたりの自然放出の 確率は同じである。即ち Fermi の黄金律から^[4],

$$w = \frac{\hbar}{2 \pi} |H^{int}|^2 \rho (E)$$
(1)

である。h はブランク定数, H^{int} は自然放出の行列要 素,ρ(E)はエネルギーEを持つ電磁場の単位エネル ギーあたりの状態密度である。もし何らかの方法で, ある周波数領域にわたって電磁波のモードをなくすこ とが出来れば、この領域に遷移エネルギーをもつ原子 の自然放出の確率はゼロになるはずである。実は,ノー ベル物理学賞の受賞者である Percell がかなり以前に 気が付いていた。ところで、現在の半導体レーザーの 進歩はめざましい。結晶成長技術の進歩により良質の 結晶成長が可能となり、最先端のダイオードレーザー の電流のしきい値は自然放出過程によって決まってい る段階に達している。つまり、通常の結晶の場合の発 光の効率は、結晶欠陥、あるいは不純物の存在による 非輻射過程によって支配されているのに対して、半導 体レーザーではこの過程の寄与は無視できる程になっ ている。自然放出の確率がレーザー準位の電子、正孔 の寿命を決めており、従ってポンピングに必要な電流 値を決めている。同時に、自然放出光が雑音、すなわ ち量子雑音を与えている。従って,ダイオードレーザー は物理学的に考えて一時は理想限界に達していると考 えられていた。しかしながら,既に述べた様にこれは 正しくない。しきい値電流の限界は本質的には存在し

ないので,現在のしきい値をさらに大きく下げられれ ば,大きくブレークスルーになる。物理学的に考える と,自然放出に基づく量子雑音をゼロにすることが出 来ると言うのは一見間違っているようにみえるが,そ うではない。全自由度は一定,即ち電磁波モードの状 態密度の総和則がもちろん成り立っているから,ある 特定の周波数領域でモードがなくなった分だけ,別の 周波数の状態密度が増えているにすぎない。

逆に,特定のフォトンモードの状態密度を大きくで きれば,光と物質の相互作用は当然大きくなる。また, 特殊なフォトンモードでは光の局在化ですら起こりう ると予想されている。これらについて後に簡単にふれ る。

さて,輻射場の制御ですぐ思いつくのはレーザーに 用いる光の共振器、すなわちファブリペロー共振器で ある。これは、波長に比べて十分に大きい空間を金属 で囲んだものと本質的には同じであり、部分的な制御 に過ぎない。一方,10年前に微小共振器の概念^[5]が登 場し、現在その研究が盛んである。一般に、マイクロ 波共振器の場合と同様に,金属を用いて光の波長サイ ズで空間を囲めば輻射場の制御にはなるが、実用上は 空間が小さすぎてあまり意味を持たない。これに対し, 面の広い2枚の金属を波長の距離だけ離して平行にお く考え方である。フォトンモードはごく少数しか存在 せず,かつ十分に大きな体積の空間をとれるので実用 的である。実際に、この微小共振器を用いてダイオー ドレーザーの電流のしきい値が2桁程度下げられてい る^[6,7]。しかし、この微小共振器も自然放出の制御の上 では効果を持つが、本質的にはやはり空間を制限する 方法であり、光と物質の相互作用の制御の立場からは 未だ一般的とは言えない。より一般的に輻射場を制御 するにはどうすればよいかについて以下に述べる。

3. フォトニック結晶

フォトニック結晶とは、誘電率の大きく異なる2種類(またはそれ以上の数)の誘電体を、光の波長程度の格子定数を持つ様に周期的に配列した格子(結晶)をいう^{[$k \sim 10^{-10^{-1}}$}。この様な結晶では電磁波モードのエネル ギーと波数ベクトルの分散関係がどの様になるかを考えてみる。電場ベクトル **E**、即ち **E**exp($-i\omega t$)に対する Maxwell 方程式は誘電率が位置ベクトルの関数で あるから ε (**r**)として

$$\nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = \frac{\boldsymbol{\omega}^2}{c_0^2} \boldsymbol{\epsilon} (\mathbf{r}) \mathbf{E}$$
 (2)

で与えられる。二つの誘電体の誘電率をそれぞれ ϵ_A , ϵ_B として、形式上、B の方をバックグラウンド物質と 見なして、誘電体が $\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon(r) - \epsilon_B$ で周期的に変 化しているとみなし、また、波数ベクトル k に対して、 $k^2 \equiv \frac{1}{c^2} \epsilon_B \omega^2$ とおくと、

$$abla \left(\nabla \cdot \mathbf{E} \right) - \nabla^2 \mathbf{E} - k^2 \left[\frac{\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \left(\mathbf{r} \right)}{\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{B}}} \right] \mathbf{E} = \left(\frac{\boldsymbol{\omega}^2}{c^2} \right) \mathbf{E}$$
 (3)

となる。 $c^2 \equiv \varepsilon_B^{-1}c_i^2$, $\omega \geq c$ は角振動数と光速度である。もし, $\nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0$ が近似的に成り立つとすると,

$$- \nabla^{2} \mathbf{E} - k^{2} \left[\frac{\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} (\mathbf{r})}{\boldsymbol{\varepsilon}_{B}} \right] \mathbf{E} = \left(\frac{\boldsymbol{\omega}^{2}}{c^{2}} \right) \mathbf{E}, \qquad (4)$$

であるから、周期的ポテンシャル $V(\mathbf{r})$ 中を運動する 電子の波動関数 $\Psi(\mathbf{r})$ に対する Schrodinger 方程式,

$$\left[\frac{\hbar^2}{2 m} \nabla^2 + V(\mathbf{r})\right] \Psi(\mathbf{r}) = E \Psi(\mathbf{r})$$
(5)

と類似の式、即ち、同型の微分方程式となる。*m* と*E* は質量と固有エネルギーである。磁場ベクトル**H**に対 しても同様な式が成り立つことは言うまでもない。こ の両式のアナロジーから、フォトンは、 $k^2(\epsilon(\mathbf{r})/\epsilon_B)$ の 周期ポテンシャル中の電子の運動と類似になるはずで ある。従って、この様な電子の運動に対してバンド ギャップが生ずる様に、波長と同程度の周期を持つ誘 電体中を光が伝播するときに、ある周波数領域で光の 伝播が禁じられるバンドギャップが形成される可能性 がある。実際、ある条件を満たすとその様な *フォト ニックバンドギャップ"(PBG)が生ずる^[11,12]。

上記の(3)式の固有値問題を解く場合に,電子とフォ トンでは本質的な違いがいくつか存在する。その一つ は,電子の場合にはスカラー問題であるのに対し,フォ トンではベクトル場の問題である^[13,14]。即ち,(3)式で $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0$ とする近似は正しくない。Maxwell の 方程式の一つから $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$,即ち $\nabla \cdot (\varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}) = 0$ で あるが, $\varepsilon(\mathbf{r})$ の変化が光の波長に比べて十分にゆるい 変化の場合には $\nabla \cdot \mathbf{E} \sim 0$ の近似が成り立つ。しかしな がら,フォトニック結晶では $\varepsilon(\mathbf{r})$ は光の波長程度で変 化するので,

$$\nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) = - \nabla [\mathbf{E} \cdot \nabla \ln \varepsilon (\mathbf{r})], \qquad (6)$$

となって ∇(∇・E)は無視できない。即ち, 正しくは(3) 式のベクトル場としての固有値問題を解く必要があ

-2-

る。従って、量子力学の創成期に発展し、電子系の固 有値問題を解く際に威力を発揮する群論は使えない。 ベクトル場に対する群論は未だないからである。もう 一つの違いとして、電子系の場合には、この一体近似 解は一般にはあまりよい固有状態になっていないのに 対して、フォトンの場合には非常によい固有状態を与 える。電子系では、電子-電子相互作用、また場合に よっては電子-格子相互作用も強いために、一体近似 のバンド理論は必ずしも有用ではなく、多体問題とし て扱う必要がある場合が多い。これに対して、フォト ン-フォトン相互作用は存在しないためである。最後 に、電子系では $V(\mathbf{r})$ は原子核の周辺ではもちろん負 であるが、フォトン系では、吸収のない場合を考えて いるから $\epsilon_{\rm B}$ は常に正である。つまり、フォトン系では 一般に束縛された状態は存在しない。

電子系の場合と同様に、結晶の周期性を利用して、 即ち Bloch の定理を用いて固有値を求めることがで きる。完全直交系をなす基底関数を用いて展開する事 によって解くことは同じである。

4. 二次元フォトニック結晶のバンド計算

モデル系として二次元系を具体的に解いてみる。5 で述べるが、実際に我々が開発して測定した系に対応 している。(x,y)平面を2次元面として、Maxwell方 程式から、

$$\nabla^{2}\mathbf{E} - \boldsymbol{\epsilon}(x, y) \frac{1}{c^{2}} \frac{\partial^{2}\mathbf{E}}{\partial t^{2}} - \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0 \quad (7)$$

である。誘電率 $\varepsilon(x, y)$,及び xy 平面を伝播する E(H も同様) は共に、G を逆格子ベクトルとして平面波で 展開できる。即ち、

$$\frac{1}{\varepsilon}(x,y)\sum_{G}\tilde{k}\exp(\mathbf{i}\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}),\tag{8}$$

 $\boldsymbol{\mathsf{E}}(x, y, t) = e^{-i\omega t} \sum_{\mathbf{G}} \sum_{\mathbf{G}} A_{\mathbf{G},j} \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_{j} \exp[i(\boldsymbol{\mathsf{k}} + \boldsymbol{\mathsf{G}}) \cdot \boldsymbol{\mathsf{r}}], \quad (9)$

である。**E** が *z* 方向に平行な場合と,垂直な場合のそ れぞれの固有値方程式は次式となる。なお,前者を s 偏 光または, H 波,後者を p 偏光または E 波とよぶ。

$$\sum_{\mathbf{G}'} (\mathbf{k} + \mathbf{G} - \mathbf{G}') \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G} - \mathbf{G}') \tilde{k}(\mathbf{G}') A_{\mathbf{G}-\mathbf{G}',3}$$
$$- \omega^2 A_{\mathbf{G},3} = 0, \qquad (10)$$

$$\sum_{\mathbf{G}'} (\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G} - \mathbf{G}') \tilde{k} (\mathbf{G}') A'_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'}$$
$$- \omega^2 A_{\mathbf{G}'} = 0, \qquad (11)$$
$$A'_{\mathbf{G}} \equiv A_{\mathbf{G},1} - A_{\mathbf{G},2}$$

である。

具体的にはパラメータを入れて解くことになるが、ここでは2次元六方晶格子を考える。原子、分子が中へ入れられる様に、一方の誘電体は空気(誘電率 $\epsilon_A = 1$)とし、直径が R の空気の円筒が、誘電率が ϵ_B の誘電体の中に配列しているものである。これを、エアロッド格子と呼ぶことにする。ロッドに垂直な面は図1に示す様に六方晶構造(三方格子ともいう)をとり、格子定数を a とすると、全体に対するエアロッドの占有率 f は、 $f = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{R}{a}\right)^2$ で与えられる。この2次元格子のブリュアンゾーンは図に示してある通りやはり六方晶である。図のように座標系をとると、対称性の高いX 点とJ 点の位置はそれぞれ $\left(\frac{\pi}{a}\right) \left(1, \frac{1}{\sqrt{3}}\right) \geq \left(\frac{\pi}{a}\right) \left(\frac{4}{3}, 0\right)$ である。固有値方程式(10)、(11)において、 ϵ_B を7より大きくとると、f がある範囲の値で s 偏光、p 偏光に共通に PBG が開くことがわかる^{115~17}。

現実の系に対応して、 $\epsilon_{\rm A} = 1.0$, $\epsilon_{\rm B} = 2.56$, d =



図1 六方晶エアロッド格子(上)と二次元ブリュアン ゾーン (下)。

— 3 —

1.17 μ m, $R = 0.90 \mu$ m, f = 0.54のパラメータを用 いて解いた下から10番目までのバンド構造を図2と 図3にしめす^[1]。状態密度の計算結果も併せて示して ある。平面波の数としては 271 個を用いたが、計算誤 差は1%以下であった。固有状態の数としては28,800 個の波数ベクトルを用いた。北海道大学大型計算機セ ンターで計算に要した CPU タイムは 90 分であった。 結果を見ると,まず状態密度の方は,s偏光,p偏光 共に、複雑なバンド構造に由来する凹凸が見られるが, それを差し引いて眺めると、周波数に比例して増大し ていることがわかる。これは、もちろん二次元系の特 徴を反映したものである。次に,図2のH 偏光の場合 には 4400 cm⁻¹ 近傍に電磁波モード状態密度がゼロの 周波数領域、即ち PBG が存在していることがわかる。 一方,図3のE偏光では、ブリュアンゾーン中のJ点 では縮退がとけずに PHG は開いていない。但し, Γ – X 方向では、H 偏光の場合の PBG と同じような周波 数領域でギャップは開いている。誘電率の差がそれほ







ど大きくないのに、H 偏光で共通に PHG が生ずるの は、六方晶のブリュアンゾーンが円に近い形をしてい るためである。正方晶ではこのような PBG は第一バ ンドと第二バンドの間では開かない^[16]。三次元系につ いても同様なことが言えて、三次元ブリュアンゾーン が球の形に近いほど、PBG が生じやすいことが言え る。元へ戻って、H 偏光のみに対する PBG ではなく て、本当の PBG を得るためには、既に述べたように ϵ_B の値を 8 ~12 にすることが考えられる。この場合に は、第一バンドと第二バンドの間ではなくて、もっと 上のバンドの間で PBG が生ずる事になる。この計算 での様に誘電率がそれほど大きくなくても、^{*}原子"の 形が円ではなく特殊な形にすればJ 点での縮退が解け て PBG が生ずる可能性が考えられ、今後の検討課題 である。

5. 2次元エアロッド格子の製作とその特性

現在までのところ、2次元、3次元系を通じて、光 の波長程度の格子定数を持つフォトニック結晶はまだ 作成されていない。ただし、米国を中心にこの様な結 晶製作の努力が精力的になされている。この辺の事情 については後の6で少し触れる。我々の研究室では、 既に述べたように2次元エアロッド格子を開発し、H 偏光に対する PBG の存在を明らかにした^[1,2]。限定付 きではあるが、世界最初の仕事である。この格子の製 作と特性について簡単に述べる。現在のところ、格子 定数が 1.17 μ m(A)のものと 1.02 μ m(B)のものと 2 種類を製作し、特性を調べた。試料の作成は、設計し たものを浜松ホトニックス社に依頼した。

製作方法は、マイクロチャンネルプレートで電子増 幅を行うための、いわゆるキャピラリプレートと、エ アロッド径が特別に小さいことを除けば同じである。 ご存じの方も多いと思うが、鉛ガラスのファイバーを 3000 本程度、六方晶に配列し、隙間を溶接して埋めた 六角形のものを、1本のファイバー径が1.0μm 程度 になるまで引き伸ばす。この素子を、穴の位相ができ るだけ合うようにたくさん積層し、面の大きさが八角 形に近いものにする。幅はおよそ1mm 程度である。 ロッド方向の長さは1mm である。殆ど同じ成分の鉛 ガラスでまわりをサポートした上で、ファイバーのコ ア部分のみを酸で溶かしたものが試料である。

面に垂直方向から電子顕微鏡と光学顕微鏡で調べる

と,規則正しく穴が配列している。後者の写真を図 4 に示した。この写真から $a = 1.02 \,\mu$ m, $R = 0.7 \,\mu$ m であることがわかる。

次に、サポートガラス部分を磨いて、エアロッドが 直接配列している面が出るように厚さ 400 μ m の平行 平面板にした試料 A でブラッグ反射を調べた。表面の 法線が、 $\Gamma - X$ 方向と $\Gamma - J$ 方向になるような 2 つの 試料を準備した。後者の試料の面に垂直にレーザー光 を入射した場合のブラッグ反射スペクトル(0次、1 次、2次……)を図5に示す。図は、波長 880 nm の励 起光を用いた場合の結果で、1次と2次のブラッグ反 射は 26.1°と 60.9°の散乱角で観測されている。この 角度は、格子定数の値からブラッグの関係式を使って 計算した値と良い一致を示している。即ち、 k_i 、 k_s 、 G_n 、 を入射波、散乱波の波数ベクトルと、逆格子ベクトル とすると、

 $(\mathbf{k}_{i} - \mathbf{k}_{s})'' = \mathbf{G}_{n}'', ('': 面に平行な成分),$ (12) を満たすような \mathbf{k}_{s} の方向にブラッグ散乱が生じている。

タイプAとBの試料について,光の透過率の周波 数依存性を測定した。測定は既成のマイケルソン型赤



図 4 格子定数1。02 μm の六方晶結晶試料の光学顕 微鏡写真(倍率,1000倍)



外干渉分光光度計を用いた。分解能は4cm⁻¹である。

x 方向とJ 方向のそれぞれについて, s 偏光とp 偏 光に分けて測定した。予想される PBG は、およそ 4,500 cm⁻¹ 近傍であるので、3,000 cm⁻¹ から7,000 cm⁻¹の範囲を中心に測定を行った。試料は今度は、サ ポートガラスの表面を磨いて 500 µm 程度の厚さの平 行平面板を2種類 ($\Gamma - X \ge \Gamma - J$ 方向) 準備した。 Aタイプの測定結果の例を図6に示す。このデータ は、3800 cm⁻¹より低エネルギーの領域は補正してあ るので誤差が大きくなっている。鉛ガラスは本来は 2200 cm⁻¹より高エネルギー側では光は透過するはず であるが,ファイバーを引き伸ばしたために,3,700-2,900 cm⁻¹の領域に新しい吸収帯が生じている。これ は、ガラスのアモルファス構造に新たに局所振動モー ドが誘起されたためである。図7に、試料のロッド方 向に並行に光を入射させた場合の透過度を示す。図7 からわかるように、3,700 cm⁻¹より高エネルギー側で はほぼ一様な透過特性を示している。図6では、3,700 cm⁻¹より小さいスペクトル領域は図7の透過率を用 いて補正したものである。

スペクトルは著しい偏光依存性を示している。はじ めに、 $\Gamma - X$ 方向のスペクトルを見ると、s、p 偏光共 に不透明なエネルギー範囲、すなわち全反射領域が存 在している。この領域が、結晶内部に電磁波の状態密 度が存在しないために、外部の電磁波が結合できなく て生じた全反射領域と考えられる。この領域は、s 偏光 と p 偏 光 に 対 し て そ れ ぞ れ 3,600 – 4,150 cm⁻¹



と,3850 - 4,560 cm⁻¹ であり,前節で述べた計算結果 と良く一致している。厳密には,理論結果の方が6% 程度,値が小さい。次に, $\Gamma - J$ 方向のスペクトルは少 しく様相が異なっている。p 偏光に対しては,やはり完 全反射領域が $\Gamma - X$ 方向と類似の範囲, すなわち 4,200 - 4,600 cm⁻¹に観測される。この p 偏光の結果 も計算結果と良く一致している。一方, s 偏光では, ス ペクトル全体にわたって透過率が小さくなっているも のの, 完全反射領域は存在していない様にみえる。4 で述べた様に, $\Gamma - J$ 方向の s 偏光では, J 点の縮退が 解けないためにギャップが生じないから, この実験結 果も一応は納得がいくものと考えられるが, 話はそれ ほど単純ではない。この点は後で触れる。この問題を 別にすれば, 以上の結果から4の理論結果を援用する ことにより, p 偏光に関しては2次元ブリュアンゾー ン全体に亘つて共通に PBG が生じていることが結論 できる^[1,2,17]。

A タイプの実際の PBG の正確な範囲は、低エネル ギー側が鉛ガラスファイバーの吸収帯と一部重なって いるために今一つはっきりしていない。そこで、格子 定数が10%程小さい別のBタイプの試料で同様の測 定を行った。理論的には、PBG は 10%程度高エネル ギー側ヘシフトするはずであり, PBG のエネルギー範 囲がまぎれなく決められると予想される。同時にまた, シフトする事実そのものが PBG の存在の新たな傍証 となる。実験結果の詳細にはふれないが、結果は正し く上に述べた予測のとおりであった^[18]。ここでは, p偏 光の Γ – X と Γ – J 方向の透過スペクトルのみを図 8に示すにとどめる。今度はPBGのエネルギー範囲 を明確に決めることができた。理論計算結果との比較 は、6-7%の違いを別にしてやはり良い。この僅か なズレは、占有率 f の値、並びに、引き伸ばしたため に誘電率の値が小さくなったことから生じているもの と考えられる。

PBG に関しては以上であるが、それ以外の周波数領 域での透過率の波長依存性について定量的に議論する ことは、現在のところまだできない。透過率がゼロの 波長領域は別にして、実験的に問題があるためである。 フォトニック結晶の様な物質で、完全に一様な界面状 態に磨くことが難しいためである。なお、界面での境 界条件を考慮してフォトニック結晶の透過率を理論的 に計算することは、膨大な計算量を必要とする。この ため、一例を除いてまだ世界で計算した例はない。14 層と22層の厚さについてこの計算を行った。理論計算 で得られた透過率がゼロになる領域を観測結果と比較 してみると、 $\Gamma - J$ 方向のs偏光を除いては実験結果



図8 格子定数1。02μmの試料のp偏光の透過スペ クトル。XとJはそれぞれΓ-X,Γ-J方向に 光を伝搬させた場合を示す。

と非常に良い一致を示している。しかしながら, $\Gamma - J$ 方向のs偏光に関しては意外な計算結果が得られた。 すなわち, $\Gamma - J$ 方向のp偏光の場合とエネルギーが オーバーラップして,さらに高エネルギーまで透過率 がゼロになっている^[19]。この事実は, $\Gamma - J$ 方向の第 2バンドが外部の電磁波と結合できないために生じて いると考えられる。フォトニック結晶の電磁波のモー ドとしては存在しえても,外部の横波の電磁波で励起 できない場合があることを示している。対応するs偏 光の透過スペクトルは,理論的に予測されるエネル ギー範囲で透過率が小さくなっているもののゼロに なっていない。実験上の問題と思われるが,原因は現 在のところわからない。いずれにしろ新しい興味深い 問題であるので,さらに詳しく検討している。

6.考察と展望

限定付きではあるが,光の波長の格子定数を持つ2 次元フォトニック結晶を世界で初めて製作し,PBG が 存在することを明らかにした。ここで,これまでの研 究状況を簡単に概観した上で,今後の開発,研究の展 望に触れてみたい。

フォトニック結晶の概念は 1979 年^[8] にさかのぼる が、実際に研究が盛んになったのは 1987 年の Yablonovitch の論文以来である^[9] それから数年間にわ たって、2 次元、3 次元系の結晶構造との関連で PBG がどの様な場合に存在するかに関する理論的研究が中 心であった。実験的には、試料作成が比較的容易なマ イクロ波、ミリ波で2 次元系、3 次元系の結晶を作り、

マイクロ波領域での電磁波の透過率と位相速度の周波 数依存性の測定がいくつか行われている^[20,21] 従って, スケーリング則を利用して, PBG の存在自身は検証さ れていると言える。但し、マイクロ波領域の実験の制 約から詳しい特性の解明はまだ不十分である。一方, 光の波長領域に PBG を有する様なフォトニク結晶は 未だ作成されていない。1次元系では、いわゆる誘電 体多層膜がこれに相当するものであるが、kベクトル の方向が1方向に限られるので、フォトニック結晶の 本来の概念とはかなり異なるため、一応除外して考え るべきものである。最先端の半導体リソグラフィ技術 を駆使すれば、光の領域のフォトニック結晶は作成出 来そうに思われるが、2、3層の薄い結晶を別にすれ ば、未だ作成は容易ではない。技術のブレークスルー が必要と思われる。これに関連して、ごく最近、半導 体リソグラフィー技術により、 ミリメートルの格子定 数を持つフォトニック結晶が作成され^[32],詳しく研究 されている。これとは独立に,我々も現在,近赤外域 に完全な PBG をもつシリコンを材料としたフォト ニック結晶を設計し、作成を依頼している。一方、こ れまで述べてきた2次元エアロッド格子で,格子定数 を 0.5 µm 程度のものを製作することは可能と考えて いる。この場合には、PBG は実験のやりやすい波長範 囲に入ってくる。各種のレーザーや高感度検出器が利 用できるので多くの新しい基礎研究が可能となろう。

フォトニック結晶により制御された輻射場と物質の 相互作用に関する実験的研究は今のところ皆無であ る。理論的には、ある程度は議論されている。既に述 べた自然放出の確率が,原子の遷移エネルギーが PBG の中にあるか、端にあるかに応じて、抑制されるか増 強されるかの問題は最も単純な問題である。又バンド 中にある原子・分子間の、電気双極子放射による励起 エネルギー移動も当然,抑制されるはずである^[23,24]。一 般に、PBGの端では電磁波モードの状態密度は大きく なり、また群速度は極端に遅くなるため、光と物質と の相互作用は大きくなる。例えば、種々の非線形光学 現象において、この電磁共鳴効果が観測されるはずで あるが、理論的研究すらまだない。現在この種の実験 的研究にトライしている。PBG 端に遷移エネルギーを もつ原子は、輻射場と強く結合するため、もはや独立 な原子とは考えられず、輻射場の衣を着た原子となる ^[24,25]。この様な原子に関する新しい量子電気力学の問 題がいろいろ考えられる。例えば, Lamb シフトがどの ようになるか興味深い新しい問題である。

最後に,過去10年間にわたって,質量を持たない フォトンが空間に局在できるかに関して集中的な研究 が行われた。電子系での有名なアンダーソン局在と類 似の問題である。乱れた系での実験で,光の弱局在が おこることは検証されている^[24,26]。然るに,本当の意味 での局在はまだ観測されていない。フォトニック結晶 のような規則系に僅かな乱れを導入すれば,電子のア ンダーソン局在と同様に本当の局在がおこると予測さ れている^[10,24]。実際に,マイクロ波領域の試料で乱れを 入れる事により PBG 中に"不純物"準位が生ずること までは確かめられている^[27]。本当に光が局在するとし たら,どの様に励起し,特にどの様な観測をすればよ いかも含めて,物理学としては非常に興味深い問題で ある。

7. まとめに代えて

フォトニック結晶の概念と、それによる輻射場の制 御の問題について、我々の研究を踏まえてやや解説的 に述べた。多くの新しい理論の問題が含まれており、 また実験的研究は始まったばかりの段階である。しか しながら、光の領域に PBG をもつフォトニック結晶 の開発そのものは近い将来に実現できることは疑いが ない。この様な結晶を利用した、多くの未知の現象、 あるいは光と物質の相互作用の新しい側面に関する研 究は、これからの重要な分野と言えよう。2次元系独 自の問題の他に、多くの場合、2次元系で現象の本質 を明らかに出来ると考えられる。我々は、この様な観 点に立って研究を進めている。

【参考文献】

- [1] K. Inoue, M. Wada, K. Sakoda, M. Hayashi, A. Yamanaka and J. W. Haus, Jpn. J. Appl. Phys. 33, Part2, L1463 (1994).
- [2] 井上久遠, 迫田和彰, 和田三男, 固体物理, 30, 45(1995).
- [3] E. M. Purcell, Phys. Rev. 69 681 (1946).
- [4] 例えば, L. Schiff, "Quantum Mechanics" (2nd. Ed., McGraw, New York, 1955) chap.X を参照.
- [5] D. Kleppner, Phys. Rev. Lett. 47 233 (1981); J. M. Hulet,
 E. S. Hilfer and D. Kleppner, ibid, 55 2137 (1987).
- [6] 横山弘之, 応用物理, 61 890 (1992).
- [7] 山西正道, 応用物理, 63 885 (1994).
- [8] K. Ohtaka, Phys. Rev. B 19 5057 (1979).
- [9] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. 58 2059 (1987).
- [10] S. John, Phys. Rev. Lett. 58 2486 (1987).
- [11] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter and K. M. Leung, Phys. Rev. Lett. 65 3152 (1990).
- [12] 次の解説も参照のこと、花村栄一、応用物理、63
 604 (1994).
- [13] K. M. Leung and Y. F. Lin, Phys. Rev. Lett. 65 2646 (1990).
- [14] K. M. Ho, C. T. Chan and C. M. Soukoulis, Phys. Rev. Lett. 65 3152 (1990).

- [15] M. Plihal, A. Shambrook, A. A. Maradudin and P. Sheng, Opt. Common. 80 199 (1991); M. Plihal and A. A. Maradudin, Phys. Rev. B 44 8586 (1991).
- [16] P. Villeneuve and M. Piche, Phys. Rev. B 46 4969.
- [17] 井上久遠, 応用物理, 64 No.1, 19 (1994).
- [Ⅰ] 和田, 迫田, 林, 山中, 井上, J. Haus, 1994 年日本物理学 会概要集 II, p.349.
- [19] 迫田, 井上, 1994年日本物理学会概要集 II, p.350.
- [20] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, Phys. Rev. Lett. 63 1950 (1989).
- [21] 文献 17) 参照のこと。
- [22] E. Ozlay, E. Michel, et.al. Appl. Phys. Lett. 65 1617 (1994).
- [23] G. Kurizki, Phys. Rev. B 42 2915 (1991).
- [24] S. John, Physics Today, 44, May 32 (1991).
- [25] S. John and J. Wang, Phys. Rev. Lett. 64 2418 (1990).
- [26] 富田 誠, 日本物理学会誌 46 927(1991). も参照の事。
- [7] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade. et al., Phys. Rev. Lett. 67 3381 (1991).