

風変りな光たち

北野正雄, 中西俊博
京都大学大学院工学研究科電子工学専攻
606-8501 京都市左京区吉田本町

(応用物理 **72** (6), 682–690 (2003) に掲載の総合報告の著者版最終原稿)

平成 18 年 12 月 9 日

最近, 従来とは異なる光の形態が注目されている. 本稿では, 以下の 3 つの話題を取り上げて紹介したい. (1) 光速を越える群速度と負群速度, (2) 電磁誘導透過 (EIT) による低群速度と, ダーク状態ポラリトンによる光パルスの停止, (3) メタ物質による負屈折率の実現. いずれも従来の光に対する常識を覆す現象であり, その物理的な仕組みや意味に興味を持たれている. 一方, 量子制御などの新しいタイプの光技術への応用の可能性についても, さまざまな試みがなされている.

Keywords: Group velocity, Group delay, Superluminal propagation, Dark state polariton, Electromagnetically induced transparency, Negative refractive index, Meta material

1 はじめに

光が通常の物体よりも, 遥かに速く走っていることは, 小学生でも知っている. 後には, 光は真空中ではおよそ 30 万 km/s, 物質中ではこれよりもやや遅く, 数 10% の速さで飛んでいると習う. さらに, 相対性理論によって, いわゆる光速 c を越える伝搬は不可能であると教えられる. しかし, これらの常識が当てはまらない状況を作り出すことは, 全く不可能というわけではない. 注意深く準備された状況のもとでは, たとえば, (1) 光パルスを媒質中で真空中より速く伝搬させる; (2) 光パルスを媒質中で真空中より何桁も遅い速さで伝搬させる; (2') さらにその遅いパルスを完全に静止させる; (3) 屈折率が 0 より小さい媒質を合成する; といったことが可能である. 最近, 脚光を浴びているこれら異形の光たちを紹介するのが本報告の目的である. それぞれの現象は, それ自体興味深いものであり, その成立条件や物理的な意味をできるだけ分かりやすく説明する. また, 技術への応用の可能性についても言及したい.

2 光速を越える群速度

2.1 波の速度

波の速度にはさまざまな種類があるが, ここでは, 3 つの速度, すなわち, 位相速度 v_p , 群速度 v_g , 波頭速度 v_f を導入しておく. いずれも波の波数 k と周波数 ω の関係, つまり分散関係 $\omega(k)$ から, 次のように表現される [1]:

$$v_p = \frac{\omega}{k}, \quad v_g = \left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad v_f = \left. \frac{\omega}{k} \right|_{\omega \rightarrow \infty}. \quad (1)$$

位相速度は単色平面波の等位相面の伝搬する速度を表している. 一方, 群速度は, 波の包絡線, あるいは波束の伝搬速度を記述する. 群速度が適用されるには, 波動の伝搬時に波束の形が保存される必要があるが, その条件は, 分散曲線の直線性が成り立つ範囲に波動のスペクトルが制限されていることである. ちなみに, 波束の変形を引き起こす, 分散曲線の 2 次微分の項は群速度分散と呼ばれる.

位相速度が光速 c を越え得ることは良く知られている. 一方, 群速度はしばしば, 誤って, 情報もしくは波のエネルギーの伝達する速度と同一視され, 光速 c を越えることはないと述べられている場合がある. しかし実際は, 群速度も光速を越えることは禁じられていない. 群速度は, 様々な周波数をもった平面波を重ね合わせてできた波束の見かけ上の速度であり, それが光速を越えても物理的になんら問題はないのである. 群速度を情報の速度と同一視することに間違いがある.

そして, 馴染みはないが, 重要な速度として波頭速度 (wavefront velocity) v_f がある. 波頭速度とは, 信号が 0 から立ち上がる点 (波頭) の速度である. 急峻に立ち上がる波頭に含まれる非常に高い周波数成分が伝達する速度であり, 光速 c に等しい. このことは, $\omega \rightarrow \infty$ の極限では, 分極が誘起されないことに起因している. この波頭速度こそが, 情報の伝達する限界の速度を与えている. ここで挙げた各速度のまとめを表 1 に与える.

表 1: 様々な波の速度

名称	定義	対象	制限
位相速度	$v_p = \frac{\omega}{k}$	単色波の等位相面	なし
群速度	$v_g = \frac{d\omega}{dk}$	波束や変調波の包絡線	なし
波頭速度	$v_f = \frac{\omega}{k} \Big _{\omega \rightarrow \infty}$	波頭	$= c$

2.2 異常群速度

波数 $k(\omega)$ は屈折率 $n(\omega)$ と $k(\omega) = n(\omega)\omega/c$ で関係づけられるので、式 (1) を用いて、 v_g は

$$v_g = \frac{c}{n + \omega(dn/d\omega)}, \quad (2)$$

と表せる。一般的に $n > 1$ であるので、 $dn/d\omega > 0$ が成立すれば、式 (2) より群速度 v_g は光速 c を越えない。このように、屈折率が周波数の上昇とともに増加する ($dn/d\omega > 0$) ことを正常分散と呼ぶ。つまり、正常分散媒質中の光の群速度は光速を越えない。

しかし、 $dn/d\omega < 0$ (異常分散と呼ばれる) の場合には、変わったことが起りうる。 $dn/d\omega$ が負でその絶対値が十分大きいとき、式 (2) より群速度 v_g は光速 c を越えたり負になったりする。つまり、異常分散媒質中では光の包絡線は光速を越えて進んだり ($v_g > c$)、光の伝搬と逆の方に進んだり ($v_g < 0$) する。特に後者の場合のように群速度が負になるときは、伝搬遅延時間 $t_d = L/v_g$ (L は伝搬距離) も負になることを意味し、光の包絡線は媒質に入る前に、媒質から出力されるということの意味する。

超光速もしくは負の群速度は直感に反する現象のように感じられ、誤解を産むことも多いが、波の干渉から生じるごく当然の結果であり、相対論的因果律と矛盾するものではない。分散媒質が光の周波数ごとに異なる応答をすることで、抑制を受けていた波の前半部分を正の干渉で増強し、後半部分を負の干渉で減衰させる。すると、見かけ上の波形が前方に進んだように見える [2]。これが、異常群速度の正体である。

2.3 異常分散の実現方法

2.3.1 吸収線を利用した方法

異常分散は吸収帯域内に存在することが古くから知られており、Brillouin [3] は、吸収線内で光の群速度が光速を越えたり、負になったりすることを論じている。

原子による電磁波の共鳴吸収は、ローレンツモデルを用いてよく説明され、電磁波によって誘起される分極とそれによる分散、また電磁波の吸収を計算することができる [4]。

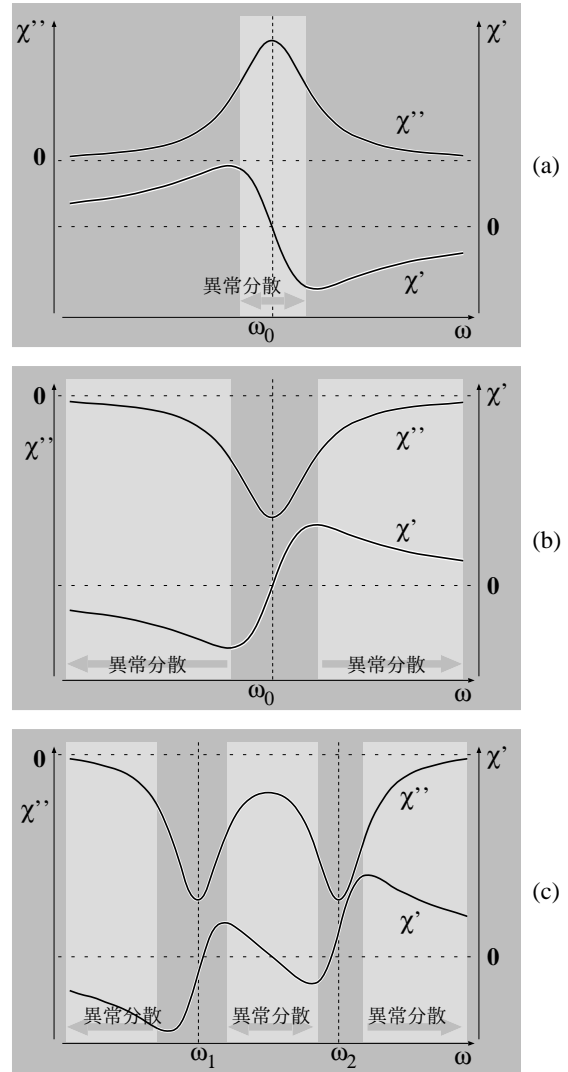


図 1: 複素誘電感受率。実部 χ' が屈折率に関係し、虚部 χ'' が吸収に対応している。異常分散領域を薄い灰色で示している。(a) 吸収媒質の場合、(b) ゲイン媒質の場合、(c) 二重ゲイン媒質の場合。

周波数 ω の光が、 ω_0 の共鳴周波数を持つ原子と相互作用したときの複素誘電感受率 $\chi(\omega) = \chi'(\omega) + i\chi''(\omega)$ は

$$\chi(\omega) = -\frac{e^2 N}{2m\epsilon_0\omega_0} \frac{1}{\omega - \omega_0 + i\Gamma/2} \quad (3)$$

と表される。ただし、 e は素電荷、 m は電子質量、 N は電気双極子の密度、そして、 Γ は分極の制動力で吸収の自然幅に対応する。複素電気感受率の実部 χ' は分散に関する量で、屈折率と $n \sim 1 + \chi'/2$ の関係にある。そして、虚部 χ'' は吸収に対応した量である。このグラフを図 1(a) に示す。 χ'' が $\omega \sim \omega_0$ で上に突き出ているのは、光の共鳴吸収が起きていることを意味し、その領域では χ' の傾きが負になっている。したがって、共鳴付近で屈折率についても $dn/d\omega < 0$ と負の傾きをもつ、異常分散領域になっていることが分かる。

この原理に基づいて、超光速もしくは負群速度の研究が行われ、実験的にも実証されている [5, 6]。この方法の利点

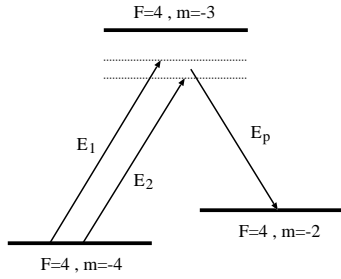


図 2: 2重ラマンゲイン準位図.

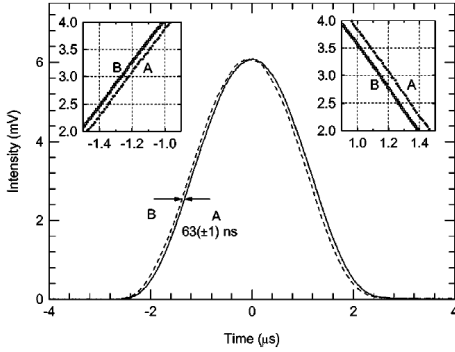


図 3: Cs による負群速度の実験結果 [9]

は、鋭い吸収線を用いることで、屈折率変化も急峻なもの
が得られることである。また、屈折率の直線性がよく、群
速度分散が小さい。これにより、伝搬時の波形の変化(歪
み)を小さくできる。しかし、吸収線の真中を利用するの
で、光は当然吸収を強く受け、著しく減衰してしまう。

2.3.2 ゲイン線を利用した方法

次に考えられた方法は、ゲインをもった媒質を利用する
ことである [7]。反転分布をもった媒質の計算は、吸収媒質
に対する式 (3) の符号を反転させるだけでよい。(N が基
底準位の原子数から励起準位の原子数を引いたものと考え
ればよく、反転分布では $N < 0$ である。) 図 1(b) のよう
に、異常分散になるのはゲイン線の外側であることが分か
る。そのような領域では、ゲインもそれほど大きくはない
が、周波数依存性がある。また、屈折率の直線性も悪く、群
速度分散がある。

2.3.3 2重ゲイン線を利用した方法

最後に紹介する方法は、2重のゲイン線を利用する方法
である [8]。2つのゲイン線が隣接して存在する場合には、
誘電感受率は図 1(c) のようになる。この場合、2つのゲ
イン線の中心に直線的な屈折率変化を示す異常分散領域が存
在する。この領域ではほとんどゲインはなく、周波数依存
性も小さい。その上、群速度分散もなく、ほぼ理想的な異
常分散が実現できる。

この原理に基づいて 2000 年に Wang らが吸収もゲイン
もなく、伝搬後の波形の歪みもほとんどない条件で、負群
速度の実験に成功した [9, 10]。彼らの実験では、Cs 原子
における誘導ラマン増幅を利用しているが、関係する遷移
は図 2 の通りである。 E_p は、対象とする伝搬光(プロー
ブ光)、 E_1 と E_2 は 2重ゲインを用意するための補助光(ラ
マン光)である。 E_p が点線で示した仮想的な準位に同調し
たときにプローブ光は増幅を受ける。実験結果を図 3 に示す。
セルの長さは $L = 6\text{ cm}$ である。実線はプローブ光の周波
数がゲイン線の十分外側にあるときの出力波形(このとき、
光はほぼ光速で伝搬すると考えて良い)、点線は 2重ゲイン
線の中心にあるときの出力波形である。光速で伝搬する光
より 63 ns 早くセルを伝搬している。光速で伝搬した場合
の伝搬時間が 0.2 ns であるので、異常分散媒質でプロー
ブ光は負の遅延時間(0.2 - 63) ns \sim -63 ns で伝搬したこ
とになる。よって、その群速度 v_g は $-6\text{ cm}/63\text{ ns} = -c/315$
と負であることが分かる。(負群速度はその絶対値が小さ
いほど大きな負の遅延をもたらす。)

Wang 等の実験結果は相対論と関係づけて、メディアに
センセショナルに取り上げられたが、本稿で強調してい
るように相対論と群速度は直接の関係はない。

2.4 負群遅延

群遅延とは、線形システムにおいて、入力される波形の包
絡線が出力されるまでに要する時間として定義される。任
意の入力に対して遅延 t_d をもたらすシステムのインパルス
応答は $h(t - t_d)$ であり、そのフーリエ変換 $H(\omega) = e^{-i\omega t_d}$
が伝達関数を表している。つまり、入力信号の位相を周
波数に対して線形に変化させることで遅延がもたらされ
る。ただし、因果性のために t_d は必ず正である。一方群
遅延は、帯域制限された入力信号に対して、その帯域での
位相の線形性が保証されていれば定義可能で、伝達関数
 $H(\omega) \equiv A(\omega)e^{i\phi(\omega)}$ の位相部分 $\phi(\omega)$ の傾きとして次式
のように群遅延が与えられる。

$$t_d = -\left. \frac{d\phi}{d\omega} \right|_{\omega_0} \quad (4)$$

ただし、 ω_0 を帯域の中心とする。そして、 $d\phi/d\omega < 0$ であ
るシステムを構成することも可能で、群遅延は負になるこ
とも許される。

分散媒質も、光に対する線形システムと考えることがで
きる。長さ L の分散媒質を通過する際、光の各スペクトル
成分は波数 $k(\omega)$ に比例した位相変化 $\phi(\omega) = -k(\omega)L$ を
受ける。したがって、式 (4) より光が媒質を通過する際の
群遅延は、

$$t_d = L \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_0} = \frac{L}{v_g} \quad (5)$$

となり、群遅延は長さ L の媒質を群速度 v_g で通過する際
の時間になっていることが分かる。したがって、負の群遅

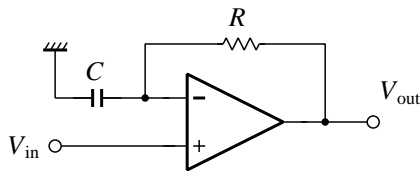


図 4: 負群遅延回路

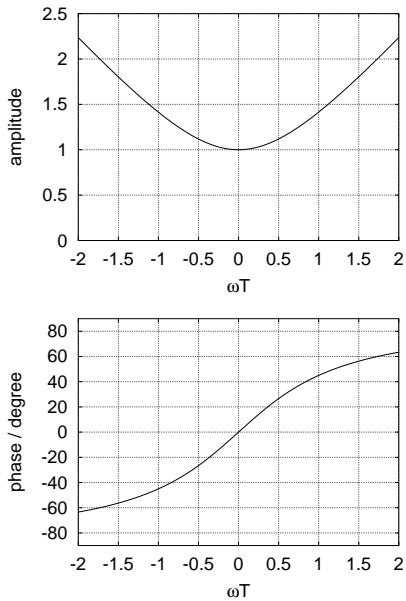


図 5: 負群遅延回路の振幅特性 $A(\omega)$ (上図) と位相特性 $\phi(\omega)$ (下図).

延は負の群速度と等価な物理現象と言えるが、群遅延は長さの概念がない集中定数的なシステムについても定義できる点でより一般的な概念である。

2.4.1 負群遅延回路

負群遅延は電子回路を用いると比較的に実現できる [11, 12]. 電子回路は、パラメータの自由度が大きく、測定も容易であるという利点がある。図 4 の回路の伝達関数は簡単な計算により $H(\omega) = 1 + i\omega T$ (ただし、 $T = RC$) であることが分かる。そして、振幅特性 $A(\omega)$ と位相特性 $\phi(\omega)$ は図 5 のようになり、 $|\omega| \lesssim 1/T$ の領域で

$$A(\omega) = 1 + O(\omega^2 T^2), \quad \phi(\omega) = \omega T + O(\omega^3 T^3), \quad (6)$$

のように直線で近似できる。したがって、 $|\omega| \lesssim 1/T$ の帯域をもつ信号に対して、この回路は振幅は変化させることなく、位相だけ周波数に対して線形に変化させる回路であることが分かる。式 (4) から、その群遅延は $t_d = -T$ と負になる。ただし、直流が帯域の中心であるので $\omega_0 = 0$ である。(搬送波を含まず、直流をスペクトルの中心にもつ信号をベースバンド信号と呼ぶ。)

歪みのない負群遅延を生成させるには、入力される信号は、 $|\omega| < 1/T$ に帯域制限されていなければならない。さ

もなければ、式 (6) に示した高次の項が原因となり出力波形が歪むことになる。図 6 に示したように、矩形パルス発生器 (タイマ IC) とローパスフィルタを連続に接続することで、矩形波のもつ $|\omega| > 1/T$ の高周波成分をローパスフィルタで遮断し、帯域制限された信号を生成することができる。

1.5s のパルス幅をもつ矩形波を、カットオフ周波数が 1.6 Hz の 4 次のローパスフィルタで帯域制限し、それを負群遅延回路に入力した。図 7 に入力と出力の波形を示す。ただし、負群遅延回路として、図 4 の回路 (時定数 $RC = 0.22$ s) を 2 つ直列につないだものを利用している。実験結果を見れば明らかなように、入力信号より出力信号の波形の方が約 0.5s 先に出力されている。これは、理論値 $t_d = -2 \times RC = -0.44$ s と良く一致している。

Wang 等の実験 (図 3) ではパルス幅の数%しか波形が進んでいないのに対して、この回路による負群遅延の量はパルス幅 (約 2s) に対して 20% を越えるような大きな値をもっている。また、負群遅延量も秒オーダーであり、負群遅延回路の入力と出力を発光ダイオード (LED) 等でモニターすることで、容易に負群遅延の効果を目で確かめることができる。また、この負群遅延回路は、回路定数を調整しながらさらに多段につなぐことで、波形の歪みを大きくすることなく、パルス幅に匹敵する大きな負群遅延を作ることができる [12]. ただし、それに伴って、帯域外のゲインが指数的に増大し、実現が困難になる。正の群遅延には、このような困難はなく、時間の方向に関する非対称性が現れている。

2.4.2 因果律との関係

負群遅延回路と因果律の関係を考えることは興味深い。図 7 の時間の原点は、図 6 のスイッチを押しタイマ IC から矩形波が出力された瞬間、すなわち矩形波の立ち上がりを取っている。その矩形波はローパスフィルタで帯域制限を受け、負群遅延回路の入力になる。図から明らかなように、帯域制限によって波形の立ち上がりが抑制され、遅れているのが分かる。負群遅延回路は立ち上がりの遅れを、補償する役割をしている。これによって、波形は進んだように見えるのである。しかし、 $t < 0$ では、信号は真に 0 であり、負群遅延回路を使っても、 $t < 0$ の領域に信号が発生することはない。つまり、スイッチを押す前に信号が出力されることはないのである。

多段接続によって、進みを大きくしようとする、 $t = 0$ の直後で波形が大きく乱れるようになる。進みを大きくしたい場合には、ローパスフィルタの段数もそれに応じて増して、最初の遅れを大きくしておく必要がある。このことは、光の超光速伝搬実験においても同様に成り立つことで、なだらかに上昇する光パルスも何処かに出発点があり、その出発点より波形を前に出すことはできないのである。

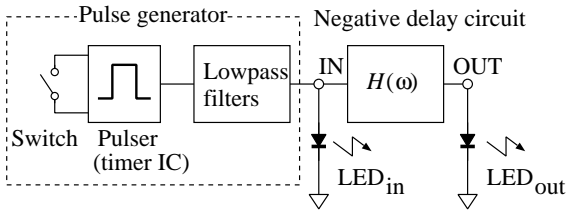


図 6: 負群遅延回路. 点線内がパルス発生器でスイッチを押すと帯域制限された信号が出力される.

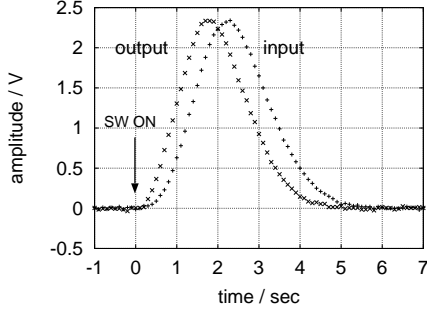


図 7: 負群遅延の実験結果.

3 遅い光, 止まった光

3.1 ダーク状態と EIT

基底状態 $|b\rangle$, $|c\rangle$ と励起状態 $|a\rangle$ からなる, 図 8(a) のような 3 準位原子を考える. b - a 間に共鳴するプローブ光 E_p (周波数 ω_p) と c - a 間に共鳴するコントロール光 E_c (周波数 ω_c) が同時に入射しているとする. それぞれの振幅 Ω_p , Ω_c を

$$E_p(t) = (\hbar/d_{ba})\Omega_p \exp i\omega_p t + c.c.,$$

$$E_c(t) = (\hbar/d_{ca})\Omega_c \exp i\omega_c t + c.c..$$

で定義する. $c.c.$ は複素共役項を表す. d_{ba} は, 準位 b - a 間の電気双極子の大きさを表す. d_{ca} も同様である. Ω_p , Ω_c はそれぞれの遷移のラビ周波数を与える.

2つの互いにコヒーレントな光によって共通の準位 $|a\rangle$ に励起されている状況では, $\vartheta = \tan^{-1}(\Omega_p/\Omega_c)$ として,

$$|D\rangle = \cos \vartheta |b\rangle - \sin \vartheta |c\rangle, \quad |B\rangle = \sin \vartheta |b\rangle + \cos \vartheta |c\rangle \quad (7)$$

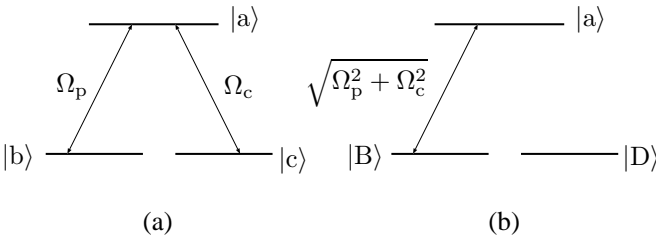


図 8: EIT とダーク状態.

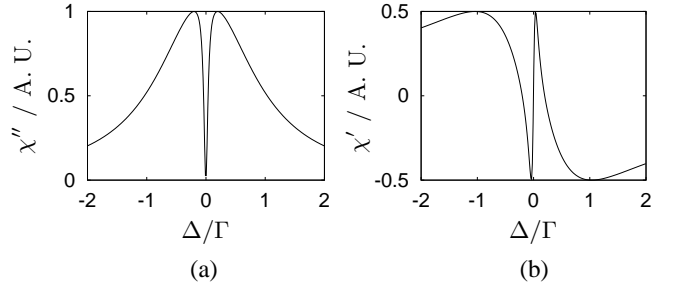


図 9: EIT における誘電感受率. $\Omega_c = 0.2\Gamma$ の場合.

のような基底の変換を行うと, 図 8(b) のように, $|B\rangle$ と $|a\rangle$ が一つの光で励起され, $|D\rangle$ には光が結合していない状況に置き換えることができる. このことは, (実効) ハミルトニアン H がそれぞれの基底で

$$H/\hbar = \Omega_p |b\rangle \langle a| + \Omega_c |c\rangle \langle a| + H.c. = \sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_c^2} |B\rangle \langle a| + H.c.,$$

と書けることをみれば分かる. $H.c.$ はエルミート共役項を示す.

干渉効果により, 光を吸収しない $|D\rangle$ はダーク状態と呼ばれる. 光をあて続けると, 状態 $|B\rangle$ は光を吸収し励起状態 $|a\rangle$ を経由して下準位に戻るが, その際, たまたま $|D\rangle$ に落ちたものは, もはや光を吸収することはない, そこに留まる. したがって最終的にはすべての原子が状態 $|D\rangle$ になってしまい, 媒質は透明になる. このような現象を電磁誘導透過 (EIT, Electromagnetically induced transparency) とよぶ [19].

3.2 遅い光

コントロール光は完全に遷移に同調し, プローブ光の離調 Δ を変化させたときには, 複素誘電感受率は次のようになる [13]:

$$\chi(\Delta) = \frac{2Nd_{ba}^2}{\epsilon_0 \hbar} \cdot \frac{\Delta}{|\Omega_c|^2 - \Delta^2 - i\Gamma\Delta}. \quad (8)$$

ただし, N, Γ はそれぞれ原子密度, $|a\rangle$ から $|b\rangle$ への遷移の緩和速度を表している. また, 下準位のコヒーレンス緩和は 0 としている. $\Omega_c = 0.2\Gamma$ の場合の, 誘電感受率の虚部 χ'' と実部 χ' のグラフをそれぞれ図 9 (a), (b) に示す.

図 9 (a) より, プローブ光の離調 Δ を変化させると, 通常の吸収線の中に, 鋭いへこみがあり, 中央では吸収が 0 になることが分かる. 吸収線の幅が励起準位の寿命 ($1/\Gamma \sim \text{ns}$) で決まるのに対して, へこみの幅はダーク状態の緩和時間である下準位間のコヒーレンス時間 ($\sim \text{ms}$) と Ω_c で決まるので, ずっと細かい.

この鋭いへこみに対応して, 分散 (屈折率) も急峻な変化を示す. 図 9 (b) より, 中央で χ' の値は 0 であるが, $d\chi'/d\omega$ は大きい正の値をとる. $d\chi'/d\omega \gg 1$ は式 (2) よ

り、群速度が光速にくらべてずっと小さいことを意味する。実際に Δ 付近に帯域制限された光パルスの群速度を計算すると、

$$v_g \sim \frac{\hbar c \epsilon_0}{\omega_p} \frac{|\Omega_c|^2}{d_{ba}^2 N} \quad (9)$$

となり、 $|\Omega_c|$ を小さくすれば、群速度を小さくできることが分かる。Hau ら [15] は、これを利用して、光の群速度を $10^{-7}c \sim 30 \text{ m/s}$ まで低下させることに成功した。これに伴って、パルスの空間的長さも、 10^{-7} だけ圧縮された。

式 (9) から Ω_c を極めて小さくすれば、群速度は 0 になり、光パルスを媒質内に凍結できそうであるが、そうはならない。 Ω_c を小さくすることで、透明領域の線幅 $\Delta\omega_{tr}$ も小さくなり、入射する光パルスの帯域もそれに合わせて非常に狭くする必要があるからである。これを考慮すると、光パルスのパルス幅 $\tau_p = 1/\Delta\omega_{tr}$ と、EIT 媒質の通過時間 $\tau_d = l/v_g$ (l は媒質の長さ) の間には次の条件の成立が必要となる [13]。

$$\frac{\tau_d}{\tau_p} \leq \sqrt{\alpha} \quad \left(\alpha = \frac{3\pi c^3 N}{\omega_p^3} kl \right) \quad (10)$$

ここで導入した α は EIT 条件が成立しないときの媒質の不透明度を表すパラメータで媒質固有の値である。パルス幅で規格化した光の伝達時間 (蓄積時間) は Ω_c では制御できず、媒質の長さ、密度等で一意に決ってしまう。

コントロール光 Ω_c の振幅を変化させると、式 (7) において、 θ の変化を通して、ダーク状態も変化する。変化が十分ゆっくりであれば、断熱定理にしたがって、始状態がダーク状態あれば、その後は、各瞬間のダーク状態に追従してゆく。たとえば、 $\Omega_c \ll \Omega_p$ ($|D\rangle \sim |c\rangle$) から、 $\Omega_c \gg \Omega_p$ ($|D\rangle \sim |b\rangle$) にゆっくり変化させると、最初 $|c\rangle$ にあった原子をすべて $|b\rangle$ に移すことができる。この間媒質は殆んど透明のままである。このようにダーク状態に閉じ込めて系の状態を変化させることを、コヒーレントトポビュレーショントラッピング (CPT) とよぶ [20]。

3.3 ダーク状態ポラリトン

Maxwell 方程式から導かれた波動方程式

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \tilde{E}_p(z, t) = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P(z, t)$$

を考える。 $P(z, t)$ は原子による分極密度である。

$$E_p(z, t) = \tilde{E}_p(z, t) \exp i\omega(z/c - t) + c.c.$$

などのように包絡線 $\tilde{E}(z, t)$ を定義すると、一階の波動方程式

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} \right) \tilde{E}_p(z, t) = \frac{i\omega}{\epsilon_0} \tilde{P}(z, t), \quad (11)$$

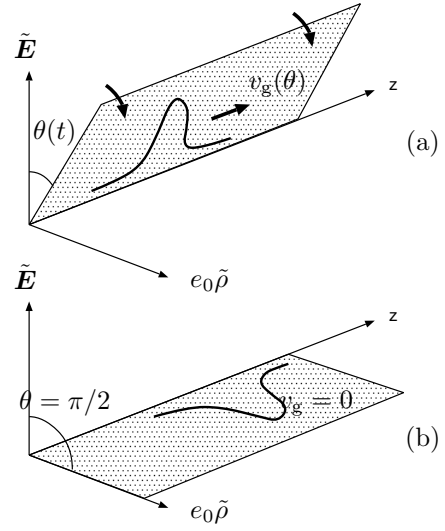


図 10: ダーク状態ポラリトンの断熱変化によるパルスの凍結。(a) ポラリトンは光成分 (\tilde{E}_p) と原子成分 ($e_0\tilde{\rho}_{bc}$) を一定の割合 ($\tan \theta$) で重ね合わせたものであり、群速度 $v_g(\theta)$ で伝搬する。 θ は制御光の振幅の関数である。(b) θ を断熱的に $\pi/2$ まで変化させると、原子成分のみになる。 $v_g(\pi/2) = 0$ なのでパルスは静止する。

が得られる。一般の線形媒質に対しては、

$$\tilde{P}(z, t) = \epsilon_0 \chi(\omega) \tilde{E}_p(z, t) + \epsilon_0 \frac{d\chi}{d\omega}(\omega) \frac{\partial}{\partial t} \tilde{E}_p(z, t) + \dots \quad (12)$$

が成り立つが、右辺 1 項は位相速度、2 項は群速度の変化をもたらす。

分極密度は原子の密度行列 $\tilde{\rho}$ を用いて、 $\tilde{P} = N d_{ba} \tilde{\rho}_{ab}$ と表せるが、今扱っている、3 単位系では、さらに、

$$\tilde{\rho}_{ab} = \frac{-i}{\Omega_c} \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\rho}_{bc}, \quad \tilde{\rho}_{bc} = -\frac{d_{ba}}{\hbar} \frac{\tilde{E}_p}{\Omega_c} \quad (13)$$

が成り立ち

$$\tilde{P}(z, t) = \frac{i\epsilon_0}{\omega} \tan^2 \theta \frac{\partial}{\partial t} \tilde{E}_p(z, t), \quad (14)$$

が得られる。ただし、 $\tan \theta = d_{ab} e_0 / \hbar \Omega_c$ である。 $e_0 = \sqrt{\hbar \omega N / \epsilon_0}$ は電場の次元をもつ定数で、原子あたり 1 光子のエネルギー密度を与える電場に対応する。式 (12) と式 (14) を比較すると、この媒質は電磁誘導透過のために、分散や吸収を与える χ は 0 であるが、群速度の変化を与える、 $d\chi/d\omega$ は有限であることがわかる。

このようにして得られた波動方程式

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c \cos^2 \theta \frac{\partial}{\partial z} \right) \tilde{E}_p(z, t) = 0 \quad (15)$$

の解は、 $z = 0$ (入射端) での電場 $E_p(0, t)$ を用いて

$$\tilde{E}_p(z, t) = \tilde{E}(0, t - z/v_g) \quad (16)$$

であり、電場の包絡線は速度 $v_g = c \cos^2 \theta$ で伝搬することが分かる。すなわち、コントロール光の振幅 Ω_c によって、プローブ光の群速度 v_g が制御できるのである。

式 (13) の 2 番目の関係式は

$$\tilde{E}_p(z, t) = \tan \theta e_0 \tilde{\rho}_{bc}(z, t) \quad (17)$$

と書き直すことができる。これは電場の包絡線と、原子の下準位間のコヒーレンスの比が一定値 $\tan \theta$ に保たれていることを意味する。すなわち、光と原子系のコヒーレンスが一体となって、群速度 $c \cos^2 \theta$ で伝搬している。Fleischhauerらは、これをダーク状態ポラリトンと名付けた。この様子を図 10 にしめす。

3.4 断熱変化によるポラリトンの速度制御

Ω_c が時間に依存する場合を考えよう。 $\theta(t)$ が時間の関数になるが、時間変化がそれほど早くなければ、関係式 (17) は保持される。すなわち、図 10 において、ポラリトンを、 θ —一定の面に拘束し、波形を保ったまま、 θ を断熱的に変化させることができるのである。

たとえば、 Ω_c を小さくして、 θ を 0 に近づけると、ポラリトンは原子的 (ρ_{ab}) なものになり、その群速度 v_g も 0 になる。元の光パルスをもつポラリトンを通じて減速し、ついには原子状態の空間パターンとして固定することができるのである。さらに驚くべきことに、再び、 Ω_c を大きくすると、ポラリトンに光的な成分 (\tilde{E}_p) が復活し、運動を始めるのである。このように、制御光 Ω_c の振幅によって、ポラリトンの速さを、 c から 0 の間で自由に变化できる画期的な方法が実現された。

ダーク状態ポラリトンの伝搬は

$$\Psi(z, t) = \cos \theta(t) \Omega_s(z, t) - \sin \theta(t) e_0 \tilde{\rho}_{bc}(z, t), \quad (18)$$

$$\Phi(z, t) = \sin \theta(t) \Omega_s(z, t) + \cos \theta(t) e_0 \tilde{\rho}_{bc}(z, t) \quad (19)$$

を定義すると、

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + c \cos^2 \theta(t) \frac{\partial}{\partial z} \right] \Psi(z, t) = 0, \quad \Phi(z, t) = 0$$

のように見易い形になる。解の時間発展は、時刻 $t = 0$ でのパルスの空間波形 $\Psi(z, 0)$ を用いて

$$\Psi(z, t) = \Psi \left(z - c \int_0^t \cos^2 \theta(\tau) d\tau, 0 \right), \quad (20)$$

と表せる。ここでは空間的波形が保存されているのに対して、式 (16) では時間的波形が保存されていることに注意する。すなわち、入射端でのパルスの減速は空間方向の圧縮によって行われているのに対して、断熱変化による減速は時間方向の圧縮によって実現されているのである。この方法は、パルスの周波数スペクトルと媒質の有効帯域に起因する減速の制限 (10) を受けにくいことが大きい特徴であり、これに

よってパルス完全に静止させることが可能になったのである。

光の状態を原子の状態として記憶するメモリーとして機能する。光パルスの振幅を位相も含めて記録再生することができる。記憶を保持できる時間は、 $\tilde{\rho}_{bc}$ の緩和時間 (コヒーレンス時間) で決まるが、通常は、ms のオーダーである。光パルスが伝搬方向に直交する方向に構造を持っている場合にはそのパターンを記憶させることも可能である。さらに、この方法が広く注目を集めているのは、光パルスの量子状態をも記録できる可能性があるからである。本稿では簡単のために、光を古典的に取り扱ったが、[14] は当初から量子的なパルスを考えている。たとえば、光パルスに含まれる光子の個数を記録、再生することが原理的に可能である。もっと一般に、 $\sum_n c_n |n\rangle$ のように異なった光子数の重ね合わせ状態を記憶させることもできる。

4 負屈折率とメタ物質

4.1 誘電率も透磁率も負の媒質

よく知られているように媒質の屈折率 $n(\omega)$ は、その比誘電率 $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ 、比透磁率 $\mu_r = \mu/\mu_0$ を用いて

$$n(\omega) = \sqrt{\epsilon_r(\omega)\mu_r(\omega)}, \quad (21)$$

と表せる。一般の透明な媒質に対しては、 ϵ_r も μ_r も正である。特に比透磁率は高い周波数に対しては、殆んど 1 と見なせる場合が多い。しかし、適当な条件の下では、これらの量は負になりうる。これらのうちのどちらか一方が負になると、屈折率は純虚数になる。すると波数も虚になり、波動の振幅は指数的に減衰 (あるいは増大) することになり、波は伝播しない。金属が可視光より低い周波数に対して不透明なのは、プラズマ周波数以下で誘電率が負になるためである。

では、両方が負になった場合には何が起るであろう。式 (21) を単純に適用すると、負号が打ち消して、双方が正の場合と同じであるように思える。しかし、式 (21) は正しくは $n = \sqrt{\epsilon_r} \sqrt{\mu_r}$ と書かれるべきなのである。 $\epsilon_r < 0$ 、 $\mu_r < 0$ を想定すると、

$$n = \sqrt{\epsilon_r} \sqrt{\mu_r} = i\sqrt{-\epsilon_r} \times i\sqrt{-\mu_r} = -\sqrt{\epsilon_r \mu_r} < 0. \quad (22)$$

かけ算をする前に、 ϵ_r 、 μ_r それぞれの平方根をとることで、屈折率 n が負になるのである。この天下りの定義が合理的であることは次第に明らかになるだろう。(数学的には、複素関数 \sqrt{z} のリーマン面を考えるとよい。)

負屈折率の具体的な意味を調べるために、マクスウェル方程式

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$

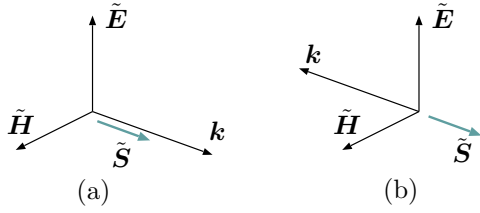


図 11: 単色平面波におけるベクトルの配置. \mathbf{k} : 波数ベクトル, $\tilde{\mathbf{E}}$: 電場ベクトル, $\tilde{\mathbf{H}}$: 磁場ベクトル, $\tilde{\mathbf{S}}$: ポインティングベクトル. (a) 通常の媒質, $n > 0$; (b) 負屈折率媒質, $n < 0$.

に戻って考えよう. 角周波数 ω の単色平面波を仮定し, 場の量を $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \tilde{\mathbf{E}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t) + \text{c.c.}$ などと表して, 式 (4.1) に代入すると

$$\mathbf{k} \times \tilde{\mathbf{H}} = -\omega\epsilon\tilde{\mathbf{E}}, \quad \mathbf{k} \times \tilde{\mathbf{E}} = \omega\mu\tilde{\mathbf{H}}. \quad (23)$$

となる. $\tilde{\mathbf{D}} = \epsilon(\omega)\tilde{\mathbf{E}}$, $\tilde{\mathbf{B}} = \mu(\omega)\tilde{\mathbf{H}}$ を用いた. ここで, 例えば $\tilde{\mathbf{H}}$ を消去し, 横波条件 $\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{E}} = 0$ ($\nabla \cdot \tilde{\mathbf{D}} = 0$) を課すると,

$$|\mathbf{k}|^2 = \omega^2\mu\epsilon = \frac{\omega^2}{c^2}n^2, \quad (24)$$

が得られる. ただし, $c = 1/\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$. 式 (23) から, $\mu > 0$, $\epsilon > 0$ の場合には, ベクトルの 3 つ組 ($\tilde{\mathbf{E}}, \tilde{\mathbf{H}}, \mathbf{k}$) が, 図 11(a) のように, 右手系をなすことがわかる. すなわち, $\tilde{\mathbf{E}}$ を $\tilde{\mathbf{H}}$ に重ねる方向に回すと, 右ねじが \mathbf{k} の方向に進む.

式 (23) において, $\mu \rightarrow -\mu$, $\epsilon \rightarrow -\epsilon$ という符号反転は, $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$ と等価であることがわかる. これより, $\mu < 0$, $\epsilon < 0$ の場合には, 3 つ組 ($\tilde{\mathbf{E}}, \tilde{\mathbf{H}}, \mathbf{k}$) は図 11(b) のように, 左手系をなすことがわかる. このことから, $\mu < 0$, $\epsilon < 0$ を満たす媒質を左手系 (left-handed) 媒質と呼ぶことができる [34].

一方, エネルギーの流れに相当する (複素) ポインティングベクトルは

$$\tilde{\mathbf{S}} = \frac{1}{2}\tilde{\mathbf{E}} \times \tilde{\mathbf{H}}^*, \quad (25)$$

で与えられるので, 負屈折媒質中では波数ベクトルとポインティングベクトルは反対方向に向かっている (図 11).

4.2 負屈折媒質による屈折

図 12 のように, 正の屈折率 ($n_1 > 0$) をもった媒質 1 と負屈折率 ($n_2 < 0$) の媒質 2 の平面境界に平面波が斜め入射した場合を考えよう. スネルの法則

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (26)$$

が負屈折率に対しても成り立っているとすると, 入射角 $\theta_1 > 0$ に対して $\theta_2 < 0$ となるはずである. つまり, 光線は「く」の字に曲がることになる.

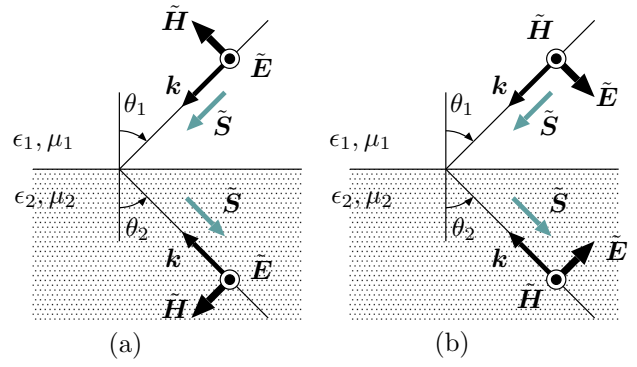


図 12: 負屈折率に対する屈折現象 ($\epsilon_2 = -\epsilon_1 < 0$, $\mu_2 = -\mu_1 < 0$ の場合). (a) TE 波, (b) TM 波. いずれも, $\theta_2 = -\theta_1$ となる.

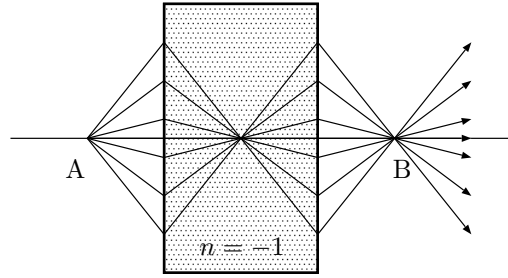


図 13: 負屈折率 ($n = -1$) 媒質を用いた平面レンズ

負屈折率をもつ媒質による屈折の様子を具体的に見るために, とくに簡単な, $\epsilon_2 = -\epsilon_1 < 0$, $\mu_2 = -\mu_1 < 0$ の場合について調べよう. インピーダンス整合条件 ($\sqrt{\mu_1/\epsilon_1} = \sqrt{\mu_2/\epsilon_2}$) が満たされているので, 反射は考えなくてもよい. $n_2 = -n_1$ に対して, スネルの法則 (26) を当てはめると, 入射角 θ_1 に対して屈折角は $\theta_2 = -\theta_1$ になるはずである. 境界条件は

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{1t} = \tilde{E}_{2t}, \quad \tilde{E}_{1n} = -\tilde{E}_{2n} \quad (\tilde{D}_{1n} = \tilde{D}_{2n}), \\ \tilde{H}_{1t} = \tilde{H}_{2t}, \quad \tilde{H}_{1n} = -\tilde{H}_{2n} \quad (\tilde{B}_{1n} = \tilde{B}_{2n}). \end{aligned} \quad (27)$$

添字 t, n はそれぞれ接線成分, 法線成分を表す. 図 12 に示すように, TE モード (s 波), TM モード (p 波), それぞれについて電場ベクトル, 磁場ベクトル, 波数ベクトルを配置すると, 境界条件 (27) が満たされていることが分かる. 媒質 2 においてこれらのベクトルは左手系配置になっていることに注意する.

正屈折率媒質と負屈折率媒質の境界では, 光線は「く」の字に屈折するということが分かった. また波数ベクトルはどちらの媒質においても境界面に向かっている. しかし, ポインティングベクトル $\tilde{\mathbf{S}}$ は負屈折媒質側では境界面から離れる方向になっており, 全体としてエネルギーは一方向に流れている.

さて, この特異な屈折効果を用いると, 単なる板状の媒質でレンズが実現できる [24]. 図 13 に示すように, 板の外部の一点から出た光線は, 板の内部の一点で交わる. さらに



図 14: メタ物質の例 (文献 [27])

に板から出るときの屈折により、再び外部で一点に集束する。(文献 [24] はこの結像が波長の制約を受けない、完全なものだと主張しているが、これに関しては疑問が投げかけられている [25].)

負屈折率に関する現象は直感的に理解しにくいものが多いが、特に、単色 (正弦定常波) を扱っている点を十分認識しておく必要がある。例えば、波数ベクトルの反転は正弦波の位相速度が負であることを意味しており、それほど不思議なことではない。振幅が変化する場合には、その包絡線は群速度で伝搬し、これは通常の場合では正である。(ただし、位相速度も、群速度も負の状況を作ることは原理的に可能である.)

負屈折率媒質内では、ドップラー効果やチェレンコフ効果が反転することが知られており [34]、これらを利用した応用も可能であろう。

4.3 メタ物質 — 人工的な媒質

負屈折率をもつ媒質を光領域で作るのは現時点ではむずかしいと思われるが、マイクロ波領域では可能である。Smith ら [27] は、プリント基板 (絶縁体に銅箔を張り付けたもの) などを用いて、負屈折率をもつ人工的な媒質を作成した (図 14)。

金属棒のアレイは誘電体の役割をしており、プラズマ周波数 ω_p 以下で負誘電率を実現することができる。

$$\epsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (28)$$

ここで $\gamma(\ll |\omega|)$ は損失を表す。プラズマ周波数が使用する周波数に比べて大きすぎると、誘電率の絶対値が不必要に大きくなるので、金属の空間充填率を適当に下げることがある。

一方、負の透磁率は、分割リング共振器 (split-ring resonator) とよばれる構造をアレイ状に並べることで実現された。通常の磁性材料は、原子やイオンの磁気モーメントを利用しているが、ここでは磁気モーメントの起源である

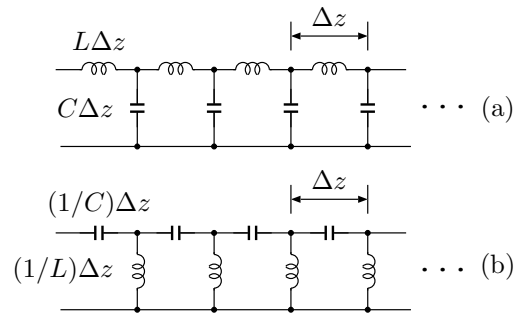


図 15: 伝送線路における負屈折率. (a) 通常の伝送線路の集中定数による表現. (b) 負屈折率をあたえる回路。

微小環状電流をマクロな構造で模擬しているのである。プリント基板上の金属リングは 2 重になっており、それぞれに小さいギャップが設けられている。リングはコイルに、2 つのリングの間のすきまがコンデンサの役割をして直列共振回路を形成している。比誘電率は共振周波数 ω_0 近傍で次のように表される:

$$\mu_r(\omega) = 1 - \frac{F\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2 - i\omega_0\Gamma}. \quad (29)$$

$\Gamma(\ll |\omega|)$ は損失、 F は素子の密度に比例する量である。 ω_0 と $\omega_{mp} = \sqrt{1 + F}\omega_0$ (磁氣的プラズマ周波数) の間で、 μ_r は負になる。2 重リング構造は、キャパシタンスを大きくして、 ω_0 を低くするのに寄与している。

非磁性材料で磁性体を作るというアイデアは低周波領域でも利用されている。絶縁された金属箔をスイスロールのように巻いた筒を並べたものを、MRI(磁気共鳴画像)装置において、磁力線のガイドに利用する試みがなされている [28]。

このようにマイクロ波領域では、所望の応答特性をもった「原子」を設計し、それらを波長に比べて十分小さい間隔で、並べることで人工的な連続媒質とすることが可能である。このような媒質をメタ物質 (meta material) と呼ぶ。

このように電磁波に対する媒質 (特に誘電体) を人工的に構成することは、アンテナやレーダーの分野では、古くから行われている [32]。一方、光領域ではフォトニック結晶 [33] とよばれる人工的な媒質が広く研究されるようになってきた。(フォトニック結晶も初期の検証はマイクロ波領域で行われた。) フォトニック結晶においては、格子間隔が対象とする電磁波の波長程度であるのに対し、メタ物質における「原子間隔」は波長に比べて十分小さいという違いはあるが、両者の間には共通点が多い。

4.4 伝送線モデル

電気回路において負屈折率を実現する方法を見ておこう。電信方程式は同軸ケーブルやより対線のような伝送線路上の電圧 $V(z)$ 、電流 $I(z)$ の伝播の様子を調べるために

導入されたものである。電信方程式は、伝送線路を波長に比べて十分短い長さ Δz で分割して、その小さい区間をインダクタンス $L\Delta z$ とキャパシタンス $C\Delta z$ で集中定数化した図 15(a) のようなラダー回路に対する回路方程式から簡単に求めることができる。

$$\frac{\Delta V}{\Delta z} = i\omega LI, \quad \frac{\Delta I}{\Delta z} = i\omega CV.$$

C, L は長さあたりのキャパシタンス、インダクタンスを表す。 (V, I) を (E_x, H_y) で、 (C, L) を (ϵ, μ) で置き換えると、平面波に対するマクスウェル方程式と等価であることは容易に確かめられる。負屈折率に相当する状況を実現するには、図 15(b) のようにコンデンサとコイルを入れ替えたラダー回路を作ればよいことが分かる。すなわち、

$$\frac{\Delta V}{\Delta z} = -i(\omega C)^{-1}I, \quad \frac{\Delta I}{\Delta z} = -i(\omega L)^{-1}V$$

となり、式 (4.4) に比べて符号が入れ替わった式が得られる。 $1/C, 1/L$ はそれぞれ長さあたりの量である。この符号反転法は周波数依存性も変化してしまうので完全なものではないが、単色波に対しては ω を定数と見なすことができるので問題はない。位相速度が通常の回路では、 $v_p = 1/\sqrt{LC}$ となるのに対して、この回路では、

$$v_p = -\omega^2\sqrt{LC}$$

となり、波の位相が負荷側から電源側に伝搬することになる。

このような回路モデルは、2次元、3次元に拡張したり、素子を一般化することによって、通常とは異なった波動伝搬の様子を実現することができ、その物理的意味を考察するのに便利である。例えば、2次元の格子状の LC -回路で、双曲型の方程式

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \psi(x, y) = 0$$

を実現することができる。これは波動方程式における時間軸を1つの空間軸で置き換えたことに相当しており、理論的にも興味深い系である。

5 おわりに

本稿では、最近注目されている、風変わりな光の形態のいくつかについて紹介した。このような、異形の光が将来どのように利用されるかに関しては未知の部分が多い。しかし、最近ナノテクノロジーとの関係で目覚ましい発展をとげている近接場光学は、従来あまり注目されていなかったエバネッセント波という風変わりな光のモードを利用している。近年、光デバイスへの応用を目指して盛んに研究されているフォトニック結晶も非伝搬モードを積極的に利用するものである。

超光速伝搬と、遅い光、止った光に関する研究は光の速さという基本的な物理の問題に関する関心に端を発している。負群速度あるいは超光速群速度は波動の分散から導ける当然の帰結であり、相対論的因果律には抵触しない。応用的な意味はあまりないかも知れないが、概念的にはきちんと抑えておくべき問題である。光や電磁波を学んだ人の多くが「位相速度は光速 c を越えてもいいが、群速度は c を越えることはない。それは相対論で禁じられている。」と誤解している状況はかなり問題である。

負屈折率も逆説的な現象を引き起こすが、基本に立ち戻って考えれば、納得できるものばかりである。特に注意すべきことは、負屈折率は単色波（振幅が時間定常）に対する概念位相速度が負であるということである。群速度とは一応切り放して考える必要がある。人工的な原子をならべて所望の誘電率や透磁率を得るメタ物質の考えは非常に興味深いものである。特に、現在の先進的な微細加工技術と組み合わせることで、有用性を発揮できると思われる。光領域での実現はそれほど容易ではないかも知れないが、赤外領域やそれ以下の周波数帯で有用であろう。

遅い光、あるいは止まった光は応用上重要になることが予想され、非常に活発に研究されている。量子情報処理や量子計測の分野では、原子と光に相補的役割を担わせるスキームが有望視されている。光は、外界との相互作用が小さく、デコヒーレンスが小さいが、空間的に閉じ込めるのがむずかしい。一方、原子は相互作用が大きく、デコヒーレンスも大きい、空間的な閉じ込めは容易である。これらの相補的な性質を上手に使い分けることで、大規模な量子処理系を実現しようというものである。その際、光と原子を結び付ける手段としてダーク状態ポラリトンの利用がうってつけである。

さて、10年後あるいは20年後、これらの風変わりな光たちが、どのような形で我々と関わっているだろうか？また、さらに一層風変わりな光を探するのも楽しいだろう。

謝辞 本稿を纏めるにあたって、R. Chiao, M. Fleischhauer, J. B. Pendry 各氏との議論が大変参考になった。本研究の一部は、文部科学省研究拠点形成費補助金 (14213) の補助を受けて行われた。

参考文献

- [1] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*, Chap. 5 (McGraw-Hill, New York, 1941).
- [2] K. T. McDonald: *Am. J. Phys.* **69**, 607 (2001).
- [3] L. Brillouin: *Wave Propagation and Group Velocity* (Academic Press, New York, 1960).
- [4] M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics*, 7th ed., p. 95 (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).

- [5] S. Chu and S. Wong: Phys. Rev. Lett. **48**, 738 (1982).
- [6] B. Ségard and B. Macke: Phys. Lett. **109A**, 213 (1985).
- [7] R. Y. Chiao: Phys. Rev. A **48**, R34 (1993).
- [8] A. M. Steinberg and R. Y. Chiao: Phys. Rev. A **49**, 2071 (1994).
- [9] L. J. Wang, A. Kuzmich, and Dogariu: Nature **406**, 277 (2000).
- [10] A. Dogariu, A. Kuzmich, and L. J. Wang: Phys. Rev. A **63**, 053806 (2001).
- [11] T. Nakanishi, K. Sugiyama, and M. Kitano: Am. J. Phys. **70**, 1117 (2002).
- [12] M. Kitano, T. Nakanishi, and K. Sugiyama: IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **9** (2003).
- [13] M. Fleischhauer and M. D. Lukin, Phys. Rev. A **65**, 022314 (2002).
- [14] M. Fleischhauer and M. D. Lukin, Phys. Rev. Lett **84**, 5094 (2000).
- [15] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau, Nature **409**, 490 (2001).
- [16] E. A. Cornell, Nature **409**, 461 (2001).
- [17] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, M. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin, Phys. Rev. Lett. **86**, 783 (2001).
- [18] L. V. Hau, S. E. Harris, S. E. Dutton, and C. H. Behroozi, Nature **397**, 594 (1999).
- [19] S. E. Harris, Phys. Today **50**, 36 (1997).
- [20] E. Arimondo, Progress in Optics, vol XXXV, 257 (1996).
- [21] 本稿で取り上げたような、変わった光の形態に関する特集号が予定されている; IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics, Non-traditional forms of light (2003).
- [22] KITP Miniprogram on Quantum Optics (July, 2002), <http://online.itp.ucsb.edu/online/qo02/>.
- [23] メタ物質に関する特集号が予定されている. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, A special Issue on Metamaterials (2003).
- [24] J. B Pendry, Phys. Rev. Lett. **85**, 3966 (2000).
- [25] N. Garcia and M. Nieto-Vesperinas, Phys. Rev. Lett. **88**, 207403 (2002); P. M. Valanju, R. M. Walser, and A. P. Valanju, Phys. Rev. Lett. **88**, 187401 (2002).
- [26] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques **47**, 2075 (1999).
- [27] R. Shelby, D. R. Smith, and Schultz, Science **292**, 77 (2001).
- [28] M. C. K. Wiltshire, J. B. Pendry, I. R. Young, D. J. Larkman, D. J. Gilderdale, and J. V. Hajnal, Science **1291**, 5505 (2001)
- [29] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs, Phys. Rev. Lett. **76**, 4773 (1996)
- [30] R. Fitzgerald, Phys. Today **53**(5), 17 (2000).
- [31] R. W. Ziolkowski, Phys. Rev. E **63**, 046604-1 (2001).
- [32] R. E. Collin, Field Theory of Guided Waves, 2nd ed. (IEEE Press, Piscataway, 1990) Chap. .
- [33] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
- [34] V. G. Veselago, Sov. Phys. Usp. **10**, 509 (1968).

Unconventional forms of light

Masao KITANO and Toshihiro NAKANISHI

Recently, various types of unconventional forms of light are attracting attentions. Among them are (1) Superluminal propagation and negative group velocities, (2) Slow light in a medium with the electromagnetically induced transparency and stopped light with the dark-state polaritons. (3) Negative refractive index with metamaterials. We review the physical implications of these novel phenomena. Possible applications of these phenomena to quantum information processing and other areas are also presented.