ISSE 物理

II. 波動・場の物理学

物理カリキュラム 2 年度

ISSE テキスト編集部

copyright by Akira.TOKUNAGA

はじめに

物体だけでは自然は記述できない！

自然のドラマを，運動方程式というオペラグラスを通して眺めている限りでは，物体が主役，力はせいぜい相手役です．だが，そう思い込んでいるだけの観客は，第 2 幕目になって光が登場すると，ドラマの進行について行けなくなります．なぜならば，光のこのドラマでの活躍は誰の目から見てもかなり派手なものです．しかし，光はどう考えても物体ではない．すなわち，彼や彼女の思い込みでは決して主役にはなり得ないはずですから．

初歩的な力学では，力は 2 物体間を ”瞬時に ”伝達されるとして取り扱われました．ところが，伝達される力自体も時間の経過によったストーリーを持つことは，さまざまな自然現象の例を考えれば当然なのです．運動方程式というオペラグラスをはずして，波動方程式というオペラグラスにかけ代え，それを通して眺め直してみると，このドラマは，ただ一つの筋を追って行けば良いような，それほど単純なシナリオに基づいてそれぞれの役者が演じていた訳ではなかったことが見えて来ます．第 2 幕目で企てられていることは，主役の交替，力が主役，物体はワキ役への転換です．こうして，光とその仲間がその担い手である電磁気力が，初歩的な力学では質量が無視できる正に軽い存在であった弦が伝える張力も，あるいは，その伝達されたものが「音」と呼ばれて有名な，空気などが伝えている圧力も，その折々の主人公として顔をだす訳です．

ところが，これらのことを理解するのを妨げるような，困った事情がここにあるのです．それは，ごく簡単に「かけ代えろ.」と言ったオペラグラスである波動方程式が，高校で習う数学の範囲では，手に余るしろものなのです．しかし，数学的準備がまだできていないからといって，光や音のような重要な物理現象を抜かす訳には行きません．この単元を始めるにあたって，著者たちは，この段階で波動を習う皆さんに，すべての話を出発点に位置する波動方程式という強力な道具なしに進めているのだということを，まず初めに知らせておくべきだと思っています．何故かと言うと，科学を学ぶためには今やっている事のほんの少し先を予測しておくということも，なかなか大事だからです．そうしなければ，科学の勉強が意味のない記憶や訳の分からない操作を押し付けられているように思えてしまうでしょう．波動についての説明を，ともすれば実体の希薄な形式論と見てしまわないようにくれぐれも注意しましょう．この単元では，次善の策として，「波動についての運動学」から入って行きます．この「運動学」という言い方は，従来はまだ運動方程式を習っていない段階で，粒子についての取り扱いに関する数学的な内容を指す用語です．

運動学では，運動を起こす原因については問いません．粒子の運動学では，1 点に位置する小さな物体の運動について時刻 t を変数とする式を用いて考察しました．(*a運動の形態によって，粒子の位置，速度，加速度は，t に関するさまざまな関数関係を持っていました．

この単元では，まず「波は何を伝えるか.」を明らかにした上で，波を表すのにどのような数学的表現が用いられるかを学ぶことが出発点となっています．しかし，これはまだまだほんの入り口であって，そのまた奥があります．この単元の後半では「力の場」という考え方を導入します．この部分は，なかなか本格的な議論まで到達しないことから，この場についての話を，早飲み込みをして，単なるひとつの表示法だと思ってしまうことは大きな誤りです．アインシュタインの

(*a 等加速度運動まで，微積を使わない形で高 1 でやる予定．一般論は，高 2 の数学の導関数の応用で展開する．

言葉を借りるならば,「場は，自分の腰かけている椅子と同様に実在のもの」であって，これなしでは物理学の世界を描き切ることはできません．

教師用チャート：偏微分方程式を習った後での波動論の展開

1° 波源のある場合の**波動方程式**：$\triangle\psi - \dfrac{1}{c^2}\dfrac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = f(\boldsymbol{r}, t)$

ψ は，力の場である場合も，スカラー．ないし，ベクトル・ポテンシャルである場合もある．（スカラー波以外の場合は，ψ はある成分である．）自由場の波動方程式は，$f = 0$ であるが，それ以外の場合には，いろいろな相互作用を表す「付加条件」がこれに加わって来る．（物質方程式，ゲージ不変性，etc.）

$\dfrac{1}{c^2}\dfrac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = 0$ の場合は,「ポテンシャル論」であり，電磁場以外ですべての項が $\neq 0$ の場合には,「波動力学」となる．

2° **重ね合わせの原理**：ψ_1, ψ_2 が波動方程式の解であれば，$\psi_1 + \psi_2$ も波動方程式の解となることで保証されるが，方程式が線形性を破る形になれば，重ね合わせの原理は成り立たなくなる．

3° **初期条件**による解の決定．初期値は ψ と $\dfrac{\partial\psi}{\partial t}$ を与える．

$\longrightarrow$ **ホイヘンス**(フレネル・キルヒホッフ）**の原理**：グリーン関数を用いた解に対応する．
$\longrightarrow$ 回折理論．光の直進性．

4° **境界条件**による解の決定．**固定端反射**（ディイリクレ条件に対応.)， **自由端反射**（ノイマン条件に対応.）

$\longrightarrow$ **定常波** $\longrightarrow$ 固有振動．フーリエ展開．

$\longrightarrow$ さまざまな積分形（ガウスの法則，etc．エネルギー密度(解の一意性に対応．)）

5° **分散式**（ c の λ 依存度の関係.)「依存度なし」: 正弦波の解.「位相」

$\longrightarrow$ **アイコナール方程式** $\longrightarrow$ 「幾何光学」，スネルの屈折の法則，etc.

目次

第１章 波の運動学

1–1　波は何を伝えるか

≪ この項で学ぶこと ≫
[**調和振動，力の伝達，縦波と横波**]

★　調和振動

調和振動は，粒子の一つの運動形態である．この運動を，粒子の運動方程式から始めて筋道を立てて論じることは，I–2 力の法則を習った時点でやるので，ここでは，簡単な調和振動の式と調和振動を引き起こす力の形についてのみ見て行く．[*a]

粒子の加速度を a とおくととき，

$$a = \text{const.}$$ [*b]

の運動は,「等加速度運動」である．この例のように，粒子の運動がどんなタイプのものであるかは，加速度を指定すれば決まる．直線上の運動で，粒子の座標を X として，加速度 a が，

$$a = -\omega^2 X, \quad (\omega = \text{const.}) \tag{1.1}$$

の型となっているときの粒子の運動を「**調和振動**」と呼ぶ．[*c]原点 O からの粒子の変位 X が，つねにこれに比例する逆向きの加速度 a によって減速させられるということは，粒子はついにはある点 A で停止し，逆戻りをすることである．次に，粒子が原点 O を越えると，原点 O からの逆向きの変位に対して，そのまた逆向きの加速度が働き，点 A の原点 O に関する対称点 B で再び停止し，逆戻りをする．このようなことがくりかえされる．すなわち，粒子は，AB 間で振動する．

[*a] カリキュラム上の工夫として，I–2 を履修した後に II の単元を開始するのも一案である．
[*c] 単振動という用語は採用しない．

例 1　図 1.1[*d] のように，一端を壁に固定したばねの他端に質量 m の物体 P をつけた．ばねが自然の長さのときの P の位置を原点 O とし，ばねを伸ばす向きを正方向とする x 座標を考える．時刻 $t=0$ に，ばねを A だけ伸ばして静かに放したとき，時刻 t における P の変位 X は，

$$X = A\cos\omega t$$

と表される．振動の範囲は $-A \leqq X \leqq A$ であり，A を**振幅**と呼ぶ.

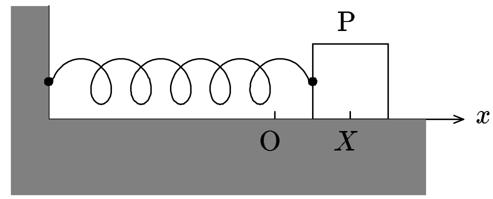


図 1.1: 簡単な調和振動

$X-t$ グラフは図 1.2 左の図のようになる．これまで習って来たように，$X-t$ グラフの傾きが速度 v であり（図 1.2 の中央の図），$v-t$ グラフの傾きが加速度 a となる.（図 1.2 右の図）[*e]

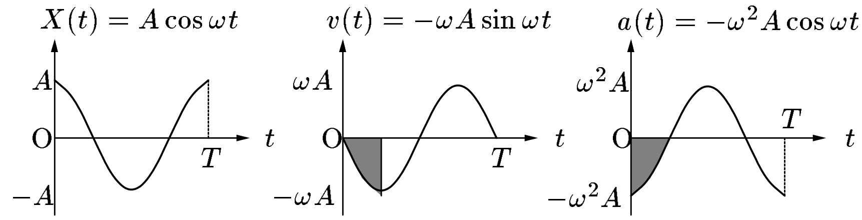


図 1.2: 調和振動の変位・速度・加速度

$X-t$ グラフと $a-t$ グラフを比べれば，a が X を 横軸に関して線対称に移動した値に比例して変化していることが分かる．この比例定数が ω^2 であることは,「調和振動をする加速度の型」から明らかである.

また，$t=0$ のとき，

$$X = A\cos 0 = A$$

$t = \dfrac{2\pi}{\omega}$ のとき，

$$X = A\cos\omega\frac{2\pi}{\omega} = A\cos 2\pi = A$$

であるから，振動の**周期** T は，

$$T = \frac{2\pi}{\omega}$$

であり，この逆数 $f = \dfrac{1}{T} = \dfrac{\omega}{2\pi}$ を**振動数**，ω 自体は**角振動数**と呼ぶ.

さらに，図 1.2 の中央のグラフの縦軸の目盛り，速度の最大，最小値の $\omega A, -\omega A$ は，加速度 a の曲線の上（下）の面積と速度の関係，速度 v の曲線の上（下）の面積と位置の関係を考えると与えられる．すなわち，図 1.2 の中央と右のグラフの斜線部の面積は高さに比例することを使って，

$$0 = A + \int_0^{\frac{T}{4}} v dt, \quad \left|\int_0^{\frac{T}{4}} v dt\right| = A$$

$$\max[v] = \left|\int_0^{\frac{T}{4}} a dt\right| = \omega\left|\int_0^{\frac{T}{4}} v dt\right| = \omega A$$

[*d] 図はすべて，後にもっときれいなものとする.
[*e] 3 角関数の微分は高 3 でやる.

ただし，$\max[v]$ は，速度 v の最大値を意味する．

問 1 図 1.1 の場合で，時刻 $t=0$ のとき位置 $X=0$ から P を速度 v_0 で発射したとき，時刻 t における速度は，

$$v = v_0 \cos \omega t$$

で与えられる．グラフを利用して，P の位置 X，および，加速度 a を t の関数で表せ．(*f

P にばねから働く力の形を知るために，力 f とおいて，ニュートンの運動方程式：

$$ma = f$$

と,「調和振動をする加速度の型」の式の両辺に m を掛けた式

$$ma = -m\omega^2 X$$

を比べると，

$$f = -m\omega^2 X$$

ここで，$m\omega^2 = k$ とおいて，k を**弾性定数**と呼ぶ．(*g すなわち，物体 P にはばねから，弾性力：

$$f = -kX$$

が，P の原点 O からの変位 X に比例し，変位の向きと逆向きに働く．k はばねの伸ばす（縮ます）ために必要な単位の長さ当たりの力の値である．

★　力の伝達

力学で取り扱う力は，通常，その力が粒子に作用するまでに経過する時間が極めて短い．そこで，単元 I．粒子による構造においては，力は力の発生源から「瞬間的に」伝達されると近似する．

例えば，前項の **例 1** で見たばねの弾性力 kX のような場合であれば，図 1.3 のように左側の物体 A を手で押した力によって，ばねは瞬時にまんべんなく縮み，弾性力は右側の物体 B にただちに伝わり，同時に折り返された反作用としての弾性力も物体 A に伝わるとして来た．しかしながら，このような近似の範囲では取り扱うことのできない自然現象も，何も原子の世界まで考察しなくても，日常的に出て来る．そこで，この単元では，I の単元では，見ていなかった力の伝達について考えて行こう．

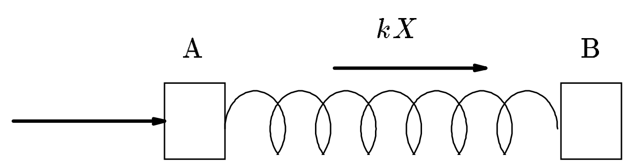


図 1.3: 弾性力の伝達

例 2 次のページの図 1.4 では，A からばねに加えられた縮みは初め部分的にしか伝わらず，ばねの縮んだ状態は次々と右に進み，最終的には右側の物体 B に達する．ばねの他の部分はすぐに元の自然の長さの状態に戻ってしまう場合を取り上げる．ばねの縮んだ状態は，一般的には「**パルス**」と呼ばれる．この場合には，ばねの弾性力 kX が，時間をかけて伝わって行く様子を目で見て確かめることができる．

(*f 問 1 の答：$X = \frac{v_0}{\omega}\sin\omega t,\ a = -\omega v_0 \sin\omega t$

(*g ばね定数という用語は使わない．

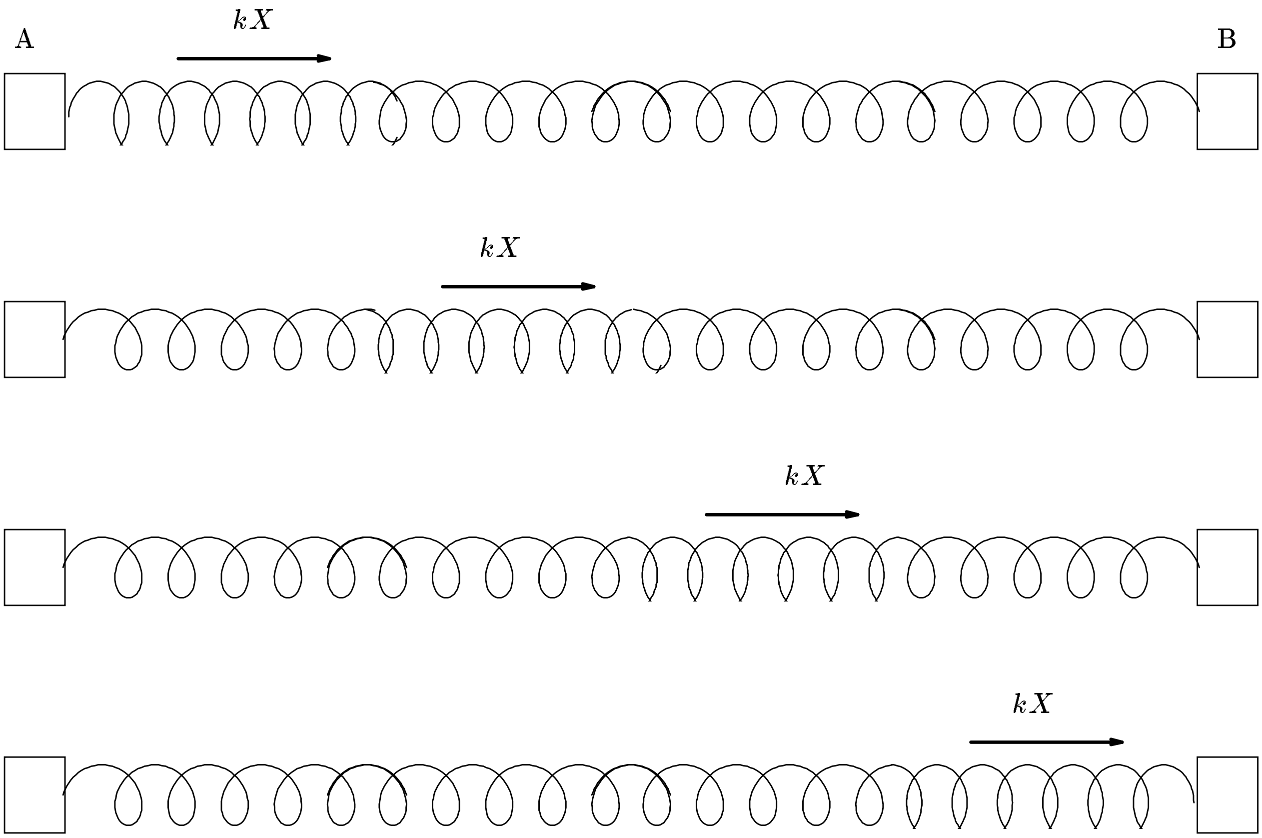


図 1.4: パルスとして伝達される弾性力

$\boxed{\textbf{問 2}}$ 静止している球に等しい質量の球を初速 v_0 でうまく正面衝突（直線上の弾性衝突）させると，衝突させた球は静止し，ぶつけられた球は速度 v_0 で走り出す．等質量の球を n 個，一直線上に等間隔 d で並べ，端の球に初速 v_0 を与えると，n 番目の球が速度 v_0 で動き出すまでにどれだけ時間がかかるか．(*h

$\boxed{\textbf{例 3}}$ 物体 A，B をはじめ静止するように置き，そのときの物体 A の位置を原点 O として，ばねに沿った x 座標を選ぶ．次のページの図 5 のように，左側の物体 A をあまり大きくない振幅で振動させると，ばねの弾性力は B の方に周期的に伝わって行く．実際に実験してみると，こうして伝わったものが B ですぐに反射する効果が重なり合わさって来るので，このような単純な形で観測するのは難しいのだが，この点に関しては，II–1–3 の節で考える．

時刻 t のときのばねの位置 $x=0$ での振動が，

$$X(t,0) = A\cos\omega t$$

であったとする．このときこの点でのばねの弾性力は

$$kX(t,0) = kA\cos\omega t$$

(*h $\boxed{\text{問 2}}$ の答：$(n-1)\dfrac{d}{v_0}$

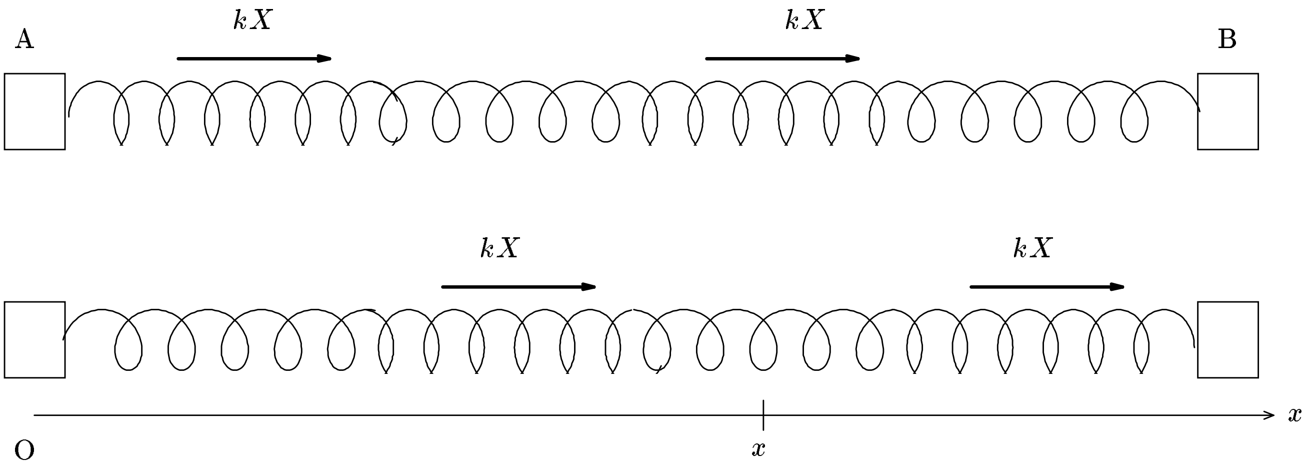


図 1.5: 周期的に伝達される弾性力

の大きさと向きで，すぐ隣の部分に作用している．

弾性力の伝達の速さが c であった場合，この振動が位置 x に伝わるには時間 $\Delta t = \dfrac{x}{c}$ を要する．すなわち，時刻 t のときこの位置には，$x=0$ の位置で時間をさかのぼって，Δt だけ昔にそうであった弾性力の大きさと向き

$$kX(t-\Delta t, 0) = kA\cos\omega(t-\Delta t)$$

が，時間をかけてやって来ているから，時刻 t のときのばねの位置 x における弾性力の大きさと向きは

$$kX(t,x) = kX(t-\Delta t, 0) = kA\cos\omega(t-\Delta t)$$

となって，すぐ隣の部分に作用している．ただし，目で見て観測できるのは，時刻 t のときの位置 x でのばねの変位が，

$$X(t,x) = A\cos\omega(t-\Delta t) = A\cos\omega\left(t-\frac{x}{c}\right) \tag{1.2}$$

となっている様子である．このばねの振動の次々と伝わる現象を,「**波動**」と呼ぶ.

もっと一般的に，表現すると，**例 3** におけるばねのように一個所で振動している波を伝えるものを**媒質**という．波では媒質の変位が伝わって行く．

問 3 $x=0$ の所で，$t=0, T, 2T, \cdots$ のとき，弾性力が $+kA$ であった．位置 x の所で，弾性力が $+kA$ となる時刻を求めよ．ただし，力は速さ c で $+x$ 方向に伝わる．(*i

例 4 図 1.6 では，模型として，弦が 3 角波を伝える場合を考える．弦にこんな波形の振動を起こすことは難しいが，計算を易しくするためにこのような設定をするのである．

上向きの 3 角形の底辺を l，高さ,つまり,弦の変位を $Y(>0)$ とする．

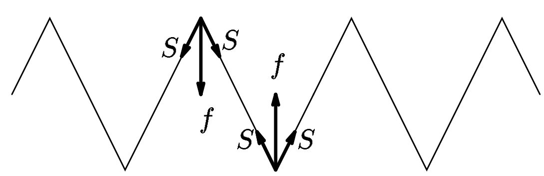


図 1.6: 3 角波の伝播

(*i 問 3 の答：$t = \dfrac{x}{c}, T+\dfrac{x}{c}, 2T+\dfrac{x}{c}, \cdots$

下向きの 3 角形の底辺も l，弦の変位は $Y(<0)$ と同じ Y で示す．3 角形の頂点のところに働く弦の張力の大きさ S は，図のように合成されて，3 角形の頂点が山のときは，合力の大きさ f で下向き，3 角形の頂点が谷のときは，合力の大きさ f で上向きとなる．

$$f : S = 2Y : l$$

となるから，

$$f = -\frac{2S}{l}Y$$

が，伝わって行く．$k = \dfrac{2S}{l}$ とおくと，

$$f = -kY$$

の形となっていることが分かり，この場合も弾性力が伝播していることが明らかとなる．

例 5 弦の左端を原点 O として，振動していないときの弦に沿った x 軸をとる．弦の左端を x 軸に垂直に振動させる．

時刻 t のときの弦の位置 $x = 0$ での振動が，

$$Y(t,0) = A\cos\omega t \tag{1.3}$$

であったとする．弾性力の伝達の速さが c であったとして，**例 3** のときと同じ議論を展開すれば，時刻 t のときの弦の位置 x における弾性力の大きさと向きは

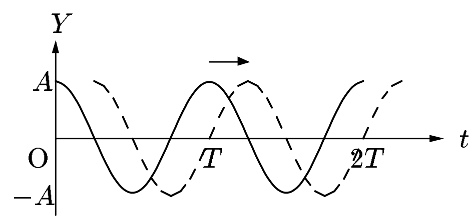


図 1.7: 横波の伝播

$$kY(t,x) = kA\cos\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)$$

t のときの位置 x での弦の変位は，

$$Y(t,x) = A\cos\omega\left(t - \frac{x}{c}\right) \tag{1.4}$$

となる．媒質の変位が (1.2)，(1.4) 式のような形で表される波を**調和振動波**(*j と呼ぶ．ただし，ここでは，まだ調和振動波の一般形を示した訳ではない．例えば，(1.4) 式では $x = 0$ での振動が (1.3) 式以外の形となることはあり得る．また，この例では，図 1.7 の実線の波は時間がたつと点線の波に移動する．波の進行がのように $+x$ 方向でなく $-x$ 方向の場合もあり得る．関連して，**例 3** で説明したのと同様に，反射波については，まだ考えていないことに注意しなければならない．

問 4 $x = 0$ m の地点から，$f = 0.20\cos 10\pi t$ N の弾性力は速さ 5.0 m/s で送られている．$x = 4.0$ m の地点で，時刻 $t = \dfrac{5}{6}$ s のとき f は何 N か．(*k

(*j 正弦波という用語は採用しない．

(*k 問 3 の答：0.10 N

★ 縦波と横波

今まで見て来たように，力の伝達に直接関係する媒質の変位が x 軸と平行となるので，これを X で表した **例 2**, **例 3** のような場合と，媒質の変位が x 軸と垂直となるので，これを Y で表した **例 4**, **例 5** のような場合があった．媒質の変位が波の進行方向と平行となる波を**縦波**と呼び，媒質の変位が波の進行方向と垂直となる波を**横波**と呼ぶ．

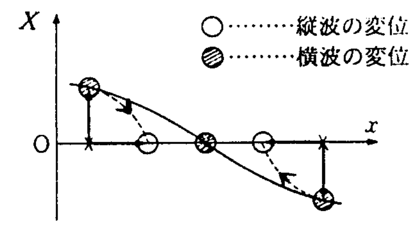


図 1.8: 縦波の横波表示

ある時刻の波の様子を表すには，横軸に x，縦軸に X，または，Y をとってグラフを描けばよいが，縦波の場合には，変位の方向は x 軸と平行となので，グラフは「縦波を横波表示」したものを見ていることになる．これを実際の波の様子に戻すためには，図 1.8 のように，$x>0$ の場合には x 軸に垂直上向きの変位ベクトルを時計回りに 90° まわし，$x<0$ の場合には x 軸に垂直下向きの変位ベクトルを時計回りに 90° まわす作図をしなければならない．

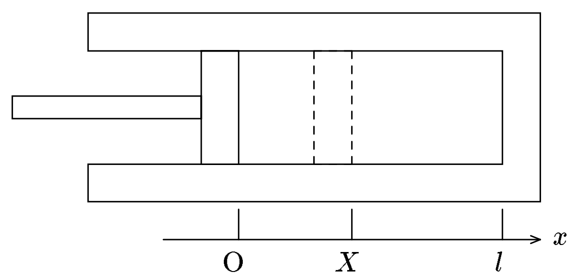


図 1.9: 圧力の伝達

例 6 図 1.9 のように，ピストン付きのシリンダーに封じ込められた気体は，ピストンの所で加えられた力を気体分子の運動によってシリンダーの内壁に伝える．粒子に働く力であれば力の作用する点は一個所であるが，気体の伝える力はほぼ均一に内壁全体に，その部分の断面に垂直に，作用する．この力の総計よりも，各部分への影響が問題となるので，ここで，単位断面積当たりの力を**圧力**と呼び，気体では，力の代わりに圧力を見て行くことにする．

I−2 − 2 で習うフックの法則によると，弾性体の体積変化率 $\dfrac{\Delta V}{V}$ は両側の断面に働く圧力変化 Δp に比例するから，$\Delta p = -\kappa\dfrac{\Delta V}{V}$ κ は体積弾性率である．シリンダーの断面積を S とし，ピストンの内側からシリンダーの底までの距離が l から $l+X$ になったとすると，体積変化は $\Delta V = S(l+X) - Sl = SX$
だから，

$$\Delta p = -\kappa\frac{\Delta V}{V} = -\frac{\kappa}{l}X$$

この関係を見ると，細い管中の気体の圧力変化は，**例 3** のばね弾性力と同じような関係式を持つので，棒状の弾性体と考えて，これを**気柱**と呼ぶ．[†] 力の伝達の項の図 1.3 のばねの例で見たように，力学の力は瞬間的に伝わるとした．同様に，III の単元で習う熱力学では，気体の圧力も同じく瞬間的に伝わるとして取り扱う．

[†]気体の分子運動については，III. 物質の物理的構造の所でよるので，ここでは，気体を単なる弾性体として取り扱う．

一方，**音波**では，空気を媒質として気圧変化が伝達される．例 3 の図 1.5 で見たばね弾性力の kX の代わりに，Δp が伝わる．そして，ばねの伸び縮みと違って直接観測はできなくなるが，媒質の変位 X は細い管に沿った波の進行方向 x 軸に平行な成分に制限されるから，一方向にのみ伝わる縦波である．すなわち，

$$X = A\cos\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)$$

と表される．

媒質である空気の変位は，図 1.10 のように管内の平均的な密度 ρ_0 からの変化をもたらす．断面積 S の気柱の微小部分の長さが Δl から，$\Delta l + X$ に変化したとき，密度が ρ_0 から ρ になったとする．この部分の質量は変わらない．[質量]= [密度] × [体積] だから

$$\rho S(\Delta l + X) = \rho_0 \Delta l$$

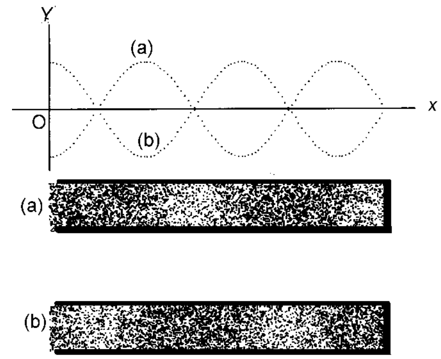


図 1.10: 管中の音波

$$\rho_0 = \rho\left(1 + \frac{X}{\Delta l}\right)$$

これより，密度変化 $\Delta\rho$ は，

$$\Delta\rho = \rho - \rho_0 = -\frac{\rho}{\Delta l}X \approx -\frac{\rho_0}{\Delta l}X$$

音波では，圧力変化の伝達に伴って，密度変化も伝達される．すなわち，

$$\Delta\rho = -\frac{\rho_0}{\Delta l}A\cos\omega\left(t - \frac{x}{V}\right)$$

媒質の密の状態，および，疎の状態が伝わって行くので，この波を**疎密波**と言うこともある．

問 5 媒質の密度が最も高い状態，および，最も低い状態について X の条件を書け．(*m

例 7 私たちが光と呼んでいるのは，肉眼で観測できる**電磁波**である．電磁波は，真空を媒質として電磁気力を伝達する．今まで媒質の変位を取り扱って来た訳であるが，真空は密度が 0 であり，媒質の変位はイメージしにくい．ここでは，力の振動そのものが光速 c で伝わって行くのである．さらに，この波は横波であることが，後に学ぶ電磁気学によって示される．ここしばらくは，これらのことを踏まえて，光波を

$$Y = A\cos\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)$$

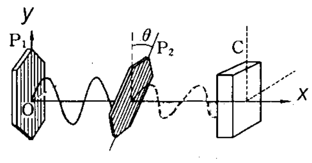
と記して先へ進むことにする．

[参考 1]

(*m 問 5 の答：高い状態：$X = 0$ かつ $\dfrac{dX}{dx} < 0$．低い状態：$X = 0$ かつ $\dfrac{dX}{dx} > 0$．

電気力と磁気力は互いに関連性を持つため，まとめて電磁気力と言う．．それらの力が物体に作用するためには，力を受ける物体が**電荷**を帯びていなければならない．また，どちらの力も，力を受ける物体の電荷に比例して大きくなる．

まず，



まり，物体がなくてもこの力は伝わるので，単位の電荷当たりの電 う．単位の電荷当たりの電気力を**電場**(*n と呼び，ベクトル $\boldsymbol{E} = (E$ 波の進行方向を x 軸方向とすると，横波であることから，$E_x = 0$, えない場合には，この方向を y 軸として，$E_z = 0$ とおけるから，

$$E_y = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right)$$

の波となる．

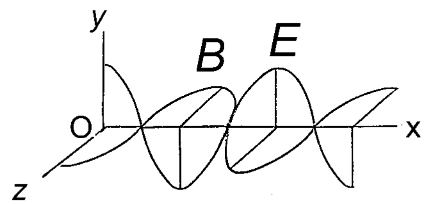


図 1.11: 電磁波の伝播

次に，磁気力について．日常的には，磁石が磁荷（ないし，磁気量）を帯びているなどと言うが，電磁気学の基礎理論には，磁荷という量は出て来ない．磁荷は荷電粒子が回転している状態なのである．荷電粒子の単位の電荷当たり，さらにこの力は運動するときのみ働くので単位の速さ当たりの磁気力を**磁束密度**と呼び，ベクトル $\boldsymbol{B} = (B_x, B_y, B_z)$ と記すことにする．ただし，電場と同様，横波であることから，$B_x = 0$. さらに，磁束密度はつねに電場に垂直に生じる性質があるので，電場の方向を y 軸にとったので，$B_y = 0$ とおくことができて，磁束密度の振幅を B_0 とおくと，

$$B_z = B_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right)$$

の波となる．

電磁波の伝わる様子は 図 1.11 のようになる．電場と磁束密度の関係は，そればかりではなく，それぞれの振幅の間に

$$B_0 = \frac{E_0}{c}$$

の関係がある．光波を初めに与えたように，Y と記した式にしたのは，これらの関係があるため，どちらか一方を見て行けばよいからである．

[**参考** 2]

光波が横波である実験的な証拠が，**偏光**という現象である．電場はベクトルなので，波の振幅部もベクトルで示さなければならない．しかし，[**参考** 1] で見たような，電場の振動が y 軸方向のみに限られていれば，特に振幅をベクトルで表現する必要はない．このような一定方向のみに振動する光を**直線偏光**した光という．それに対して自然の光線は一定方向のみの偏りを持っていない．

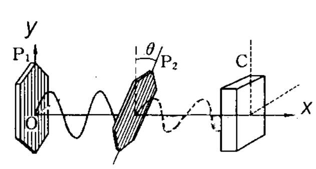


図 1.12: 偏光

(*n 電界という用語は使わない．

自然光をポーラロイドなどの偏光板に通すと，針状の結晶面を通過した光は偏光し，次に $\theta = 90°$ 回転させた偏光板はこの光を通さない．もし，光が縦波であれば，このようなことは起こらないはずだからである．

しかし，$\theta \neq 90°$ のときには P_2 を通過した直後には，角 θ 方向に振動する波となる．これは自然光がどの時刻にも一定方向の振動をするとは限らないからである．例えば直線偏光以外にも，図 1.13 のように振動方向が回転して行く**円偏光**の光も作ることができる．この場合には光波をベクトル波として取り扱う必要がある．

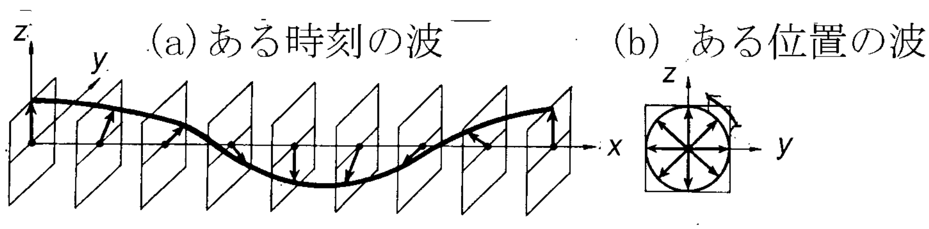


図 1.13: 円偏光

[参考 3]

縦波でも横波でもない波が水の波である．媒質としての液体は気体に比べてずっと複雑なので．水の波は縦波成分と横波成分を持ち，特に水深が浅い場合には，両成分の振幅が等しくなるため，水の分子は表面付近を振動ではなく，円運動をするようになるが，これは，主に重力を原因として生じた水圧を伝播している．一般には表面張力や水底の影響もあり，運動はもっと複雑になる．

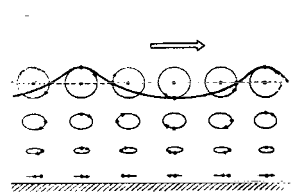


図 1.14: 水の波