

## II. 波動・場による構造 (物理カリキュラム2年目) – 後期第4週目から

## B ホイヘンズの原理

◀ この項で学ぶこと ▶

[ホイヘンズの原理, 回折, 光の直進性, 反射の法則, 屈折の法則, 光のスペクトル]

## ホイヘンズの原理

波面  $S_1$  が進行して次の波面  $S_2$  が作られる機構は, 波の重ね合わせの原理によって与えられる.

「 $S_1$  上の各点を波源として素元波と呼ばれる球面波が生じ, これら素元波の包絡面 (この球面波すべてに接する曲面) が新しい波面  $S_2$  となる。」

これをホイヘンズの原理と呼ぶ. この内容を数式で表現することは, ここでは行わないが, 図 2.12 の O 点が一番元の波源であっても, 波面  $S_1$  をそれ以降の波面が定まるための一種の初期条件となっていることは理解しておく必要がある.

素元波の波源は  $S_1$  上に連続して存在するので, 素元波を重ね合せたとき包絡面以外の部分は, 図 2.13 の P 点のように, 例えば, 波源が山であるとき, それぞれの波源からの距離が,  $2\lambda, 3\lambda, \dots$  で P 点で波の山となる素元波が 2 つずつ, それぞれの波源からの距離が,  $\frac{5}{2}\lambda, \frac{7}{2}\lambda, \dots$  で P 点で波の谷となる素元波が 2 つずつ, 等々, 互いに逆位相となる波が同数組み合わせて打ち消し合うので残らないのである. ホイヘンズの原理はこのように, 重ね合せの原理に依拠しているので, 「原理」と呼ぶのにふさわしくないのであるが, この呼び名は歴史的なものである.

## 回折

狭い入り江に打ち寄せる波は, 入り江の幅よりはるかに広く湾内にひろがる. このような様子も粒子像からは決して得られない波動の特徴である. このような波の回折はホイヘンズの原理によって解析することができる.

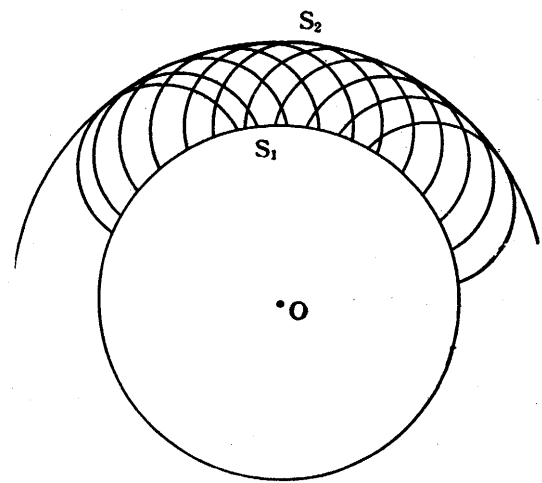


図 2.12: 素元波の形成

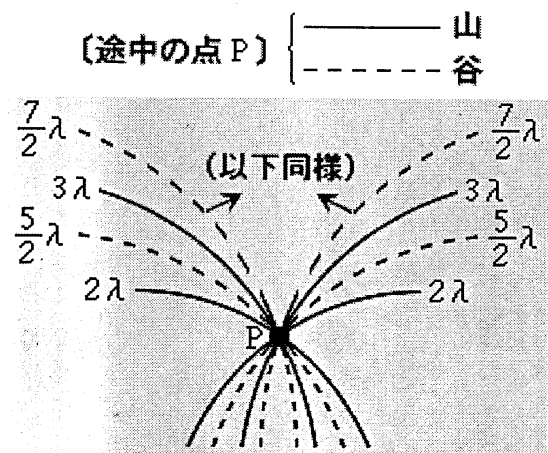


図 2.13: 素元波の重ね合せ

**例 4** 図 2.14 に示すように，C 点からやって来る波長  $\lambda$  の光が間隔  $d$  の 2 つのスリット（非常に細いすきま）A，B を通り，その断面が  $x$  軸で表されているスクリーンに達する．スクリーンで観測される様子を考察しよう．スリットからスクリーンまでの距離は  $l$  とし， $l \gg d$  とする．

この装置はヤングの干渉と呼ばれる代表的な干渉計である．干渉を起こす仕組みとしては，**例 1** と変わらないのであるが，ここで注目したいのは，光の回折との関連である．次の項で「光の直進性」を習うのであるが，もし，光が完全に直進するのみであれば，スリット A，B を通過した光は図のそれぞれの点線の矢印の方向に進み，重なることはないはずで，したがって，干渉も起こらないはずである．近似的にスリットの断面が点と見なされるとする．例えば A 点まで達したほとんど点状に進行を制限された 1 次波面に，ホイヘンスの原理を適用すると，その後の波面は素元波がほとんど打ち消し合わずに，図に示した同心円を断面とする半球に近い形となる．B から出た波にも同様なことが言えるから，スリットの幅を 0 とする極限では，A，B から出た光はどの部分でも重なることができる．しかし，実際には，スリット幅が 0 ではないから，ここでは，話を干渉が鮮明に現れるスクリーン上の原点 O からあまり離れていない領域に限ることにする．この点の議論はすぐ次に行く．

$\overline{OP} = x$  として，図の P 点における合成波を考える． $l$  が十分長いので，AP と BP が  $\overline{AB}$  の垂直二等分線とのなす角には大きな差はなく，ほぼ図の  $\theta$  とおける．すなわち，AP と BP はほぼ平行であり，**例 1** の結果 (2.4)，(2.5) 式がそのまま使える．観測する領域では， $x \ll l$  が成り立つから，

$$\sin \theta = \frac{x}{\sqrt{l^2 + x^2}} \approx \frac{x}{l}$$

これを (2.4)，(2.5) 式に代入すると， $m$  を整数として，

$$\text{波が強め合う条件：} x = m \frac{\lambda}{d} l \quad (2.10)$$

$$\text{波が弱め合う条件：} x = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{d} l \quad (2.11)$$

となる．

図 2.15 は，スクリーン上に現れる干渉縞である．光が強め合う線，明線は太く広がっているのので，光が打ち消し合う線，暗線の間隔  $\Delta x$  を求めてみよう．P 点をいろいろ動かして調べたとき，原点 O から見て  $m$  番目の暗線（ただし， $x < 0$  の暗線は，負の番号を付けて数えることにする．）の位置  $x_m$  は，(2.11) 式より，

$$x_m = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{d} l$$

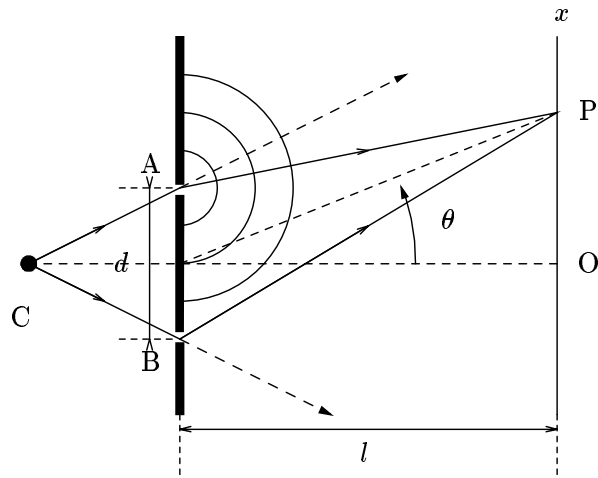


図 2.14: ヤングの干渉

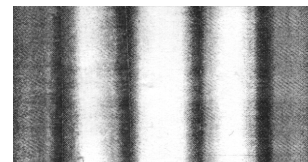


図 2.15: 干渉縞

だから、隣り合う  $m+1$  番目と  $m$  番目の暗線間の間隔  $\Delta x$  は、

$$\Delta x = x_{m+1} - x_m = \left(m+1 + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{d} l - \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{d} l$$

故に、

$$\Delta x = \frac{\lambda}{d} l \quad (2.12)$$

**問 3** スリット間の間隔： $d = 1.0 \times 10^{-4}$  m，スリットからスクリーンまでの距離： $l = 1.0$  m の条件で、ヤングの干渉の実験をしたところ、間隔が  $\Delta x = 6.3 \times 10^{-3}$  m の干渉縞が観測された。実験に用いられた光の波長を求めよ。<sup>(\*d)</sup>

スリットを通過した波の回折の様子とその程度は、波長と比べてスリットの幅が広いのか、狭いのかによって異なる。図 2.16 左のようにスリットの幅が広い場合には、スリットを通過するときの波面を 1 次波として、波面上から出る素元波の包絡面の大部分は平面に近くなる。回折するのはその両端の部分である。一方、図 2.16 右のようにスリットの幅が狭い場合には、スリットを通過するときの波面上から出る素元波は球面波の中心が少しずつずれたものにすぎないから、その断面は円に近くなる（全体として円筒形。）写真では、波長に比べてスリットの幅が狭いほど、回折は大きいように見えるが、このことを調べるには、さらに詳しい解析が必要である。

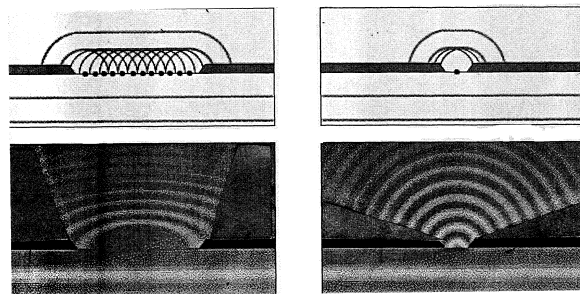


図 2.16: 回折とスリット幅の関係

**例 5** 一つのスリットから出た波が回折される様子は、ヤングの干渉の結果を利用して調べることができる。ホイヘンズの原理にしたがって、スリットの開口部の波面上に連続して素元波の波源がある訳であるが、これを単純化してこの波面上に等間隔に多数の点波源が並んでいると考えてみる。観測する P 点はスリット幅  $a$  に比べて十分遠方にあるとする。

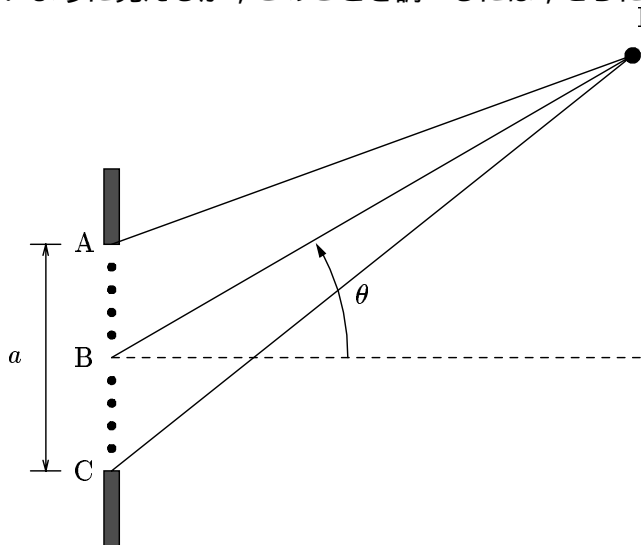


図 2.17: 単スリットから出る光

まず、図 2.16 のように、スリット AC の中点を B として、AB 部分の点波源から出た素元波と、BC 部分の点波源から出た素元波を組み合わせる。AB の中で A に最も近い点と、BC の中で B に最も近い点を独立して考えれば、2 つのスリットの間隔が  $\frac{a}{2}$  のヤングの干渉、ないし、

<sup>(\*d)</sup> 問 3 の答： $6.3 \times 10^{-7}$  m.

例 1 の干渉と同等である．AC の垂線となす角  $\theta$  を 0 からしだいに大きくして行って，この 2 点から出た素元波が初めて打ち消し合う角は，(2.5) 式で  $d = \frac{a}{2}$ ， $m = 1$  とおいて，

$$\sin \theta = 1 \cdot \frac{\lambda}{2 \cdot \frac{a}{2}} = \frac{\lambda}{a}$$

となる．AB 中の A 点に次に近い点と BC 中で B に次に近い点の組み合わせ，また，その次に近い 2 点の組み合わせ，等々，AB と BC 中のすべての組み合わせについても，平行移動しただけなので，上に与えられた角ではスリット内のすべての素元波が打ち消し合うことになる．結局，波は  $\theta = 0$  付近では明らかに強め合っていたので，スリットから出た波の回折は，

$$|\sin \theta| < \frac{\lambda}{a} \quad (2.13)$$

の範囲と見積もることができる．もちろん， $|\theta|$  がこの角度より大きくなっても，観測の精度を上げれば，その範囲にも波を見出すことはできない訳ではない． $|\sin \theta| > \frac{\lambda}{a}$  となると，2 スリットの干渉の応用はもはやできなくなる．3 つの波源から出た素元波の組み合わせ，4 つ，5 つ，… の場合も考慮しなければならない．(2.12) 式の範囲の外側では，これらの合成波の強度は急速に減少するので，通常は問題とならないのである．

結論として，図 2.18 で，

「波長が同じであれば，スリット幅  $a$  が小さい程，回折の範囲  $\theta$  が大きくなる．スリット幅が同じであれば，波長  $\lambda$  が長い程， $\theta$  が大きくなる．」ことを確かめた．

問 4 スリットを 3 等分して，P 点の位置が  $\sin \theta = \frac{3\lambda}{2a}$  の条件を満たすとき，到達する波はやや強め合っていることを説明せよ．また，この強度は， $\theta = 0$  の点の強度の何分の 1 になるか．(\*e)

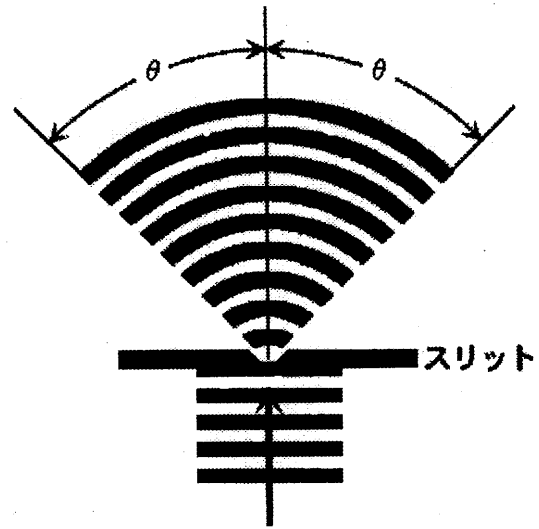


図 2.18: 回折の範囲

### 光の直進性

光波と音波の違いがよく比較される中で，よく言われることの一つにその回折性の大きさがあ  
る．衝突して遮られた光はそれほどもれては来ないが，音波は衝突して位では簡単に遮断できない．  
その理由は，前項で波の波長と回折の関係を調べたので，すぐ理解できる．可視光の波長のオ  
ダ - は， $\lambda \sim 10^{-7}$  m であるのに対して，音の波長のオ - ダ - は， $\lambda \sim 1$  m である．(2.12) 式で考  
えたスリットの代わりに，今度はスリットと同じ大きさの衝突を考えると，幅  $a \sim 1$  m のとき，  
音では， $-\pi \text{ rad} < \theta < \pi \text{ rad}$  回折するのに対して，可視光は  $\sin \theta \approx \theta$  だから， $|\theta| < 10^{-7}$  rad ．  
日常生活では，ほぼ直進すると見なしてよいであろう．

(\*e) 問 4 の答：隣り合った領域から来る 2 つの素元波が打ち消し合い，残りの領域から来る波のみとなる．強度は  $\frac{1}{3}$  ．

光の現象は、ヤングの干渉のように回折があって初めて生じるものもあるが、径路のたどれるために「光線」として取り扱う場合があり、「直進性」と、これに続く項で論じる「反射の法則」、および「屈折の法則」の3つを出発点として、「幾何光学」と呼ばれる体系を形成する。

### 反射の法則

反射の法則は、ホイヘンスの原理から導くことができる。反射面 ABC で作られる素元波は、入射波面が図 2.19 の AC' のように、反射面と平行でないときには、ある波面が A に到達するのは早く、B、C とはだいに遅れる。入射波面の A 点から反射面に到達したとき、C 点に到達するはずの波面はまだ C' 点にあり、C 点に達するにはそれより時間  $t$  かかるとする。C 点

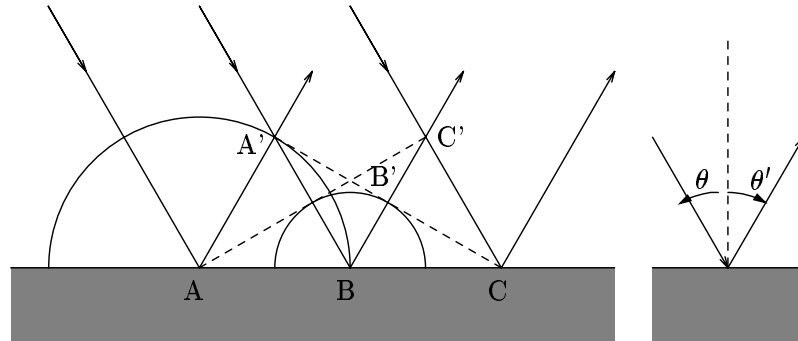


図 2.19: 反射の法則

で素元波が出る瞬間には、A 点から素元波が出てからは時間  $t$  たっているし、AC の中点 B から素元波が出てからは時間  $\frac{t}{2}$  たっている。位相速度を  $c$  とすると、A 点から出た素元波は半径  $ct$  の球面波であり、B 点から出た素元波は半径  $\frac{1}{2}ct$  の球面波である。同様に、反射面のそれ以外の各点から出た素元波のその瞬間の球面波の半径も見ることができて、これらの包絡面は、図 2.19 で各円の共通の接線 A'B'C' を断面とする平面となることが分かる。

$\triangle ACC'$  と  $\triangle CAA'$  において、 $\angle AC'C = \angle CA'A = \frac{\pi}{2}$ 、 $\overline{C'C} = \overline{AA'} = ct$ 、 $\overline{AC}$  共通であることから、 $\triangle ACC' \equiv \triangle CAA'$ 。したがって、入射波面 AC' と反射面 AC とのなす角  $\theta$  と、反射波面 A'C と反射面 AC とのなす角  $\theta'$  は等しい。波の進行方向は波面と直交しているから、「反射面の法線と入射波の進む方向とのなす角： $\theta$  と、反射面の法線と反射波の進む方向とのなす角： $\theta'$  は等しい。」

$$\theta' = \theta \quad (2.14)$$

これが、反射の法則である。

反射波の進行についてはこの通りであるが、ここで注意すべきことは、例えば、ある時刻に波面 AC' が山であったときに、同じ時刻に波面 A'C が山になるとは限らない、ということである。この単元が一番初めに見たように、問題としているのは「力の伝播」なのである。反射によって、どのような位相の波が戻って来るかは、その物理的性質による。各種の力が境界面においてどのように伝わるか。ここでは、簡単のため、反射面に垂直に入射する場合： $\theta = \theta' = 0$  に限って考えよう。この場合、波の反射条件は次の2種類ある。以下、

$$\text{入射波} : \psi_1(t, x) = A \cos 2\pi \left( ft - \frac{x}{\lambda} \right)$$

とにおいて,  $\psi_1$  が  $x = 0$  の点で反射して,

$$\text{反射波: } \psi_2(t, x) = A \cos \left\{ 2\pi \left( ft + \frac{x}{\lambda} \right) + \theta_0 \right\}$$

となるとして, 反射波の初期位相  $\theta_0$  を定めることにする.

### 【1】点対称反射<sup>(\*)f</sup>

横軸を  $x$ , 縦軸を波の変位:  $\psi_k$ , ( $k = 1, 2$ ) とする平面を考えると,  $\psi_2$  が  $\psi_1$  と原点  $O$  に対して点対称に現れる場合を点対称反射と呼ぶ. すなわち,

$\psi_2(t, x) = -\psi_1(t, -x)$   
の置き換えをする.

$$\begin{aligned} \psi_2(t, x) &= -A \cos 2\pi \left( ft - \frac{-x}{\lambda} \right) \\ &= A \cos \left\{ 2\pi \left( ft + \frac{x}{\lambda} \right) + \pi \right\} \end{aligned}$$

この操作を図 2.20 の  $P \rightarrow P'$  のように作図によってもよい. 注意すべきことは, 点対称に移動される  $x > 0$  の領域の  $\psi_1$  は, 「もし反射面がなければ進行するであろう仮想の入射波であって, 実際には存在しない. 図 2.20 ではこれを点線お波で表している.

結局, 点対称反射とは, 反射地点(今は  $x = 0$ ) で,  $\psi_1$  と  $\psi_2$  が逆位相となる反射である.

### 【2】線対称反射

$\psi_2$  が  $\psi_1$  と直線  $x = 0$  に対して線対称に現れる場合を線対称反射と呼ぶ. すなわち,

$\psi_2(t, x) = \psi_1(t, -x)$   
の置き換えをする.

$$\begin{aligned} \psi_2(t, x) &= A \cos 2\pi \left( ft - \frac{-x}{\lambda} \right) \\ &= A \cos 2\pi \left( ft + \frac{x}{\lambda} \right) \end{aligned}$$

この操作を図 2.21 の点線で表されている仮想の入射波を  $P \rightarrow P'$  のように折り返す作図によってもよい.

線対称反射とは, 反射地点(今は  $x = 0$ ) で,  $\psi_1$  と  $\psi_2$  が同位相となる反射である.

**例 6** 水平に張られた口 - プの一端  $x = 0$  は鉛直に立てられたポ - ルにそって自由に動ける輪に

(\*)f 「固定端反射」「自由端反射」という用語は, 光の場合を含まないので, 採用しない.

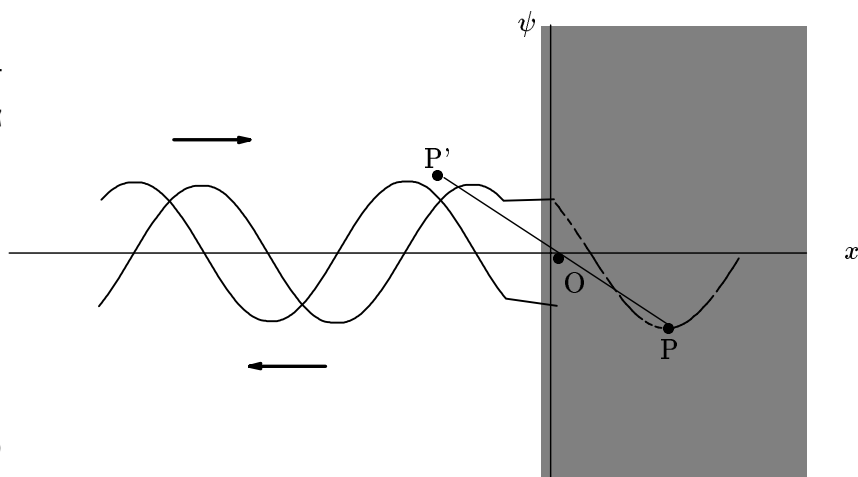


図 2.20: 点対称反射

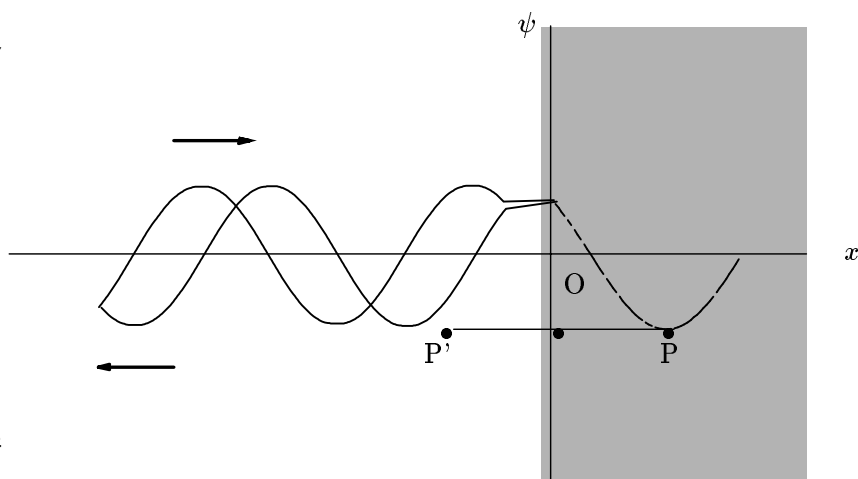


図 2.21: 線対称反射

結び付けられていて、他端  $x = l$  はその位置のポールのに固く結ばれている．考察を簡単にするために、ロ-プには 1-1 の **例 1** で見たような 3 角波が伝わるとしよう．ここでは、波長（3 角形の山の始まりから 3 角形の谷の終わりまで）の長さを  $\lambda = \frac{4}{5}l$  とする．

1-1 の **例 1** の図 1.6 のように、3 角波では波の直線的な部分では張力はつりあって消えてしまう．波の山の所の張力の合成は図の下向き（ $-y$  方向とする）で、波の谷の所の合力は上向き（ $+y$  方向とする）で、これらの不連続に生じる力が 1-1 の段階では、まだ、 $+x$  軸方向に伝わることを考えた．つまり、反射波が戻って来る点までは考えなかった．ここで注意すべきことは、ロ-プの端でポールに伝わる張力は、ロ-プの中間のような力の向きではなくなっていることである． $x = 0$  における張力は、例えばロ-プはポールに掛けられたリングに結ばれていて上下のみに動く装置を考えるとよい．ロ-プは常にびん張っていつもポールに垂直に保たれるから、張力を伝える波の変位  $Y$  は、

$$\left[ \frac{dY}{dx} \right]_{x=0} = 0 \quad (2.15)$$

の条件が成り立つ．この条件が合成張力の  $x$  成分： $f_x = 0$  に対応している．ただし、 $Y$  は  $+x$  軸向きに進行する波： $Y_+$  と  $-x$  軸向きに進行する波： $Y_-$  の重ね合わせである．

図 2.22、図 2.23、図 2.24 のような波の進行 a, b, c の場合で、それぞれ、 $x = 0$  の点で破線の波： $Y_+$  と点線の波： $Y_-$  の傾き、すなわち、張力の向きは、 $A$  を振幅（山の高さ）として、a でともに  $-\frac{5A}{l}$ 、b で  $+\frac{5A}{l}$  と  $-\frac{5A}{l}$ 、c でも  $+\frac{5A}{l}$  と  $-\frac{5A}{l}$  となり、b, c では確かに和は 0 となっている．a が 0 とならないのは、3 角波近似の限界で、実際の波では山の頂上は傾きが 0 となっている．考察から、 $x = 0$  の点は【2】の線対称反射となっていることが分かる．

一方、 $x = l$  の点で破線の波： $Y_+$  と点線の波： $Y_-$  の傾き、すなわち、張力の向きは、a, b でともに  $-\frac{5A}{l}$ 、c で  $+\frac{5A}{l}$  と  $-\frac{5A}{l}$  となり、合力の傾きはいろいろであるが、その着力点は

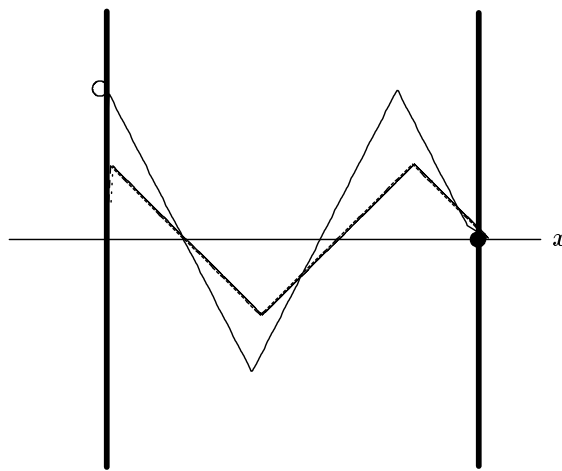


図 2.22: 入射・反射波の合成 a

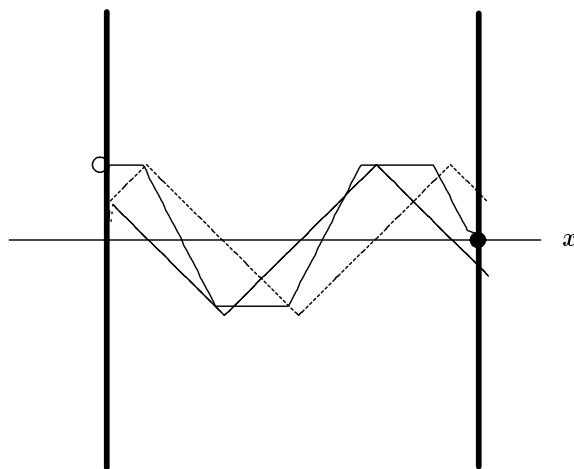


図 2.23: 入射・反射波の合成 b

$$[Y]_{x=l} = [Y_+ + Y_-]_{x=l} = 0 \quad (2.16)$$

を動かさない．すなわち【1】の点対称反射となっていることが分かる．

ロ・プの両端でのそれぞれの反射条件の下で，波の進行 a, b, c によって，図 2.22，図 2.23，図 2.24 のような合成波ができる．2-1 で習った定常波はこのようにして形成されるのである．つまり，これらを合せて図 2.25 のように描くと， $x = \frac{1}{5}l$ ，

$$\frac{3}{5}l, \frac{4}{5}l = \frac{1}{4}\lambda, \frac{3}{4}\lambda, \frac{5}{4}\lambda$$

の所に節，

$$x = 0, \frac{2}{5}l, \frac{4}{5}l = 0, \frac{1}{2}\lambda, \lambda$$

の所に腹のできる定常波となる．

**問 5**  $x = 0$  で線対称反射， $x = l$  で点対称反射をする弦の横波が，定常波となるような波長  $\lambda$  の条件を求め，それぞれの場合の図の数例を描け．(\*g)

光の反射を利用した干渉装置も多く，いろいろな方面での技術的応用もなされている．

**例 7** 図 2.26 のように，ガラス板を 2 枚重ねて，右端にごく薄い物体をはさむ．金属箔などの厚みを測るのに応用されるものである．上の方から入射し，反射して上の方戻る光線は，図では反射点を明らかにするためにややずらされているが，挟んだ物体が薄いためそれぞれほぼ平行なガラス板にほぼ垂直とする．

下のガラス板での反射光と干渉するのは，上のガラス板の OA 面での反射光であって，BC 面での反射光は，ガラスの厚みが光の波長と比べてあまりにも大きいため，うまく干渉しない．それに対して，2 枚のガラス板で挟まれたくさび型の部分の空気層の厚みはそれに比べて波長の数倍程度となる程，十分に狭い．また，反射点の場所々々によってその厚みが変わることが，2 本の反射光がある場合には強め合い，他の場合には弱め合う原因の一つになっている．

(\*g) **問 5** の答：n を正の整数として， $\lambda = \frac{4l}{2n-1}$

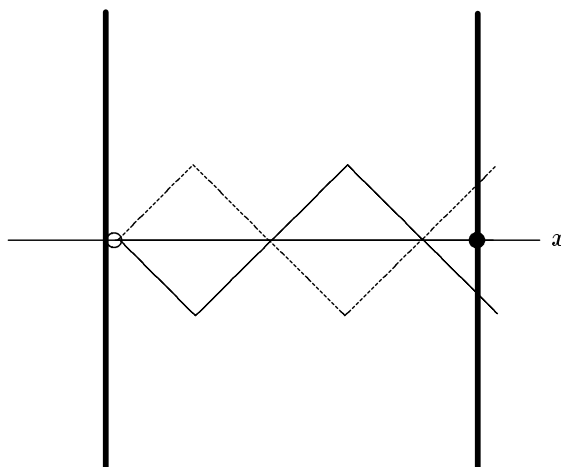


図 2.24: 入射・反射波の合成 c

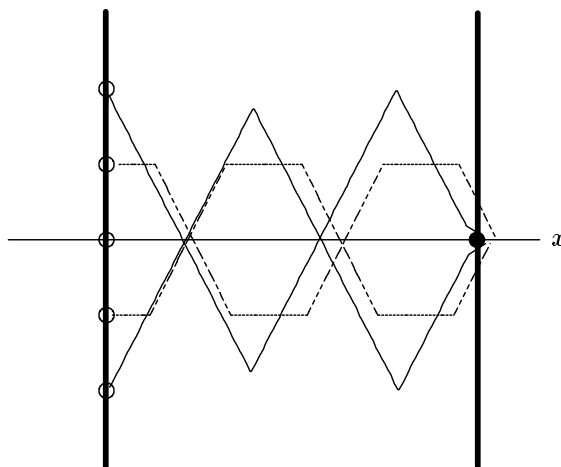


図 2.25: 定常 3 角波

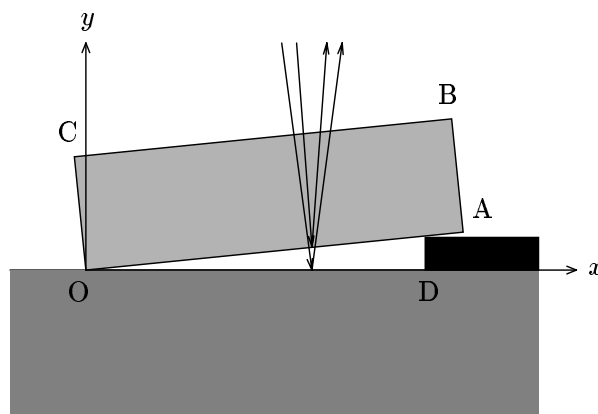


図 2.26: くさび型の部分での干渉



図の断面で見て，2枚のガラス板の接点 O を原点，下のガラス板に沿って  $x$  軸，光線の進路の方向に  $y$  軸を選ぶ．測定する物体の厚さを  $d$ ，下のガラス板上の物体の先端の位置 D を  $(l, 0)$  とする． $\angle AOD = \theta$  とおくと，

$$\tan \theta = \frac{d}{l}$$

これを用いると，下のガラス板で光線が反射する位置  $(x, 0)$  に対して，これに重なる光線が上のガラス板の下面で反射する位置は， $(x, x \tan \theta)$  となる．2つの光線が，入射してから反射して上方で重なったときの径路差は，ガラス板に挟まれた空気層の往復分であるから， $2 \times x \tan \theta$  となり，位相差は  $\frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2x \tan \theta$  となる．

一方，干渉の位相差の計算には，この径路差によるもの以外に，反射条件によるものがある．光の場合の反射条件を決定するものは (1.8) 式で導入した屈折率である．媒質 I から媒質 II に向かって光線が入射して反射する場合，

【1】 $n_I < n_{II}$  のとき，点対称反射．

【2】 $n_I > n_{II}$  のとき，線対称反射．

となる．ガラスの屈折率は空気の屈折率より大きいことから，OB 面での反射は【2】の場合で，反射の際位相はずれない．一方，OA 面での反射は【1】の場合で，反射の際位相は  $\pi$  変化する．

結局， $m$  を整数として，

$$\begin{cases} \text{波が強め合う条件: } \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2x \tan \theta - \pi = 2m\pi \\ \text{波が弱め合う条件: } \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2x \tan \theta - \pi = (2m-1)\pi \end{cases}$$

これを観測点の  $x$  座標で表すと，

$$\begin{cases} \text{波が強め合う条件: } x = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{\tan \theta} = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{d} l \\ \text{波が弱め合う条件: } x = m \frac{\lambda}{\tan \theta} = m \frac{\lambda}{d} l \end{cases}$$

干渉縞の間隔は (2.12) と同じ計算となつて，

$$\Delta x = \frac{\lambda}{d} l$$

となり，模様も図 2.15 と似たようなものとなる．したがって， $l$  を測定しておいて，波長の分かった光を当て，縞の間隔  $\Delta x$  を測れば，

$$d = \frac{\lambda}{\Delta x} l$$

として，薄い物体の厚さ  $d$  が分かることになる．

**問 6** 図 2.27 の薄膜は，屈折率  $n = 1.141$ ，厚さ  $d = 4.00 \times 10^{-7}$  m である．

(1) 空気中を伝わる光の波長を  $\lambda$  とすると，薄膜中の波長はどうか．

(2) 薄膜に垂直に光を当てたとき，最も強く反射する光の波長  $\lambda$  を求めよ．ただし， $4.00 \times 10^{-7}$  m  $< \lambda < 7.00 \times 10^{-7}$  m とする．(\*h)

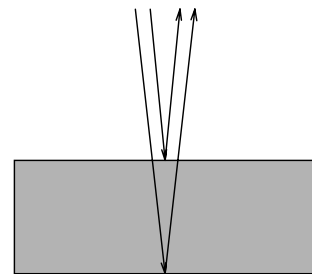


図 2.27: 薄膜の干渉

(\*h) **問 6** の答: (1)  $\frac{\lambda}{n}$ , (2)  $\lambda = 4.51 \times 10^{-7}$  m

## 屈折の法則

屈折の法則も，ホイヘンスの原理から導くことができる．媒質 I から媒質 II へ光が入射するとする．媒質の境界面 ABC で作られる素元波は，入射波面が図 2.28 の AC' のように，境界面と平行でないときには，ある波面が A に到達するのは早く，B, C としだいに遅れる．入射波面の A 点が境界面に到達したとき，C 点に到達するはずの波面はまだ C' 点にあり，C 点に達するにはそれより時間  $t$  かかるとする．C 点で素元波が出る瞬間には，A 点から素元波が出てからは時間  $t$  たっているし，AC の中点 B から素元波が出てからは時間  $\frac{t}{2}$  たっている．ここま

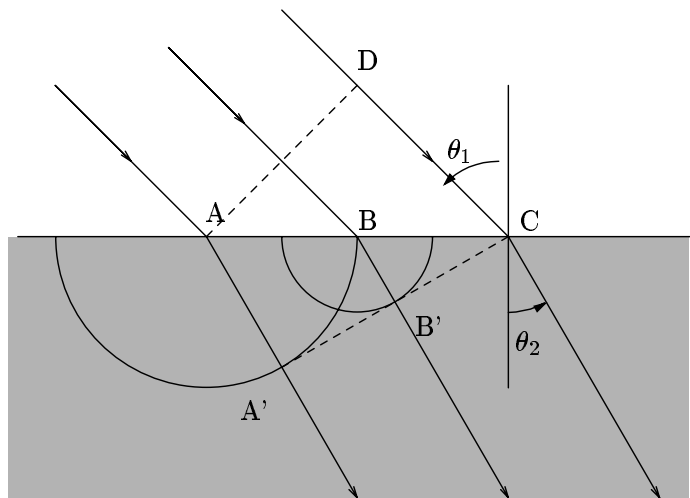


図 2.28: 屈折の法則

での話は素元波の向きは違うが反射のときと同様である．違いは，媒質 I, II で波面が進む速さが異なることである．媒質の境界面で屈折が起こるのは，例えば舗装道路からぬかるみ道へ斜めに車をつっ込んだ場合とよく似ている．左右の車輪の速度差が生じるため，自動車進行方向は曲がるであろう．媒質 I, II の位相速度を，それぞれ， $c_1, c_2$  とすると， $\overline{C'C} = c_1 t$  であるが， $\overline{AA'} = c_2 t$  となる．A 点から出た素元波は半径  $c_2 t$  の球面波であり，B 点から出た素元波は半径  $\frac{1}{2} c_2 t$  の球面波である．同様に，境界面のそれ以外の各点から出た素元波のその瞬間の球面波の半径も見ることで，これらの包絡面は，図 2.28 で各円の共通の接線 A'B'C を断面とする平面となることが分かる．

$\triangle AC'C$  と  $\triangle AA'C$  とにおいて， $\overline{C'C}$  は共通， $\angle AC'C = \angle AA'C = \frac{\pi}{2}$  rad．また， $\angle C'AC = \theta_1$ ， $\angle A'CA = \theta_2$  は，それぞれ，境界面に立てた法線に対して入射，屈折光線がなす角に等しい． $\theta_1$  を入射角， $\theta_2$  を屈折角と呼ぶ．

$$\sin \theta_1 = \frac{\overline{C'C}}{\overline{AC}} = \frac{c_1 t}{\overline{AC}}$$

$$\sin \theta_2 = \frac{\overline{AA'}}{\overline{AC}} = \frac{c_2 t}{\overline{AC}}$$

2 つの式を辺々割ると，

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{c_1 t}{c_2 t} = \frac{c_1}{c_2}$$

ここで，屈折率の定義：(1.8) を用いると，

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{\frac{c_0}{n_I}}{\frac{c_0}{n_{II}}} = \frac{n_{II}}{n_I}$$

となるから，

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{n_{II}}{n_I}$$

あるいは,

$$n_{II} \sin \theta_2 = n_I \sin \theta_1 \quad (2.17)$$

これを, スネルの屈折の法則と呼ぶ.

**問 7**  $n_I < n_{II}$  のとき,  $\theta_1$  と  $\theta_2$  はどちらが大きいか. (\*i)

**例 8** 図 2.29 のように, 屈折率  $n$  の網のかけた部分の媒質中に, 屈折率 1 の平行で厚さ  $d$  のすきま (別の媒質) があり, 境界面に立てた法線に対して角  $\theta_1$  をなす方向から平面波の光を入射させる. この光の波長は, すきまのところで測って  $\lambda$  とする.

(1) すきまの上面からの反射光はやって来るが, すきまの下面からの反射光はやって来なくなるような入射角  $\theta_1$  の条件を求めよ.

(2) すきまの下面からの反射光もやって来て, すきまの上面からの反射光と重なり合っ て干渉を起こす. 干渉光の明るさの極大, 極小をなす入射角  $\theta_1$  の条件を求めよ.

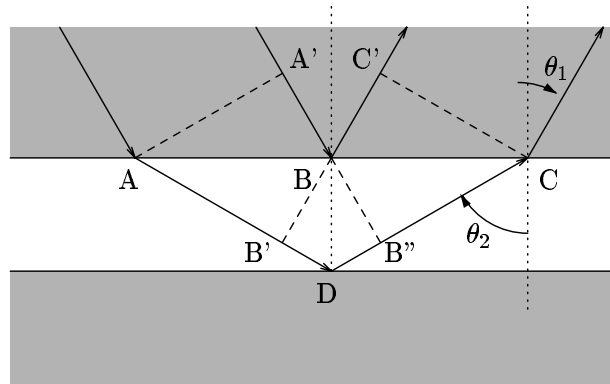


図 2.29: 全反射と干渉

すきまの下面の D 点で反射する光は, 図の A 点で屈折して入射し, C 点で再び屈折して出て行く. 光線は直線 DB について線対称な径路をたどるから, 入るときと出るときの屈折の法則は, 入射角と屈折角が意味として入れ代わるだけで, 式としては同じで,

$$1 \cdot \sin \theta_2 = n \sin \theta_1$$

が成り立つ.

(1) しかし,  $\theta_2 = \frac{\pi}{2}$  のときの入射角を  $\theta_1 = \theta_c$  とおくと,  $\sin \frac{\pi}{2} = 1$  だから,

$$1 = n \sin \theta_c$$

$$\sin \theta_c = \frac{1}{n} \quad (2.18)$$

それ以上の入射角:  $\theta_1 \geq \theta_c$  に対しては, 屈折の法則を満たすような屈折角:  $\theta_2$  は存在しなくなる. つまり, 光線は反射の法則を満たす反射光のみとなる. この現象を全反射と呼び. (2.22) 式によって決まる入射角  $\theta_c$  を臨界面角と言う. したがって, (1) の答は,

$$\sin \theta_1 \geq \frac{1}{n}$$

のなるような  $\theta_1$  となる.

(2) 一方,

$$\sin \theta_1 < \frac{1}{n}$$

(\*i) **問 7** の答  $\theta_1 > \theta_2$

を満たすような  $\theta_1$  に対しては、すきまの上面、図の B 点で反射した平面波は進行方向と垂直をなすから、AA' の入射波面が C'C の反射波面となり、以降これに平行に進む。他方、すきまの下面、図の D 点で反射する光の方は、AA' の入射波面が B'B の屈折波面となり、反射波面 B''B を経て、2 度目の屈折後の波面 C'C となり、以降これに平行に進むから、両者は重なり合う。干渉の条件は、例 7 のときと同様な反射条件による位相差と、光線  $\cdots \rightarrow A' \rightarrow B \rightarrow C' \rightarrow \cdots$  と光線  $\cdots \rightarrow A \rightarrow B' \rightarrow D \rightarrow B'' \rightarrow C \rightarrow \cdots$  の径路差  $\overline{B'B} + \overline{BB''}$  による位相差による。

ここで、波面 AA' から波面 B'B までの移動について、図 2.28 と全く同様なホイヘンスの原理による作図をすれば、B' 点と B 点は同じ波面上で同位相となる。このことは、波面 BB'' から波面 C'C までの移動についても全く同様である。結局、上で考えた径路差の考察でよいのである。

$\overline{B'B} = \overline{BB''}$ 、 $\triangle B'DB$  において、 $\overline{BD} = d$ 、また、すきまが平行であることから、 $\angle B'DB = \theta_2$  であるから、

$$\overline{B'B} + \overline{BB''} = 2 \times d \cos \theta_2$$

となり、位相差は

$$\frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2d \cos \theta_2$$

となる。

次に、B 点での反射は屈折率  $n$  から 1 へのもので位相を変えない、D 点での反射は屈折率 1 から  $n$  へ向かってであるから位相  $\pi$  ずれる。

これらを考慮すると、

$$\begin{cases} \text{波が強め合う条件: } \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2d \cos \theta_2 - \pi = 2m\pi \\ \text{波が弱め合う条件: } \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2d \cos \theta_2 - \pi = (2m-1)\pi \end{cases}$$

式を変形して

$$\begin{cases} \text{波が強め合う条件: } \cos \theta_2 = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{d} \\ \text{波が弱め合う条件: } \cos \theta_2 = m \frac{\lambda}{d} \end{cases}$$

屈折の法則を使って、

$$\cos \theta_2 = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_2} = \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta_1}$$

$\theta_1$  の条件に直すと、

$$\begin{cases} \text{波が強め合う条件: } \sin \theta_1 = \frac{1}{n} \sqrt{1 + \left\{ \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{d} \right\}^2} \\ \text{波が弱め合う条件: } \sin \theta_1 = \frac{1}{n} \sqrt{1 + \left\{ m \frac{\lambda}{d} \right\}^2} \end{cases}$$

問 8 図 2.29 で、屈折率  $n$  の媒質中の真上 ( $\theta_1 = 0$ ) 付近から観測すると、すきまの厚みは  $d$  と異なって見える。どんな厚みに見えるか。<sup>(\*j)</sup>

<sup>(\*j)</sup> 問 8 の答:  $nd$

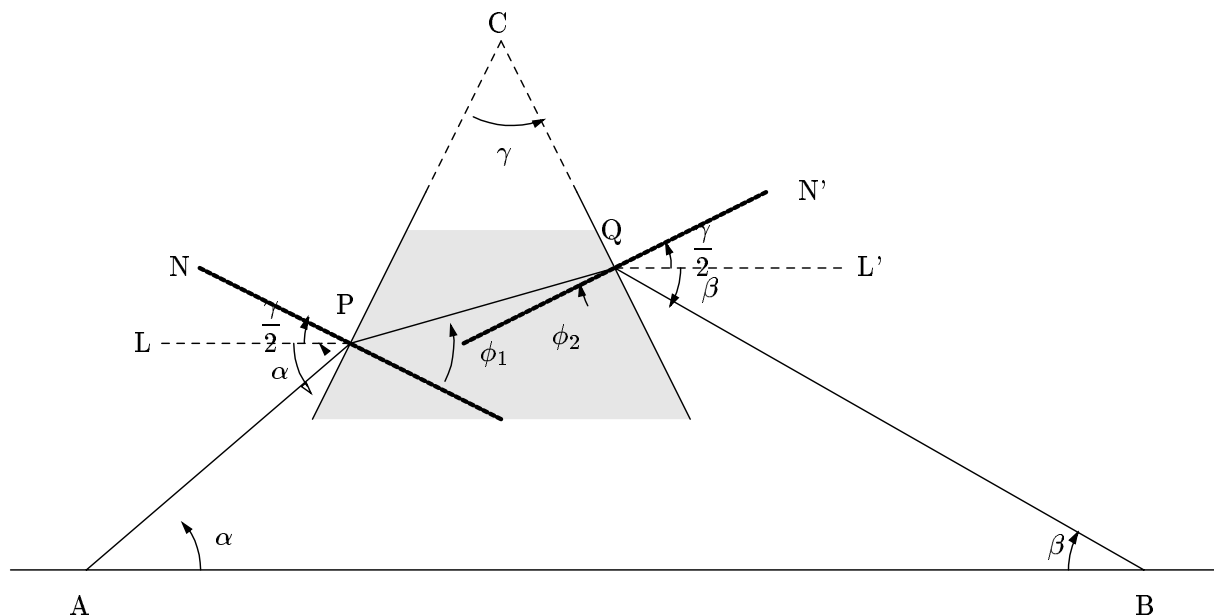


図 2.30: プリズム

**例 9** 空気の屈折率を 1 とする．図 2.31 のように，点光源 A から，屈折率  $n$ ，頂角  $\gamma$  の 2 等辺 3 角形の断面をもつプリズムの P, Q 点を通過し，B 点に達する光線を考える．また，レンズは，図 2.31 のように，頂角が規則的に変化するプリズムを切って断面を台形にして積み重ねたものと近似できる．

(1) AP と QB のなす角を「振れの角」と呼ぶが，これは図の角  $\alpha$  と  $\beta$  の和に等しい． $\gamma \ll 1$  のプリズムにおいては，

$$\alpha + \beta \approx (n - 1)\gamma \quad (2.19)$$

が成り立つことを示せ．

(2) 左右の面の曲率がともに  $R$  のとき，薄いレンズの公式：

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \quad (2.20)$$

を導け．ただし， $a$  はレンズの中心から光源 A までの距離， $b$  はレンズの中心から像 B までの距離， $f$  は焦点距離で，

$$f = \frac{R}{2(n - 1)} \quad (2.21)$$

で与えられる．

(1) の解． $\angle A = \alpha$ ， $\angle B = \beta$  の  $\triangle ABC'$  を作れば， $\angle C'$  の外角が  $\alpha + \beta$  となる．一方， $AC' \parallel AP$ ，および， $C'B \parallel QB$  だから，この角が振れの角となる．

$\triangle CPQ$  において， $\angle C = \gamma$ ，また，

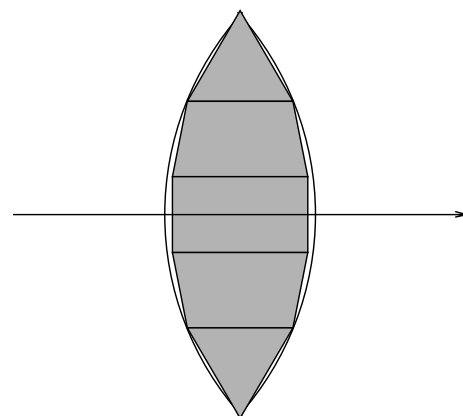


図 2.31: プリズムに分ける．

$$\angle P = \frac{p^i}{2} - \phi_1, \quad \angle Q = \frac{p^i}{2} - \phi_2$$

ただし,  $\phi_1$  は光線が点 P で屈折するときの屈折角,  $\phi_2$  は光線が点 Q で屈折するときの入射角である.

$$\angle C + \angle P + \angle Q = \pi$$

だから,

$$\gamma + \left(\frac{p^i}{2} - \phi_1\right) + \left(\frac{p^i}{2} - \phi_2\right) = \pi$$

故に,

$$\phi_1 + \phi_2 = \gamma \quad (2.22)$$

次に, 光線 AP と PC のプリズム面に立てた法線 N とのなす角, すなわち, 入射角  $\theta_1 = \alpha + \frac{\gamma}{2}$  であること, 同様に, 光線 QB と QC のプリズム面に立てた法線 N' とのなす角, すなわち, 光線がプリズムを出るときの屈折角  $\theta_2 = \beta + \frac{\gamma}{2}$  であることを示そう. 点 P, Q のところに, AB に平行な直線 L, L' を引く.

PC は  $\angle C$  の 2 等分線と角  $\frac{\gamma}{2}$  をなしているから, この 2 等分線と垂直な直線 L と PC に垂直な直線 N のなす角も  $\frac{\gamma}{2}$  となる. 一方, L と AP のなす角は, AB と AP のなす角と平行線の対頂角に当たり等しく,  $\alpha$  であるから, この 2 つの角の和が  $\theta_1$  となる.  $\theta_2$  についての証明も全く同様であるから, くりかえすことはないであろう.

これを用いると, 屈折の法則より,

$$\begin{cases} 1 \cdot \sin\left(\alpha + \frac{\gamma}{2}\right) = n \sin \phi_1 \\ 1 \cdot \sin\left(\beta + \frac{\gamma}{2}\right) = n \sin \phi_2 \end{cases}$$

$\gamma$  が小さいと,  $\alpha, \beta, \phi_1, \phi_2$  のいずれも小さくなるから, 3 角関数の近似式:  $\sin \Delta \approx \Delta$ , ( $\Delta \ll 1$ ) を用いると,

$$\alpha + \frac{\gamma}{2} \approx n \phi_1 \quad (2.23)$$

$$\beta + \frac{\gamma}{2} \approx n \phi_2 \quad (2.24)$$

(2.27), (2.28) 式を辺々加えてから, (2.26) 式を代入すると,

$$\left(\alpha + \frac{\gamma}{2}\right) + \left(\beta + \frac{\gamma}{2}\right) \approx n\gamma$$

故に,

$$\alpha + \beta \approx (n-1)\gamma$$

(2) の解. レンズの AB からの高さ  $y$  のところの微小な台形プリズムを通過する光線 PQ を考える. P, あるいは, Q を含むプリズム面の傾きは, レンズ球面の光線が通る断面(紙面)上の高さ  $y$  の点の接線の傾きに等しいと考える. 図 2.33 を参考に,

$$\sin \frac{\gamma}{2} = \frac{y}{R}$$

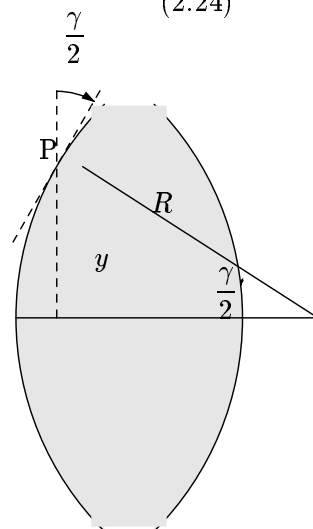


図 2.32: 各部分のプリズムの半頂角

薄いレンズであるから， $\gamma \ll 1$  が成り立ち，

$$\frac{\gamma}{2} \approx \frac{y}{R} \quad (2.25)$$

次に，これも薄いレンズであることから，AB からの P 点の高さも，Q 点の高さも，ほぼ等しく  $y$  と考えられるから，

$$\tan \alpha \approx \frac{y}{a}, \quad \tan \beta \approx \frac{y}{b}$$

3 角関数の近似式： $\tan \Delta \approx \Delta$ ， ( $\Delta \ll 1$ ) を用いると，

$$\alpha \approx \frac{y}{a}, \quad \beta \approx \frac{y}{b} \quad (2.26)$$

(1) の結論の式 (2.23) に，(2.29)，(2.30) 式を代入すると，

$$\frac{y}{a} + \frac{y}{b} \approx (n-1) \frac{2y}{R}$$

$y$  が消去でき，結局，薄いレンズの場合は，光線がレンズのどこを通過しても，

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \approx (n-1) \frac{2}{R}$$

が成り立つ．

例えば，太陽光線をレンズで集めた場合，レンズから光源までの位置は  $a \rightarrow \infty$  と見なせるから， $\frac{1}{a} \rightarrow 0$  したがって，

$$0 + \frac{1}{b} \approx (n-1) \frac{2}{R}, \quad b \approx \frac{R}{2(n-1)} \equiv f$$

この位置に紙を持って来れば，正に焦げる訳であり「焦点」という名称の由来もここにある．図 2.34 (a) がこれに当たる．

「光軸に平行な光線が凸レンズに入射した場合，観測者側の焦点  $F_2$  に像を結ぶ。」

反対に，(2.24) 式で  $a = f$  とおくと，

$$\frac{1}{f} + \frac{1}{b} \approx \frac{1}{f}, \quad \frac{1}{b} \approx 0$$

ここから， $b \rightarrow \infty$  となり，レンズから出た光線はどこにも像を結ばない．図 2.34 (b) がこれに当たる．

「焦点  $F_1$  を光源とする光線が凸レンズに入射した場合，観測者側では平行光線となる。」

以上は，両面が同じ曲率半径  $R$  の凸レンズについて考えて来たが，これが両面が同じ曲率半径  $R$  の凹レンズの場合であれば，ちょうどプリズムを上下を逆にして置いた場合からも分かるように，図 2.34 (c) は，

「光軸に平行な光線が凹レンズに入射した場合，光源側の焦点  $F_2$  から光線が来るように見える。」

ことを示し，図 2.34 (d) は，

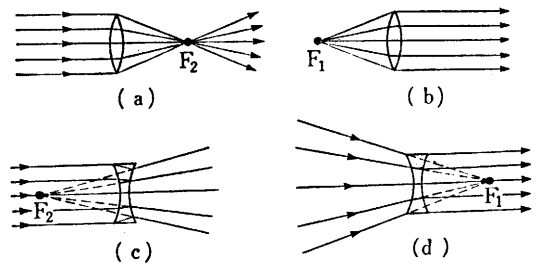


図 2.33: 凸レンズ・凹レンズの焦点

「観測者側の焦点  $F_1$  に向かう光線が凹レンズに入射した場合、観測者側では平行光線となる。」ことを示している。

これらに加えて、

「レンズの中心を通る光線は直進する。」

ことを使うと、作図によって像の位置、大きさを求めることができる。

凹レンズの場合には、曲率半径を符号付きで表し、 $R < 0$  と表すことにすると、焦点距離の定義：(2.25) より、凹レンズの場合の焦点距離は、自動的に、 $f < 0$  となる。図で (a),(b) の  $F_1, F_2$  と、(c),(d) の  $F_1, F_2$  が入れ代わっているのは、これを示している。こうしておくで、凹レンズの場合にも同じレンズの公式：(2.24) が使える。さらに、レンズの中心を原点  $O$  として、レンズに垂直で光線の進む向きを  $+x$  軸として、光源  $A$  の位置は  $x = -a$ 、像  $B$  の位置は  $x = b$  とすることを約束しておけば、 $a, b$  は正負の場合を考えて、同じレンズの公式が使えるのである。

**問 9** I. 焦点距離 15cm の凸レンズの左方 10cm の所に矢を立てた。

(1) 矢の像のできる位置を、レンズの公式を用いて求めよ。

(2) 矢の像のできる位置を、作図によって求めよ。

II. 焦点距離 15cm の凹レンズの左方 30cm の所に矢を立てた。

(3) 矢の像のできる位置を、レンズの公式を用いて求めよ。

(4) 矢の像のできる位置を、作図によって求めよ。<sup>(\*k)</sup>

## 光のスペクトル

ここまでは、対象を特定せずに、波動の理論を展開して来た。このことは、単元 II の粒子の理論においても、粒子は、机上の物体であっても、太陽系の中の惑星であっても、正確な取り扱いには量子力学が必要であるとしても、暫定的な議論に限れば物質を構成する原子であっても、良かった。波動についても、音波（気体を伝わる波）、水の波（液体を伝わる波）、ばねや弦の波（固体を伝わる波）が基本的には、共通な論理によって調べることができた。しかし、真空中も伝わるのが可能な光波については、特にその固有な性質に触れておく必要がある。既に、可視光については波長が日常的なものの長さに比べて極めて短いため、幾何光学が成り立つ場合が多いことは学んで来たが、光の仲間にはさらに波長の短いものもあれば、その反対に長いものもある。こうした光の仲間は総称して、電磁波と呼ばれる。電磁波のみが持つより詳しい特徴は、この単元の後半 II-3 で集中して学ぶことになるが、ここでは、真空中の波長（あるいは、振動数）の違いによる電磁波の分類を表にまとめておこう。<sup>(\*l)</sup> 次の表で、波長と振動数の積はすべて真空中の光の速さ：

$$c = 3.0 \times 10^8 \text{ m/s}$$

となることを確認しよう。

<sup>(\*k)</sup> **問 9** の答：(1)  $b = -30 \text{ cm}$ , (3)  $b = -10 \text{ cm}$

<sup>(\*l)</sup> ただし、もっと細かい分類は必要になるまでは見せない。



波長 (m)	振動数 (Hz)	名称
$1 \times 10^5 \sim 1 \times 10^{-4}$	$3 \times 10^3 \sim 3 \times 10^4$	電波
$1 \times 10^{-4} \sim 7.7 \times 10^{-7}$	$3 \times 10^4 \sim 3.9 \times 10^{14}$	赤外線
$7.7 \times 10^{-7} \sim 6.4 \times 10^{-7}$	$3.9 \times 10^{14} \sim 4.7 \times 10^{14}$	可視光線 赤 橙 黄 緑 青 紫
$6.4 \times 10^{-7} \sim 5.9 \times 10^{-7}$	$4.7 \times 10^{14} \sim 1.8 \times 10^{15}$	
$5.9 \times 10^{-7} \sim 5.5 \times 10^{-7}$	$5.1 \times 10^{14} \sim 5.5 \times 10^{15}$	
$5.5 \times 10^{-7} \sim 4.9 \times 10^{-7}$	$5.5 \times 10^{14} \sim 6.1 \times 10^{14}$	
$4.9 \times 10^{-7} \sim 4.3 \times 10^{-7}$	$6.1 \times 10^{14} \sim 7.0 \times 10^{14}$	
$4.3 \times 10^{-7} \sim 3.8 \times 10^{-7}$	$7.0 \times 10^{14} \sim 7.9 \times 10^{14}$	
$3.8 \times 10^{-7} \sim 1 \times 10^{-9}$	$7.9 \times 10^{14} \sim 3 \times 10^{17}$	紫外線
$1 \times 10^{-9} \sim 1 \times 10^{-12}$	$3 \times 10^{17} \sim 3 \times 10^{20}$	X 線
$> 1 \times 10^{-12}$	$> 3 \times 10^{20}$	$\gamma$

太陽光線のような白色光は、とりあえず可視光のみを考えても、表の赤から紫までのいろいろな波長の光を連続して含んでいる。通常は同じ径路をたどる光を波長によって別々な位置に分布させることを分光と言い、分布させたものを、その光のスペクトルと呼ぶ。光の干渉を利用した分光装置に、次に見る回折格子がある。

回折格子は透明な板に  $d = 10^{-5} \sim 10^{-6}$  m 程度の間隔 ( $d$  を格子定数と言う。) で平行なみぞを刻んだものである。図 2.24 のように、ぎざぎざとなったみぞの部分に来る光はあちこちに反射し、みぞとみぞの間が、ヤングの干渉装置のスリットの役割をはたす。ただし、スリットに相当する部分の数  $N$  は非常に多い。 $N \gg 2$  であることが、光波が強め合う位置を極めてシャープにしている。その理由は、例 5 で 1 本のスリットによる光の回折範囲を見た式 (2.13) を応用すると分かる。例 5 では、スリット内を初めいくつかの点に分け光が打ち消し合う位置を見つけ、次いでそれらの点が連続的に存在するとしたが、このスリット幅： $a = Nd$  とし、ここでは連続的に存在しないとしても、光が打ち消し合う位置は同じはずである。(2.13) 式より、

$$|\sin \theta| < \frac{\lambda}{Nd}$$

$N \rightarrow \infty$  のとき、 $\theta \rightarrow 0$ 、つまり、やって来る光線の幅はほとんど無視できるので「明線」が現れると表現して良いであろう。以上は、回折格子に垂直に進む光について考えたのであるが、他の部分にも光波が強め合う部分が明線として現れるのは、同様に示すことができる。

**例 10** (1) 回折格子において、格子間隔 (格子定数)  $d$ 、光の波長  $\lambda$ 、明線の位置を表す角度  $\theta$  の間に成り立つ関係式を求めよ。

(2) 1cm あたり 1000 本 引かれているときの格子定数は何 m か。このとき、白色光を用いると、どのような干渉縞が観測できるか。横軸に  $\sin \theta$  をとり縦軸に干渉の次数  $m$  を表しスペクトルの

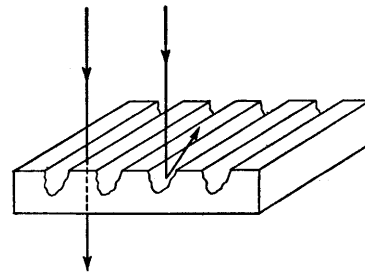


図 2.34: 回折格子

重なりを示すグラフを描け．ただし，波長は  $4 \times 10^{-7} \text{m}$  (紫) から  $8 \times 10^{-7} \text{m}$  (赤) の範囲とする．

(1) の解．図 2.35 のように，隣り合う光線の経路差は，ヤングの干渉同様  $d \sin \theta$  となる．光線はたくさんあるから，2 本ずつの組み合わせを考えれば，同じ同位相の条件が成り立ち，これを満たす位置が明線となる． $m$  を整数として，

$$\frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta = 2m\pi$$

故に，

$$\sin \theta = m \frac{\lambda}{d}$$

(2) の解．格子定数は，

$$d = 10^{-3} \text{cm}^{-1} = \underline{10^{-5} \text{m}}$$

これを用いて，紫と赤の明線の位置を示す角度を  $\theta_V$   $\theta_R$  とおくと，

$$\sin \theta_V = \frac{\lambda_V}{d} = 4m \times 10^{-2}$$

$$\sin \theta_R = \frac{\lambda_R}{d} = 8m \times 10^{-2}$$

ただし， $m = 0$  のときは， $\theta = 0$  の解がすべての波長についてなりたつから，すべての光が 1 本に重なり，干渉縞の色は白色となる． $m = 1, 2, 3$  についてグラフにしたものが，図 2.36 である．

**問 10** 1 cm に  $1.0 \times 10^4$  本のみぞを刻んだ回折格子に，一定波長の光を垂直に当てると，入射方向に対して  $\frac{\pi}{6}$  rad の方向に 1 次の明線を観測した．この光の波長を求めよ．(\* $m$ )

-1 のうなりの項で，波長や振動数が違ってても，個々の波の位相速度も，合成波の位相速度も等しく  $c$  とした．もし，個々の波の速さが異なるとすれば，うなりの極大部分は図 2.7 のようなその形を保ちながら， $c$  で進行する，などということは，あり得ない．極大部分の形は崩れるであろうし，その速さも個々の波の位相速度とは違って来る．

実際の例では，通常の音波，真空中の光波では，位相速度は波長（あるいは，振動数）によって変化はしないが，水の波，物質中の光波の場合には位相速度は波長（または，振動数）によって変化する．この現象を分散と言う．1-2 で，位相速度と屈折率の関係を習ったが，媒質 I における位相の速さが波長  $\lambda$  の関数： $c_I(\lambda)$  ならば，屈折率も波長の関数： $n_I(\lambda)$  となり，真空中の光速を  $c$  とおくと，

$$c_I(\lambda) = \frac{c}{n_I(\lambda)}$$

光の分散は，図 2.37 のようにプリズムを使えば簡単に見られる．

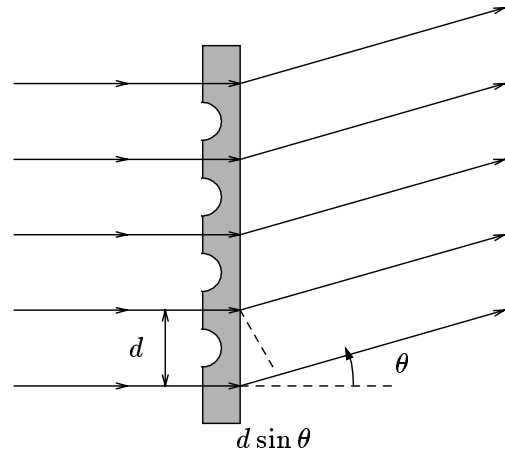


図 2.35: 回折格子の干渉

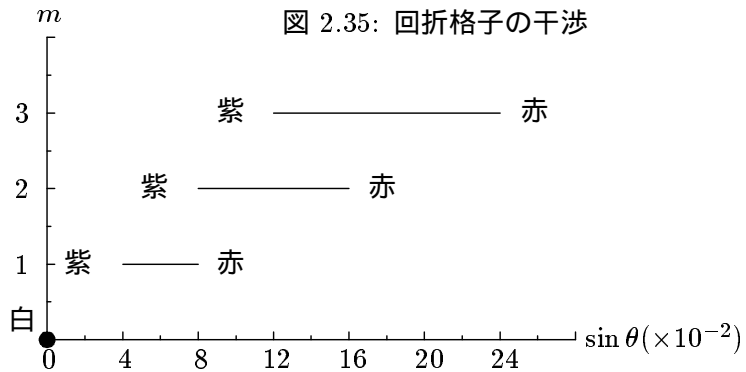


図 2.36: スペクトルの重なり

(\* $m$ ) **問 10** の答： $5.0 \times 10^{-7} \text{m}$ ．

**問 11** 頂角  $\gamma = \frac{\pi}{9}$  rad のクラウンガラスのプリズムに白色光を当てると、赤、黄、青の振れの角が、それぞれ、 $\delta = 1.79 \times 10^{-1}$  rad、 $1.80 \times 10^{-1}$  rad、 $1.84 \times 10^{-1}$  rad に現れた。(2.19) 式を使って、それぞれの屈折率を求めよ。<sup>1</sup>  
 答から分かるように、光の場合、屈折率は波長が短いほど大きくなる。これは水の波では逆になることが経験的に分かっている。

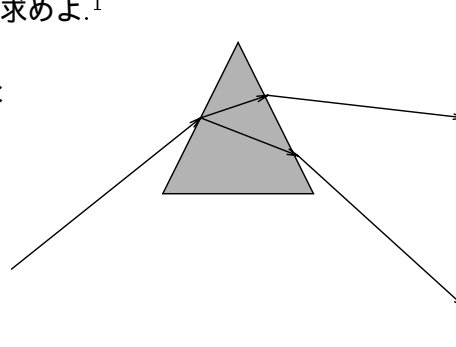


図 2.37 光の分散

<sup>1</sup> **問 11** の答：赤：1.51，黄：1.52，青：1.53