

干渉縞はなぜ移動しなかったか

(マイケルソン.モーレー実験の誤り)

永田 晴久

関連ブログ 、コメントは下記リンク先へ
<https://munclenagata.blogspot.com/>

目次

はじめに

第1章 マイケルソン干渉計とは

1-1 マイケルソン干渉計の原理

1-2 計算式

第2章 等傾角干渉とは

2-1 等傾角干渉の原理

2-2 干渉環の見え方

2-3 干渉縞が移動するとはどういう現象か

2-4 0° 、 90° 方向に移動する場合の光源の考え方

2-5 数式による説明

第3章 等傾角干渉の問題点

3-1 凸レンズの視野に干渉縞が収まるのか

3-2 考えられる他の等傾角干渉

3-3 なぜ干渉縞が見えるのか

第4章 干渉縞の移動が観測できない理由

第5章 光が光源の進行方向に曲がるとは

(動く反射鏡に対しホイヘンスの原理を適用)

5-1 光が曲がることの意味

5-2 反射する光が曲がることの意味

5-3 ホイヘンスの原理による計算

5-4 もう1つの解法

第6章 批判自体の誤りの例

あとがき

はじめに

マイケルソン・モーレー実験においてマイケルソン干渉計で観測された縞は同心円状の円環であった。そしてこの現象は光学の教科書では1個の凸レンズで発生する等傾角干渉で説明されている。

この装置で円環状の干渉縞が観測視野内に発生することを等傾角干渉で説明するのは困難であることを証明する。

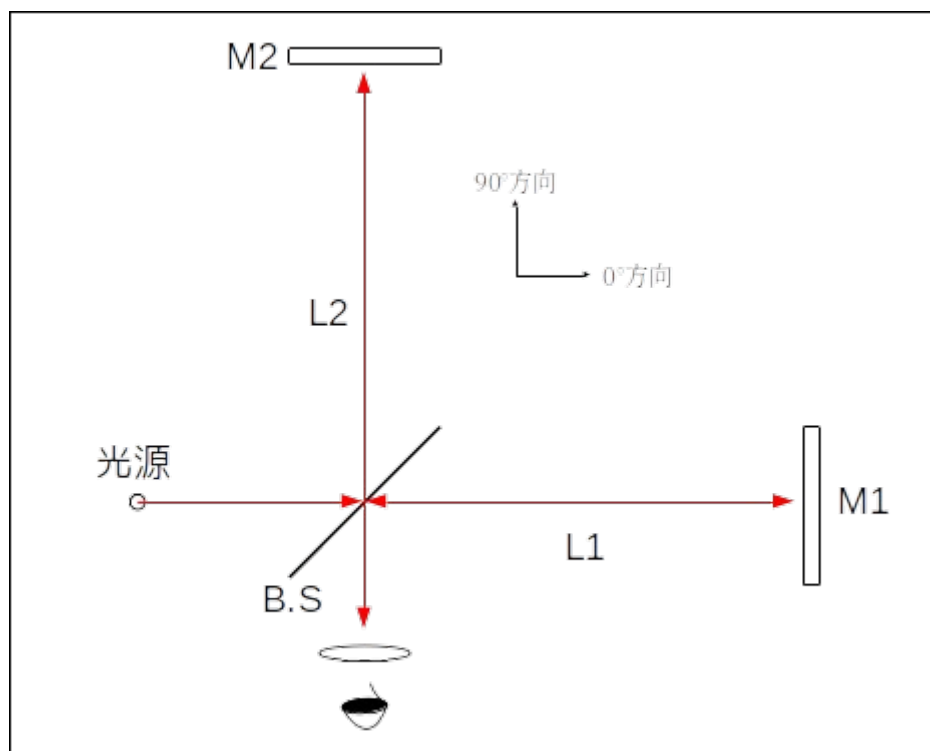
その結果、この装置が移動することによる干渉縞の移動の観測も不可能になることも証明する。

[目次に戻る](#)

第1章 マイケルソン干渉計とは

1-1 マイケルソン干渉計の原理

図1-1



光源からの光の半分はビームスプリッター（以降 B.S）を透過後、反射鏡 M1 で反射し、今度は同じ B.S で観測者方向の凸レンズに向かう。一方、残りの光は反射鏡 M2 方向に反射し再び B.S に戻り、それぞれの光は再び合流する。ここで B.S から M1, M2 までの距離に差があれば干渉が発生する。（以降 M1 方向を 0°、M2 方向を 90° と定義する。）

アーム L1、L2 の距離差が同じなら光の波長単位での差で最も明るく、また半波長の差で最も暗くなる。もし光線に拡がりがあり、L1、L2 に距離差があれば観測者が y 軸方向から観測すると同心円状の円環が見える。

この原理は光学の教科書では等傾角干渉という理論で説明されている。

（参考文献：コロナ社 光入門 大坪順次 著）

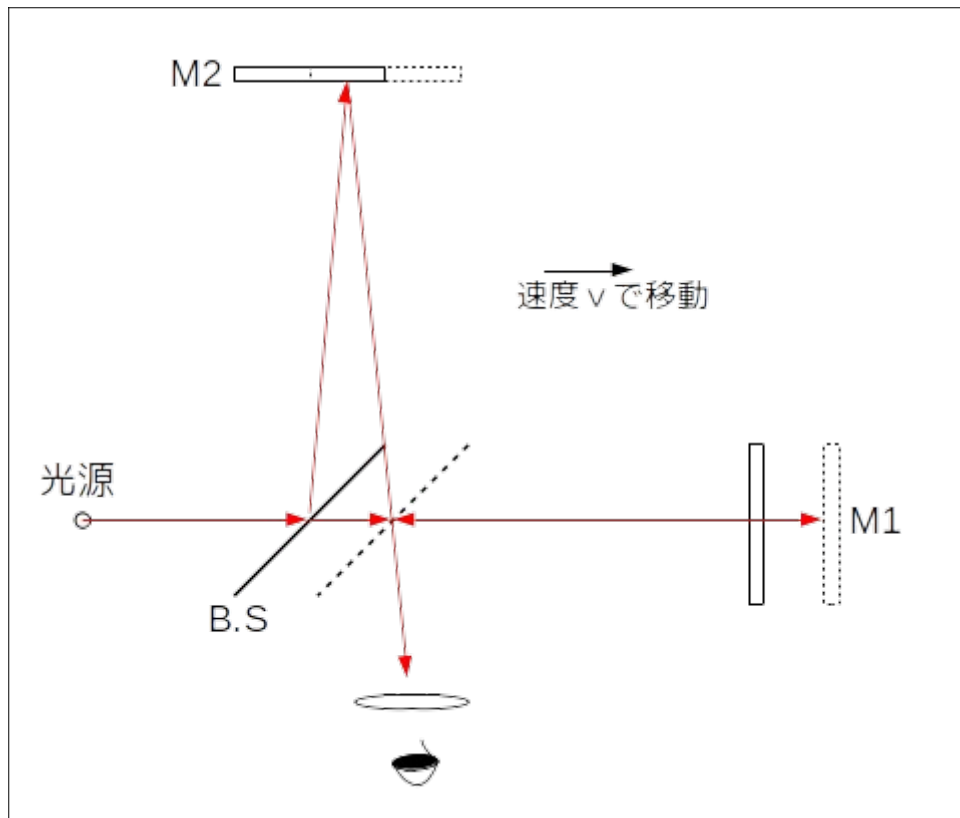
最初のマイケルソン・モーレー実験（以降 M, M 実験と略する）では干渉縞を見つけるのに苦労し最初に見つけたのは円環の干渉縞であったと言われている。

[目次に戻る](#)

1-2 計算式

(1) 干渉計が0°方向に移動する場合

図 1-2



光線は B.S により 0°方向と 90°方向方向の光に分岐され、反射鏡 M1,M2 で反射する。それらの光線は再度 B.S を経て凸レンズに集約され、干渉縞としてスクリーンや望遠顕微鏡で観測される。

アーム L_1 の長さを l_1 、アーム L_2 の長さを l_2 とすると、M1 で反射して B.S に戻る光の時間 t_1^0 は

$$t_1^0 = \frac{l_1}{(c-v)} + \frac{l_1}{(c+v)} = \frac{2l_1 c}{c^2 - v^2} \quad 1-(1)$$

M2 で反射して B.S に戻る光の時間 t_2^0 は

$$t_2^0 = \frac{2l_2}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad 1-(2)$$

となる。

つまり t_1^0 では光束は M1 で反射するため往復運動となり上記の式になっているが、 t_2^0 では 0°方向への光線がやや斜めに曲がるため、光線の経路が見掛け上長くなることを意味する。

[目次に戻る](#)

ここで $\Delta t^0 = t_1^0 - t_2^0$ とすると当然分岐された 2 本の光線が再び集約され 1 本の光線となるが、それぞれの光線が通過する経路は等距離ではないため、B.S で再度集約された 2 本の光線の波面にはずれが生じ干渉縞が移動する。

(2) 干渉計が 90° 方向に移動する場合

今度は少し上方に傾いた光線（傾き θ は図 2 と同じ値）が B.S に入るので、M1 で反射して B.S に戻る光の時間 t_1^{90} は

$$t_1^{90} = \frac{2l_1}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad 1-(3)$$

M2 で反射して B.S に戻る光の時間 t_2^{90} は

$$t_2^{90} = \frac{l_2}{(c-v)} + \frac{l_2}{(c+v)} = \frac{2l_2}{c^2 - v^2} \quad 1-(4)$$

すなわち(1)の場合の逆になる。

もし干渉による縞が見えていた場合、 90° 干渉計を方向転換すると、 45° の方向に進む場合の縞の位置を基準として同じ値だけずれることになる。

$$\Delta t^0 = t_1^0 - t_2^0 = \frac{2l_1 c}{c^2 - v^2} - \frac{2l_2}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad 1-(5)$$

ここで $\Delta t^{90} = t_1^{90} - t_2^{90}$ とすると干渉縞の移動距離は

$$c(\Delta t^0 - \Delta t^{90}) = 2c(l_1 + l_2) \left(\frac{c}{c^2 - v^2} - \frac{1}{\sqrt{c^2 - v^2}} \right) \quad 1-(6)$$

となる。

最初の実験では $L = 1.2\text{ m}$ であった。地球の公転速度はおよそ 30 km/s であるからエーテルに対する速度も同じとすると $c(\Delta t^0 - \Delta t^{90}) = 2.4 \times 10^{-8}\text{ m}$ になる。また実験に使用された光の波長は $\lambda = 6 \times 10^{-7}\text{ m}$ だったので上の式に代入すると、干渉縞のずれは $\Delta s = 0.04$ フリンジと予想された。しかし結果は予想をはるかに下回るものであった。その後のより精密な実験でもフリンジが動かなかった。

要約すると、光路差のある経路を通った二本の光線は再び合成され干渉縞をつくる。干渉計の進行方向が変わると、その光路差の変化により、それぞれの光線の位相も変化するので、それに応じて干渉縞の位置も変化するはずだったが実際にはそのような変化は観測できなかったということになる。

（参考資料） 「歴史をかえた物理実験」 霜田 光一 著
 パリティ編集委員会編（大槻義彦責任編集）発行者 村田 誠一郎
 発行所 丸善株式会社 平成 14 年 10 月 10 日 第 4 刷 発行
 を元に要約した。

尚 $l_1 = l_2$ とされているが、その場合干渉縞は生じない。計算上の便法であり、実際は $l_1 \neq l_2$ の状態で発生する干渉縞の移動を観測した。

[目次に戻る](#)

上記の本によると $\beta = \frac{V}{C}$ とし、 β^4 の項を無視して計算されているが、現在は計算ソフトで複雑な計算ができるのと、現象を直感的に把握しやすいのでそのままにしている。

[目次に戻る](#)

第2章 等傾角干渉とは

2-1 等傾角干渉の原理

「マイケルソン干渉計による同心円干渉縞の生成もこの等傾角干渉の一種である。」

：参考文献 「光入門」 青木貞雄 著 共立出版より転載

このように光学の教科書では等傾角干渉で説明されている。

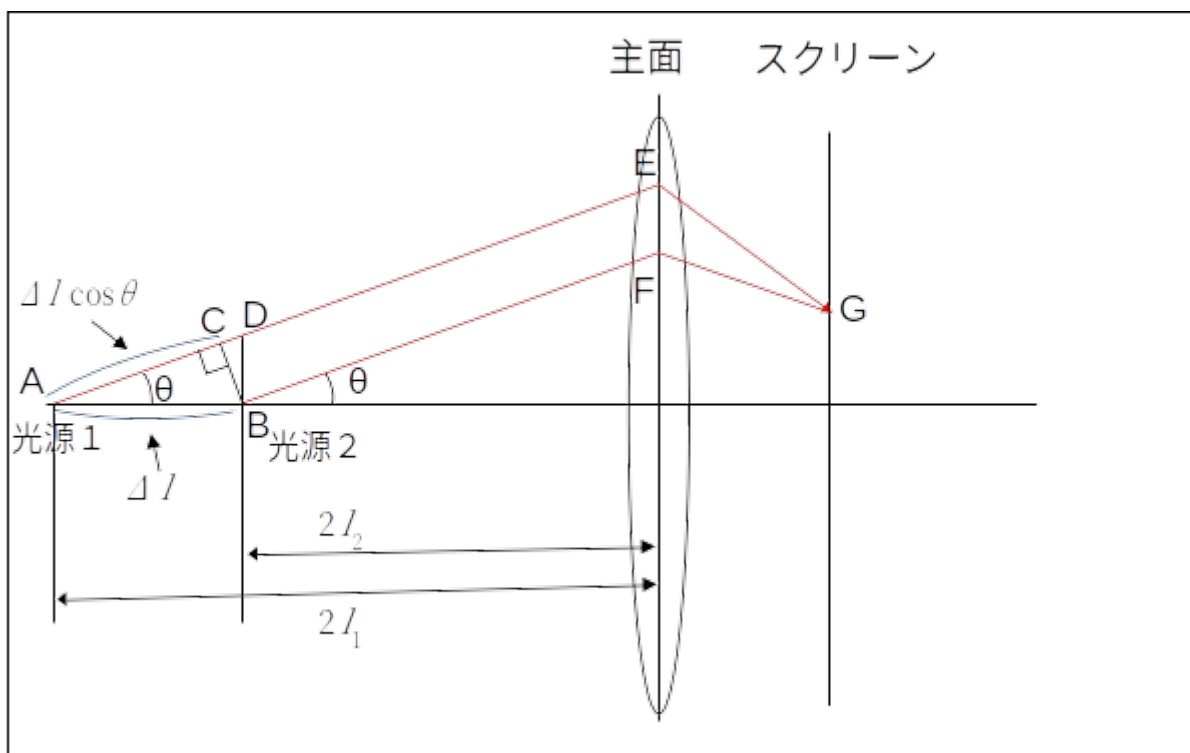
上記を干渉計に適用すると下記の図となる。

$2l_1$ と $2l_2$ の差 Δl を $\Delta l \cos \theta$ が波長 λ の整数倍になると凸レンズにより最も明るい焦点を結ぶ。

$$\Delta l \cos \theta = m\lambda \quad m=1,2,3\dots \quad 2-(1)$$

Δl が波長の整数倍となる θ で最も明るくなる。また半波長の整数倍でもっとも暗くなる。

図 2-1



なおレンズ内を光が通過する場合は図よりも複雑な動きをするが、単純化のため主面という考え方を採用する。

[目次に戻る](#)

2-2 干渉環の見え方

この装置での干渉縞の見え方を直感的に把握しよう。以降は観測した干渉縞の位置は直感的に把握しやすいようにもっとも明るい点と定義しておく。（実際の観測点はいちばん暗い点かあるいは境界であったかもしれない。）

図 2-2

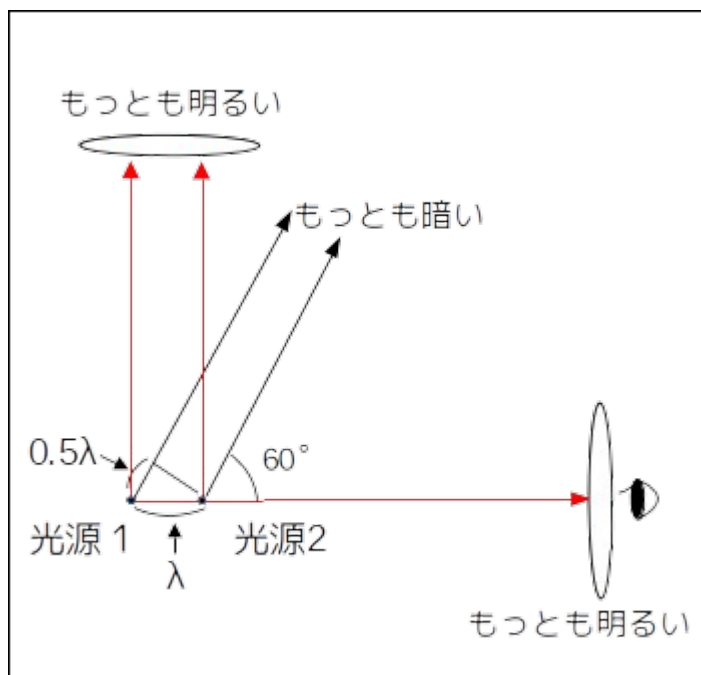


図 2-2 は 2 つの光源の間隔が 1 波長 λ だけの場合である。

① $\theta=0^\circ, 90^\circ$ となる方向でもっとも明るくなる。また光源 1、2 の間隔が $\frac{\lambda}{2}$ すなわち $\cos \theta = \frac{1}{2}$ となる θ でもっとも暗くなる。この場合 $\theta=60^\circ$ である。

② $d=2\lambda$ の場合は $\cos \theta = \frac{1}{2}$ でもっとも明るくなる。
 $\theta=0^\circ, 90^\circ$ の方向以外に $\theta=60^\circ$ で、もっとも明るくなる。もっとも暗くなるのは $\cos \theta = \frac{1}{4}, \frac{3}{4}$ すなわち $\theta=41,75^\circ$ の方向である。

③ $d=3\lambda$ の場合は $\cos \theta = \frac{1}{3}$ 及び $\cos \theta = \frac{2}{3}$ でもっとも明るくなる。

$\theta=0^\circ, 48^\circ, 70^\circ, 90^\circ$ の 4 方向でもっとも明るくなる。

以上より 2 つの光源の間隔が広がるほど干渉縞は中心軸に近づいていく事になる。

[目次に戻る](#)

図 2-3

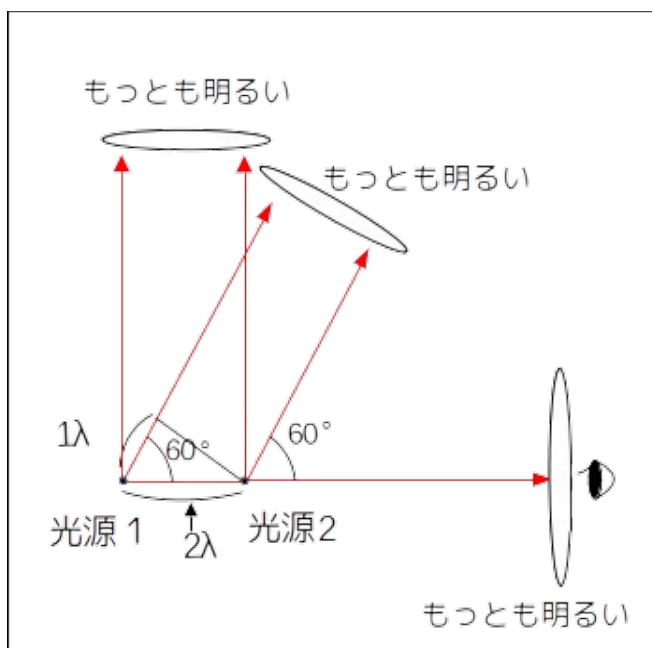
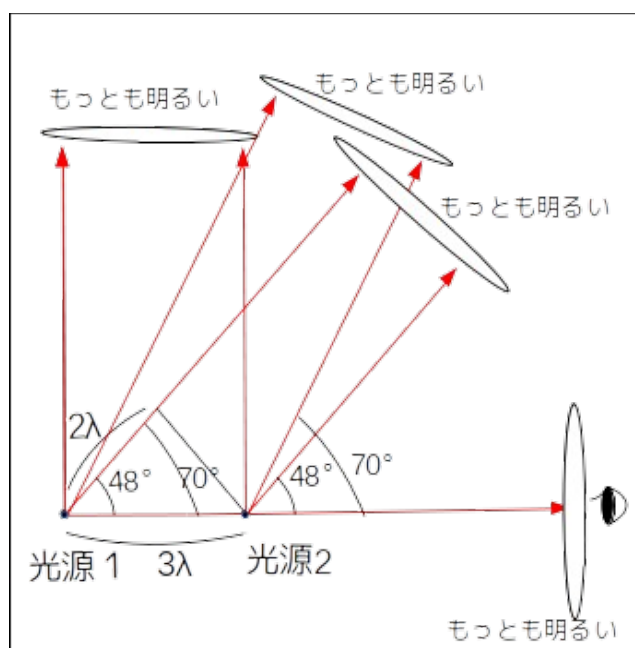


図 2-4



④ $\theta=0^\circ$ の方向でもっとも明るい部分は発生するが $\cos \theta$ はこの方向では非常に変化が緩やかなため不鮮明である。M.M 実験では1波長の0.04の移動が予想されるが、この付近は縞の判別が不可能である。

⑤上記の図ではレンズは光線の進行方向にあえて垂直に設定している。これにより光線はレンズの光軸上に収束する。実際の装置ではレンズは図2のように光線の方に関係なく少なくとも1個使用される。レンズ1個の場合にうまく円環状の縞が観測できるかも次章で確認する。

光源1と光源2が拡がるにつれてy軸方向から湧き出すように縞が発生するであろう。x軸（中心軸）から縞がわきだすのではない。そして観測される波（もっとも明るい部分から次のもっとも明るい部分を1波長分とするとその個数は光源1と光源2の間に存在する波の個数に一致する。すなわち $\theta=0^\circ$ と $\theta=90^\circ$ の間には有限個の干渉縞が存在する。この現象は後で縞が移動しない現象を説明する場合の重要なきっかけとなる。

2-3 干渉縞が移動するとはどういう現象か

ある角度でもっとも明るい場合、光源1と光源2の間隔が変化するとその角度では明るさは減じ、間隔の変化を打ち消す角度がもっとも明るくなる。光源1と光源2の間隔が連続的に変化するともっとも明るくなる点も連続的に変化し、あたかも移動するように見える。干渉縞が移動するとはこの現象を意味する。

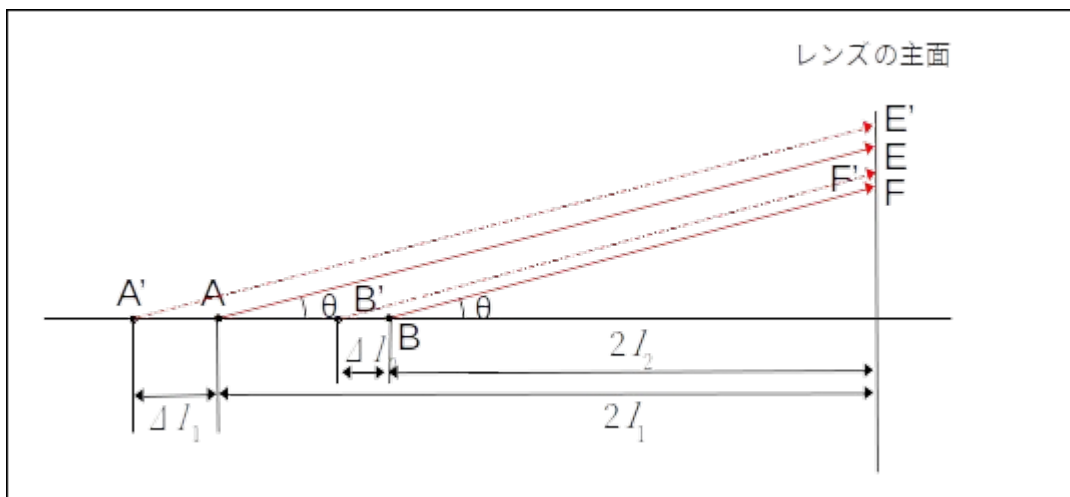
[目次に戻る](#)

2-4 0°、90°方向に移動する場合の光源の考え方

この実験ではエーテル内を装置が移動する場合その方向の変化による位相の変化を検知することであった。この場合の位相のずれは、エーテル内で装置が静止している場合に光源の位置のずれることと同等である。

(1) 0°方向に移動する場合

図 2-5



この場合、光路差 Δl^x は

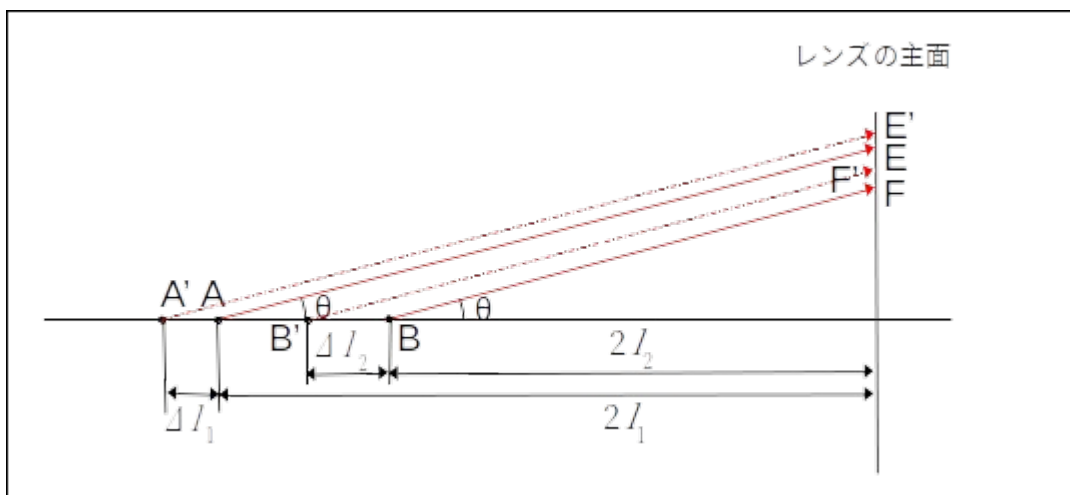
$$\Delta l^x = AB + 2\Delta l_1^x - 2\Delta l_2^x$$

となる。

2-(2)

(2) 90°方向に移動する場合

図 2-6



[目次に戻る](#)

この場合、光路差 ΔI^y は

$$\Delta I^x = AB + 2\Delta I_1^y - 2\Delta I_2^y \quad 2-(3)$$

となる。

式 2-(2) と式 2-(3) から

$$\Delta I^x - \Delta I^y = 2(\Delta I_1^x - \Delta I_2^y) - 2(\Delta I_1^x - \Delta I_2^y) \quad 2-(4)$$

今までの説明から、観測装置が 0° 方向に移動する場合は A'B が光路差となり、 90° 方向に移動する場合は A'B が光路差となり、はついてほぼ同じ量だけ変化する。

すなわちプラスマイナスで 2 倍の干渉縞の移動が見込まれた。

以上より、もし仮想光源による等傾角干渉という考え方が正しければこの装置の原理は間違いないように思われる。

2-5 数式による説明

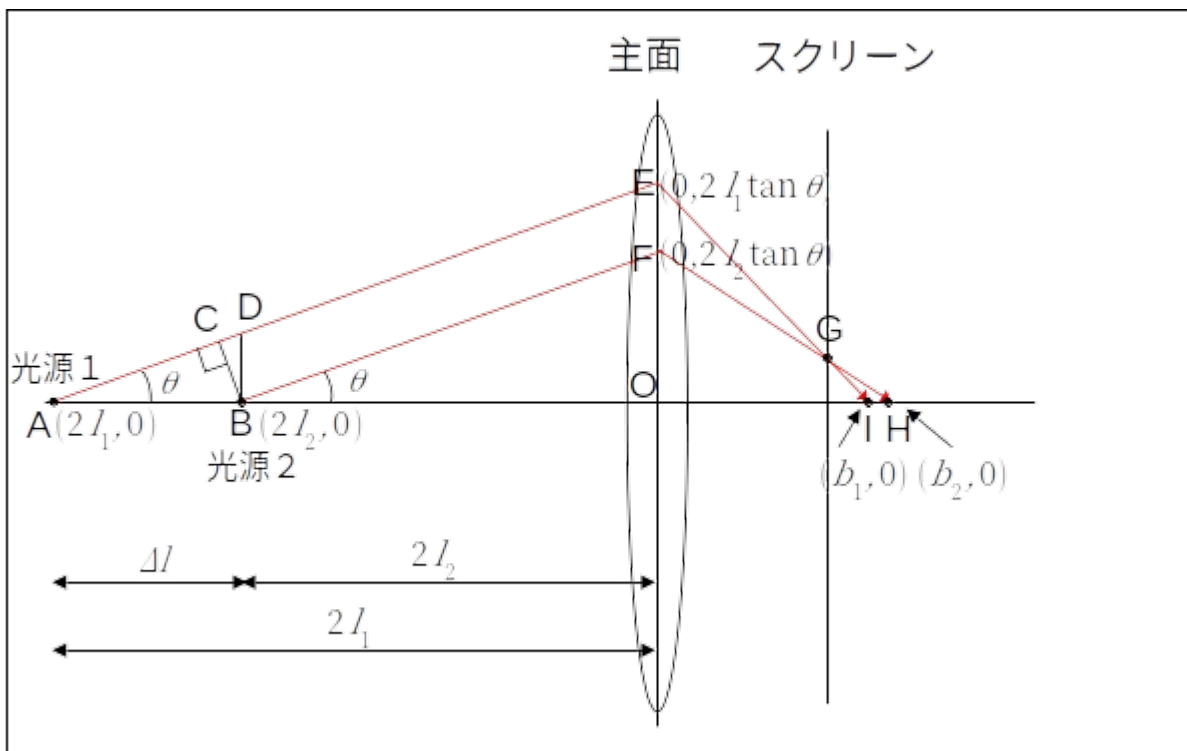
いままで主にイメージでこの実験を詳しく説明してきたが、ここで数式を使用して考察する。

レンズの公式というものがある。

これは $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$ として知られている。(f は定数)

2 本の光線にこの公式を適用すると下記の図のようになる。

図 2-7



レンズの光軸を y 軸、中心軸を x 軸、その交点 O を原点とする。

[目次に戻る](#)

図6において光源1、光源2が一定ならば光源1の収束点I、光源2の収束点Hも一定となり、点Gの位置は角度 θ の関数となる。

Gの座標を数式で求めて見よう。これは直線EIとFHの交点として求められる。

Gは直線EHとFIの交点である。

直線EHの方程式は

$$y = \frac{-2l_1 \tan \theta}{b_1} x + 2l_1 \tan \theta \quad 2-(5)$$

直線FIの方程式は

$$y = \frac{-2l_2 \tan \theta}{b_2} x + 2l_2 \tan \theta \quad 2-(6)$$

となるのでGの座標は

$$x = \frac{b_1 b_2 (2l_1 - 2l_2)}{2l_1 b_2 - 2l_2 b_1}, \quad y = \frac{4l_1 l_2 (b_1 - b_2)}{2l_2 b_1 - 2l_1 b_2} \tan \theta \quad \text{となる。} \quad 2-(7)$$

ただし

$$b_1 = \frac{2fl_1}{2l_1 - f}, \quad b_2 = \frac{2fl_2}{2l_2 - f}$$

であるから

$$x = f, \quad y = f \tan \theta$$

となる。

xはfで定数であるからその位置にスクリーンを置くと、その上にすべての点

($x = f, y = f \tan \theta$)が存在することになる。

またそれらの点の内ACが波長 λ の倍数でもっとも明るくなり半波長の倍数でもっとも暗くなる。前図4-2、4-3では複数のレンズを光線の進行方向に垂直に設定していたが1つのレンズとスクリーンで干渉環が見えることになる。このスクリーンが完全な平面である必要はない。曲面であれば干渉縞の位置が変わるだけである。

なぜ平面で光線が収束するかを数式まで持ち出し検証したかという、干渉縞の移動は同一平面上で連続的に観測できることが前提であるからだ。もし2本の光線の交点が観測面から外れると観測上の連続性がなくなる。

以上で等傾角干渉の分析を終え、次にこのシステムの問題点を述べる。

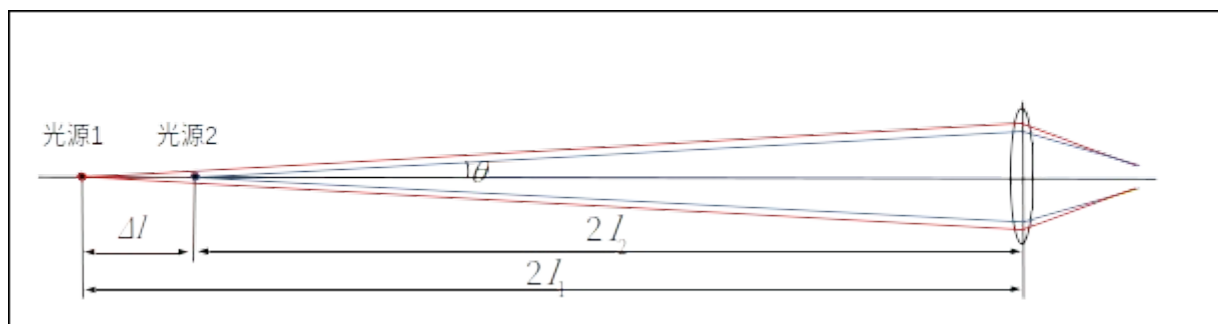
第3章 等傾角干渉の問題点

3-1 凸レンズの視野に干渉縞が収まるのか

前章から分かるように、等傾角干渉では干渉縞は Δl と $\cos \theta$ の関数であった。

$\cos \theta$ の値は θ の値が小さい場合は変化量が少ない。光の波長は短いとはいえ、B.Sで集約された光の進行方向から観測できるようになるには、 Δl をある程度長くしなければならない。そうでないと観測視野（レンズの口径内）に収まらなくなる。実際に使用された望遠顕微鏡のレンズの口径は不明なので常識的な範囲で推定して、どれくらいの距離が必要であるかを計算してみよう。 $\Delta l = n\lambda$ とした場合観測方向の真正面以外で、正面方向に一番近く干渉環のもっとも明るい部分は $n\lambda \cos \theta = (n-1)\lambda$ を満足する θ で発生する。ここではレンズの直径を3cmと仮定する。 l_1 は最初の実験でのアームの長さは1.2mとされているので2.4mと想定する。

図 3-1



上図においてレンズの半径を0.015mとすると $\tan \theta < \frac{0.015}{2.4}$ となる θ でないと干渉縞の内もっとも中心軸に近い縞はレンズの口径内に収まらない。

上記の式から $\tan \theta = \frac{0.015}{2.4}$ を満足する θ は $0^\circ 21' 29''$ となる。

この角度では $\cos \theta = 0.9999804735$ となる。 Δl が波長の整数倍なら 0° 方向でもっとも明るくなる。さらに $\frac{n-1}{n}$ が 0.9999804735 に近くなる整数 n で、レンズの縁ぎりぎりで干渉縞が1つだけできることになる。上記の値に近い整数 n は 51212 となる。この値では $\cos \theta = 0.9999804733$ となる。この実験での光線の波長は $\lambda = 6 \times 10^{-7} \text{m}$ であるから、

$n\lambda = 3.07 \times 10^{-2} \text{m}$ すなわち約 3cm でなければレンズの口径内に収まらない。この実験ではかなり Δl を 0 に近づけないと干渉が見えなかったことと矛盾する。さらにこの程度の間隔では明暗がはっきりしないので観測は不可能である。なぜなら $\cos \theta$ は θ が 0° に近づくほどその変化は僅かになり、明暗の差ははっきりしなくなるからである。そうすると、さらに Δl の値を大きくし、見える干渉環の数を増やす必要がある。

アームの長さの差は数 $10\mu\text{m}$ にすぎなかったと書かれた文献を見た記憶がある。(文献名は不明。) いずれにせよ観測視野の中に数十から数百個以上の干渉環が存在しなければ観測はできないであろう。教科書に掲載されているシステムでは干渉縞の発生は説明できないのである。

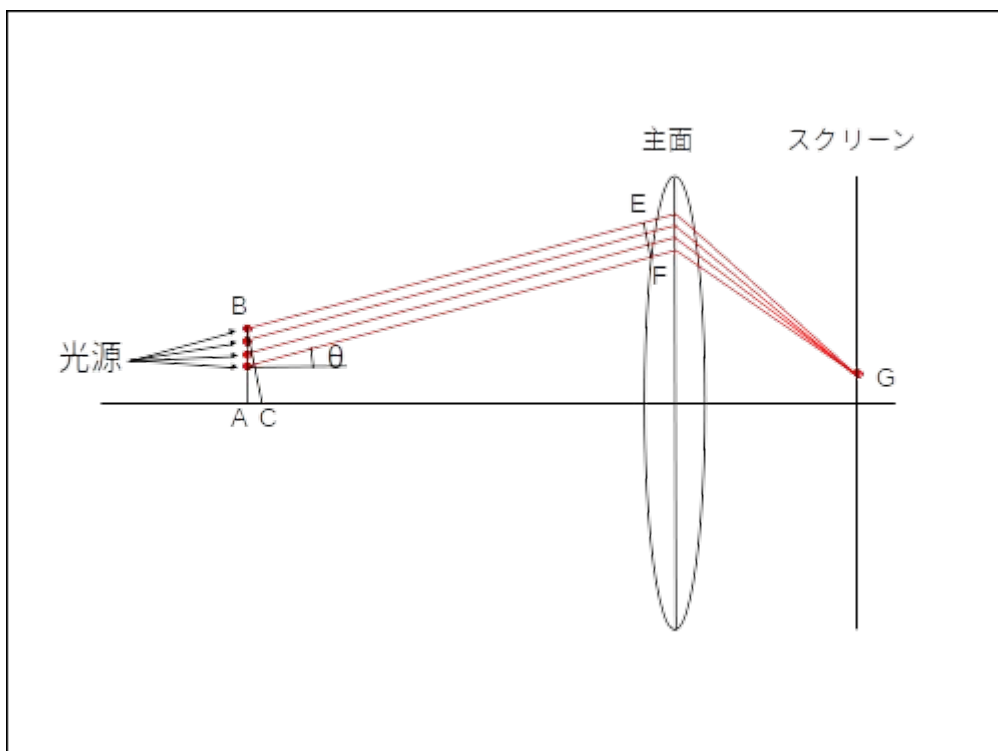
[目次に戻る](#)

3-2 考えられる他の等傾角干渉

(1) 大きさを持った光源

教科書の等傾角干渉の説明では光源は点であったが現実には大きさを持った光源であろう。そこで下記のようなモデルを考えた。

図 3-2



光線は無数にある光源（電子）から放射されるが放射状に拡がるのでそれぞれの光源から同方向への向かう光線が各1本ずつ存在する。しかしこの場合、無数にある光源の位相はばらばらであるから、はたして焦点面ではっきりした縞を形成するか疑問である。

（それぞれの光線が完全に同位相であればG点で単一の位相となる可能性はあるが。）

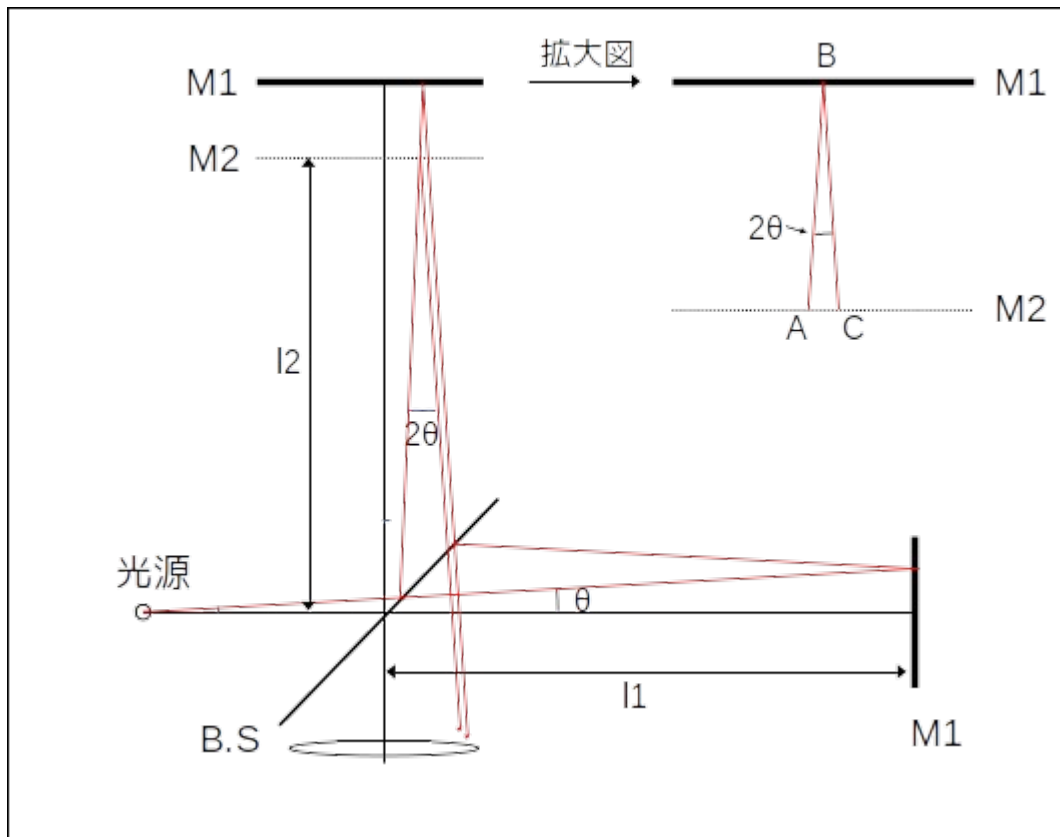
ここでこの装置の原理での大きな1つの疑問を示す。

実際の光源は1つだけである。したがって $\Delta l \cos \theta$ で示される光路差は発生しない。したがって仮想光源を使わない実態に近いモデルを考えなければならない。

[目次に戻る](#)

(2) 仮想光源を考えない場合

図 3-3



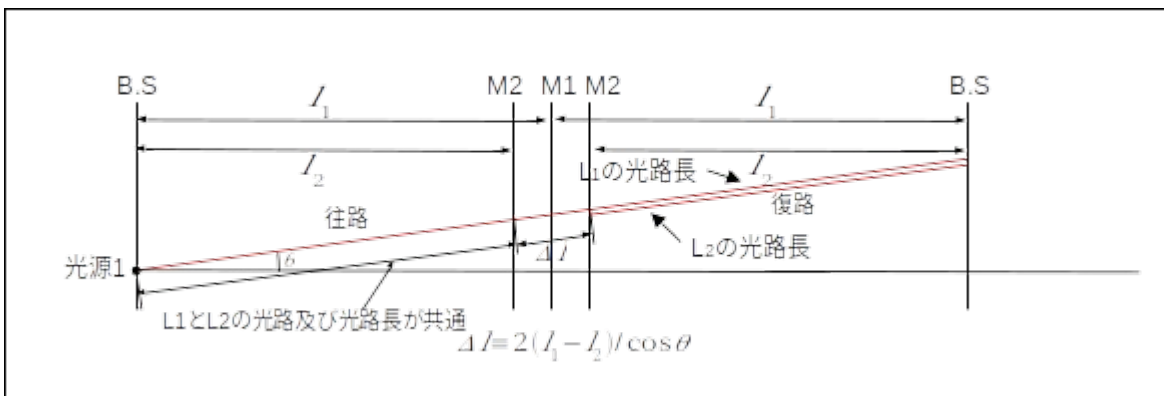
光線方向により光路差が生じ、その差は

$$\Delta l_{\theta} = 2(l_1 - l_2) / \cos \theta \quad : \Delta l_{\theta} \text{ は角度 } \theta \text{ における往復での光路差} \quad 3-(1)$$

この値が波長の倍数でもっとも明るくなる。この場合光源が1つでも2本の光線の経路に差が出ることになる。

これを図8と同様なモデルで図示すると下記のようなになる。

図 3-4



[目次に戻る](#)

最初に B.S で分割された 2 本の光線の軸は完全に一致するが M1、M2 で反射したそれぞれの光線は平行な状態でわずかにずれて B.S に再び戻る。なおこの平行状態による位相差は極めて小さいので無視できる。等傾角干渉の式と違うのは $\cos \theta$ が分母に存在する点である。

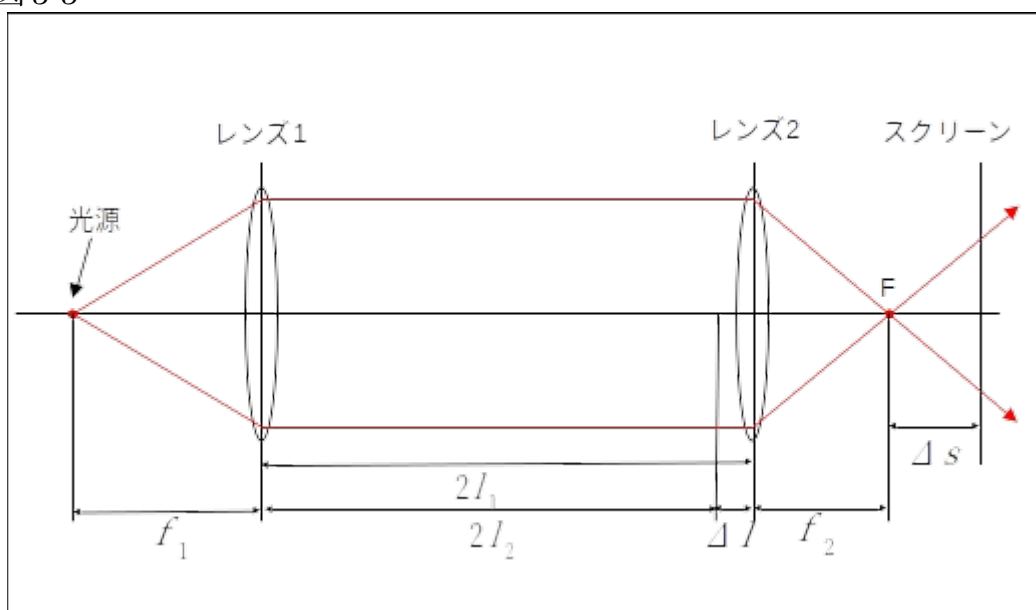
図 8 のような仮想光源による光路差は存在せず、単一の光源でも光路差は存在する。しかし光源は 1 つなので等傾角による干渉は存在しない。

以上より詳細に等傾角干渉を検討し観測が難しいことを説明した。

次に光源が 1 つであるのになぜ干渉縞が視野内で観測できるかを次項で確認する。

3-3 なぜ干渉縞が見えるのか

図 3-5



光源をレンズ 1 の焦点に置くとレンズ 1 を通過した光線は平行光線となり。レンズ 2 の焦点 F に収束する。この点が新たな光源となる。

この点に近い位置 (f_2 より短い距離) にスクリーンを配置すると、F から拡がる光線はすべてレンズ 1、2 を通過した光線を含むことになる。

例えばレンズ 2 の口径 (視野範囲) を半径 0.015m 、 $\Delta s = 0.015\text{m}$ (すなわち焦点距離) とすると $\theta = 45^\circ$ となるので十分観測可能となる。

またレンズ 2 に入射した 2 本の光線の波面の位相がスクリーンで一致するとその点はずっとも明るくなる。

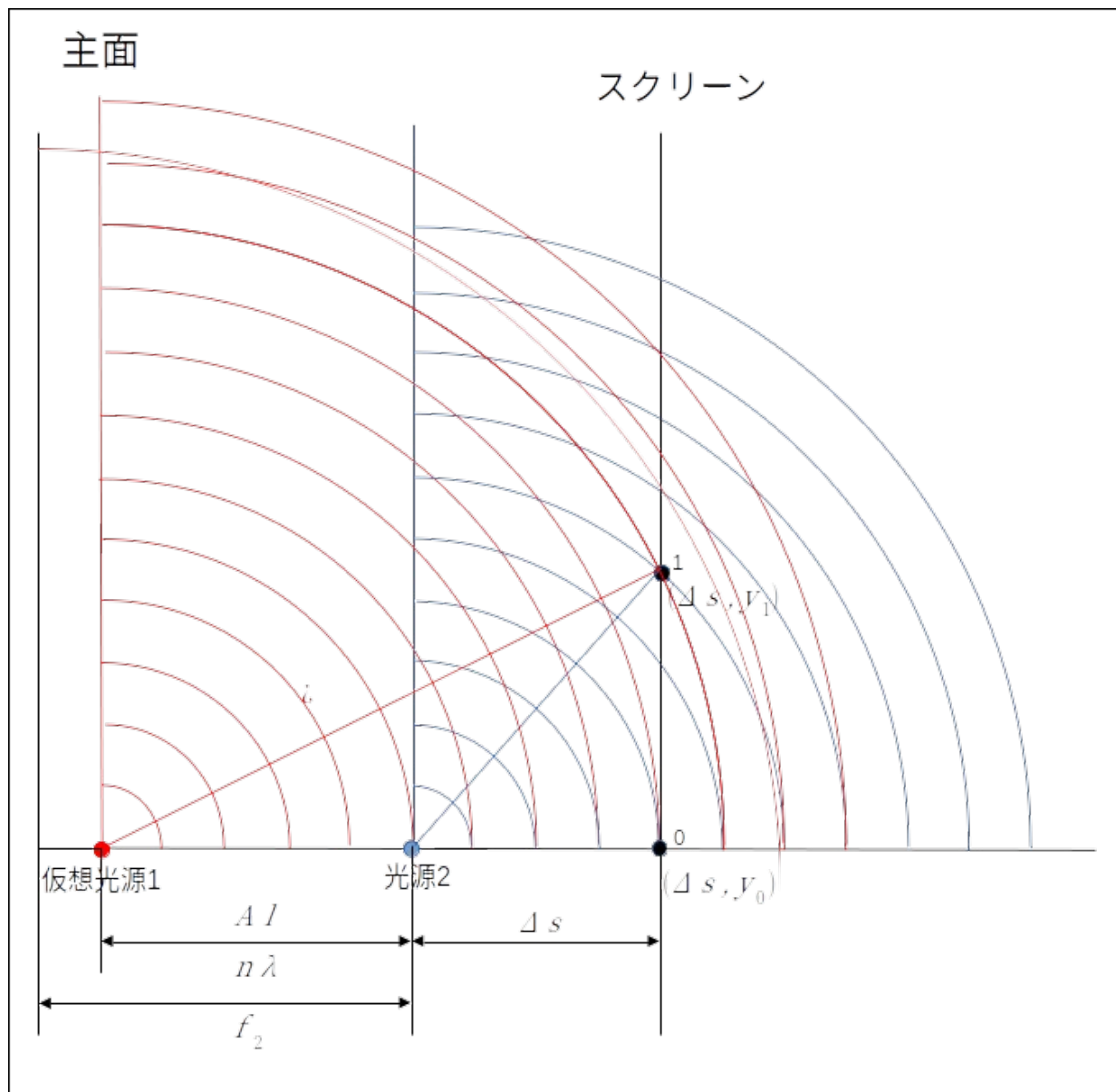
位相がスクリーンで一致するとは、遠い方の鏡で反射した光線の位相の波面と、近い方の鏡で反射した同じ波面が一致するのではなく、遠い方の鏡で反射した光線の内先に進んでいる波面と近い側の波面が位相と一致するということである。これは光源に距離があるのではなく光の経路に差があるのでちょうど 2 つの光源がある場合と一致するということになる。さらに光の経路に差があるとは波面の曲率がちがうということになるだけで、

[目次に戻る](#)

光源が2つの光源に分離されるわけではない。そして波面の曲率がちがうということは干渉の原因となる。

図示するとつぎのようになる。

図3-6



上図では仮想光源を記入しているがこれは波面を描くのに必要な点であり、あくまで光源2だけが実在する光源である。図では $(\Delta s, y_0)$ 、 $(\Delta s, y_1)$ がもっとも明るくなる点である。 Δl が小さな値でも Δs の調整でスクリーン上に干渉縞が見えることになる。

$$\sqrt{(\Delta l + \Delta s)^2 + y_m^2} - \sqrt{(\Delta s)^2 + y_m^2} = m \lambda \quad 3-(1)$$

ただし $\Delta l = n\lambda + \Delta\lambda$: $\Delta\lambda$ は1波長内のずれを示す。

$m : n, n-1, n-2, \dots, n-n$

n : 整数の定数

[目次に戻る](#)

黒丸1はもっとも明るい点、すなわちスクリーン上で2つの波面が同位相で重なる点であり、当然その部分が中心軸にもっとも近い干渉環となる。

図では Δs は1波長の整数倍で示しているが、整数倍でなくてもよい。ただしスクリーンの位置を示す値であるから一定である。

Δl 、 Δs とも波長の整数倍でなくてもよい。図では分かりやすいように整数倍で示している。

Δl の値をアームの調整により n の倍数にすると第1象限（光源2を原点する xy 座標）において、 y_m は0から n までの整数個に応じて一義的に n 個の干渉縞が発生する。

具体的な値で説明しよう。

上図では $\lambda=1$ とすると $\Delta l=5$ 、 $\Delta s=4$ 、とすると $n=5$ となる。

(簡略化のため単位は省略している。)

その場合 m は5から0まで存在する。黒丸1が1番目の干渉環となる。黒丸0は環ではなく点になるが、この周辺は明るさの変化が小さいので確認はできない。

$$m=5 \Rightarrow y_0=0$$

$$m=4 \Rightarrow y_1=4.638$$

$$m=3 \Rightarrow y_2=8.433$$

$$m=2 \Rightarrow y_3=14.716$$

$$m=1 \Rightarrow y_4=31.749$$

このような y 座標に縞が現れる。

なお光源がレンズ1の焦点より少しずれるとレンズ2に向かう光線は平行光線ではなくなり、レンズ2の焦点も Δl の存在により2個発生する。すなわち光源が2個存在することになるが、その位置のずれはわずかであり、 y_m の値の変化もわずかである。

なぜならレンズの公式 $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$ の a の値は無限大に近い中で $a + \Delta l$ に変化しても

b の変化は微小となるからである。

第4章 干渉縞の移動が観測できない理由

観測装置がx軸またはy軸方向に移動すると第1章で説明したとおり光路の距離に差が生じる。元の実験では等傾角干渉の原理により干渉縞が移動するはずであったが実験では移動は観測されなかった。

第2章ではこの実験に等傾角干渉の原理を適用することを否定した。

その否定とは仮想光源による幾何学的計算の否定であった。

あくまで光源は1個であり、現実には光が通る経路の距離差による球面半径の差が干渉縞発生の原因であった。さらにレンズ2による光線の収束点が第2の光源となり、干渉縞が観測視野に収まることが可能であることを示した。

その結果干渉縞の移動が観測できないことも説明できることが判明した。

以下その理由を説明する。

すでに述べたとおり観測装置の移動により2本に分離された光線がスクリーンに到着するまでに題3章で述べた光路の距離差以外にこの装置のx軸、y軸方向への移動により位相差が生ずる。その差 Δs は

$$\Delta s = 2c (l_1 + l_2) \left(\frac{c}{c^2 - v^2} - \frac{1}{\sqrt{c^2 - v^2}} \right) \text{ であり、この値だけ縞が移動することが予想さ}$$

れた。x軸方向に移動した場合とy軸方向に移動した場合の縞の移動量は同じであるから静止時の場合から逆方向に移動するのでちょうど2倍（波長 λ の 4/100 ）の移動量が見込まれた。

しかしこの式が成り立つのはあくまで等傾角干渉の場合であり、第2章で述べたように光源が1つの場合はこの考え方は使えない。

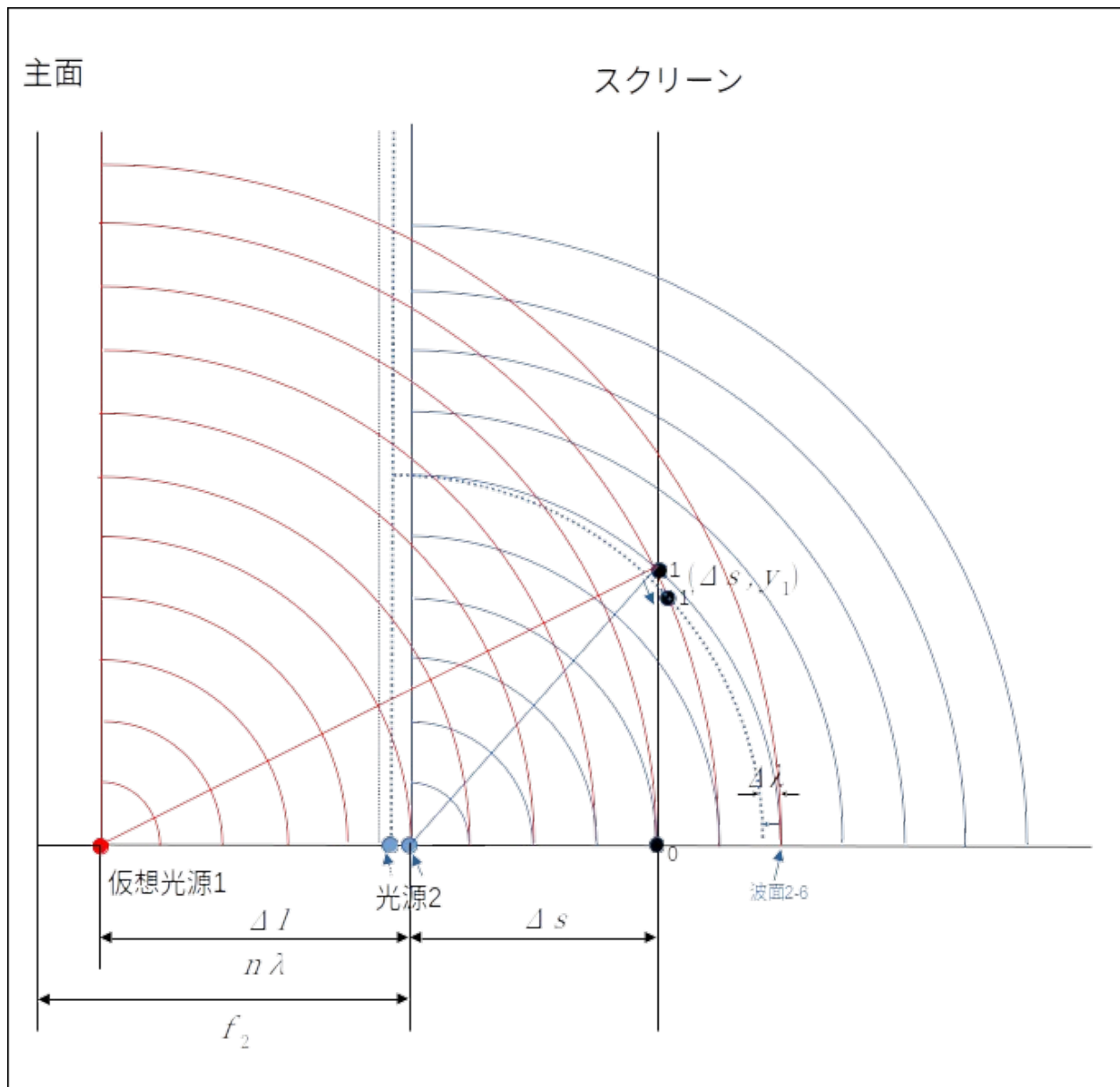
[目次に戻る](#)

The diagram illustrates wave interference from two sources. On the left, a vertical dashed line represents the '主面' (Main Plane). Two sources are located on this plane: '光源2' (Source 2) at the origin and '仮想光源1' (Virtual Source 1) at a distance Δl to the left. The distance between them is $n\lambda$. A distance f_2 is marked from the origin to a vertical solid line. To the right of this solid line is another vertical solid line labeled 'スクリーン' (Screen). The distance between the solid lines is Δs . Red curved lines represent wavefronts from the virtual source, and blue curved lines represent wavefronts from Source 2. A point '1' is marked on the screen at a height V_1 from the central axis. The path difference between the two waves at point 1 is labeled Δs . A red arrow points to a specific wavefront labeled '波面1-10'.

これを明るさでイメージすると $\Delta\lambda$ の変化によりもっとも明るい点はスクリーンからはずれる。 $\Delta\lambda$ が0から λ まですると黒丸1は徐々に暗くなり、同時に別の部分が明るくなる。

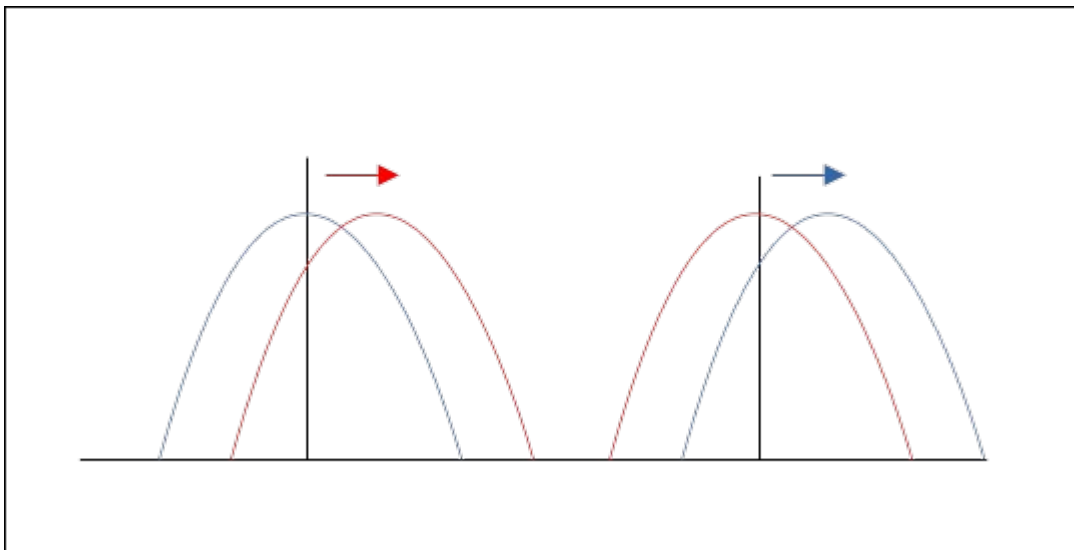
21

図 4-2



光源 2 が移動した場合も同様に黒丸 1 はスクリーンからはずれず、次に黒丸がスクリーン上からずれるとはどういうことかを説明する。

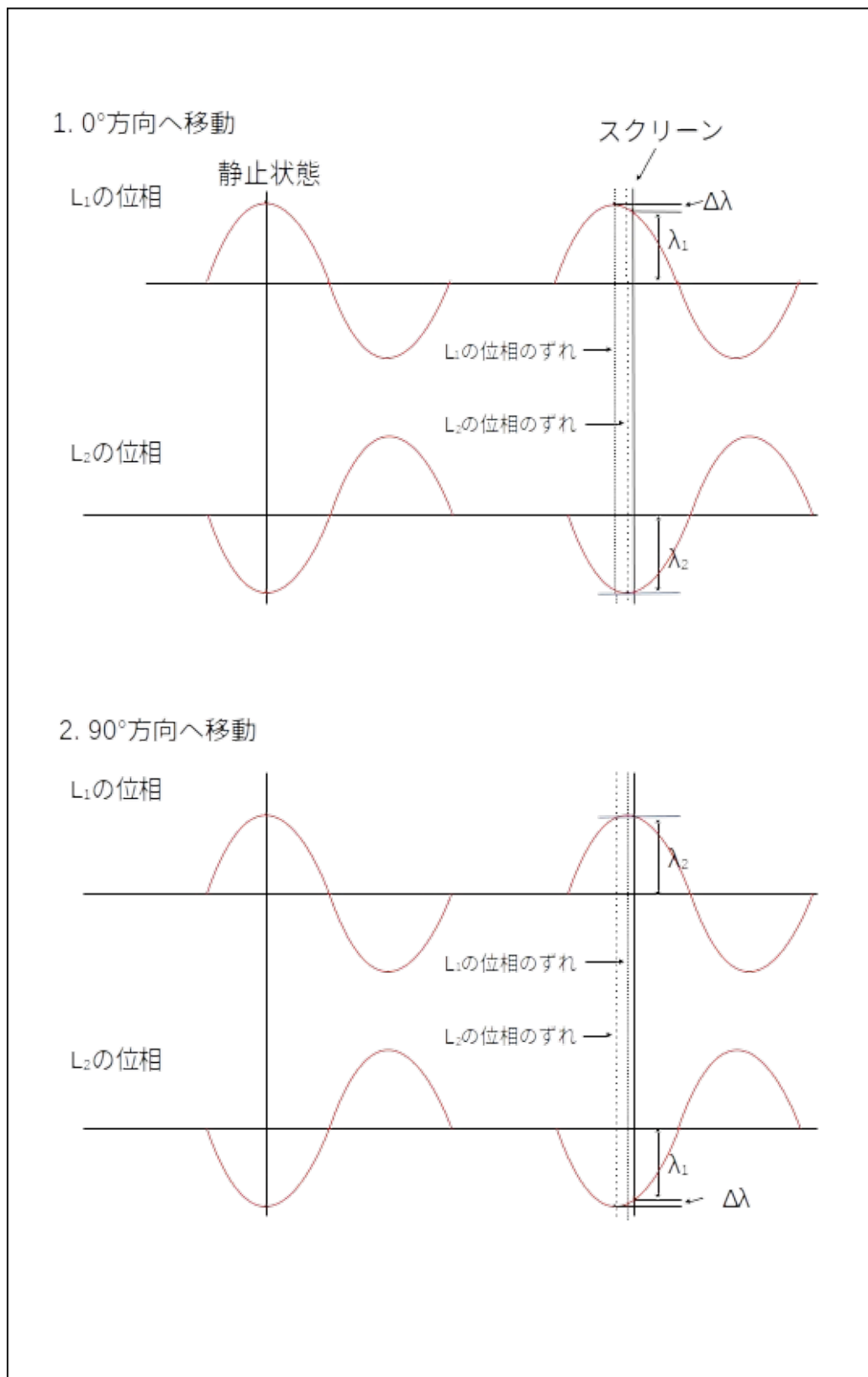
図 4-3



2本の光線が重なる場合、図16のように一方の光線の位相のずれた場合ももっとも明るかった部分は暗くなる。これはどちらの光線がずれてもその明るさは変わらない。

実際の観測装置では下記のような位相のずれ方になる。やはり明るさは変わらない。

図 4-4



[目次に戻る](#)

等傾角干渉ではもっとも明るい点が暗くなってもスクリーン上の別の点がもっとも明るくなる。その動きは2本の平行な光線の傾きに依じて連続に変化する。すなわちスクリーン上を移動するように観測できるはずであったが、実際にはその干渉縞はスクリーン上からはずれる。

元々干渉縞が観測されたスクリーン上の一点では干渉縞は明るさが変わるだけとなる。この実験では 0° 方向へ装置の進行によりそれぞれの光線の位相は違った量でずれる。 90° 方向に進行方向がかわった場合、位相のずれの量は逆転するのでその一点での光線の明るさは変わらないことになる。見かけ上は判別できないのである。

[目次に戻る](#)

第5章 光が光源の進行方向に曲がるとは

(動く反射鏡に対しホイヘンスの原理を適用)

この実験についていろいろ調べていたら他にもおかしな点が見つかった。
決定的な問題ではないが整理しておく。

5-1 光が曲がることの意味

光が曲がるということについて、ア.の相対性理論についての批判書や擁護論の中で混乱が見られた。1つは「光も物体のように進行方向に曲がるというもの」で、もう1つは「光は向けられた方向に真っ直ぐ飛んでいく。」というものであった。

筆者が読んだ本の内、光が曲がるという事に関して詳しく書かれているものが一冊あったので紹介しておく。

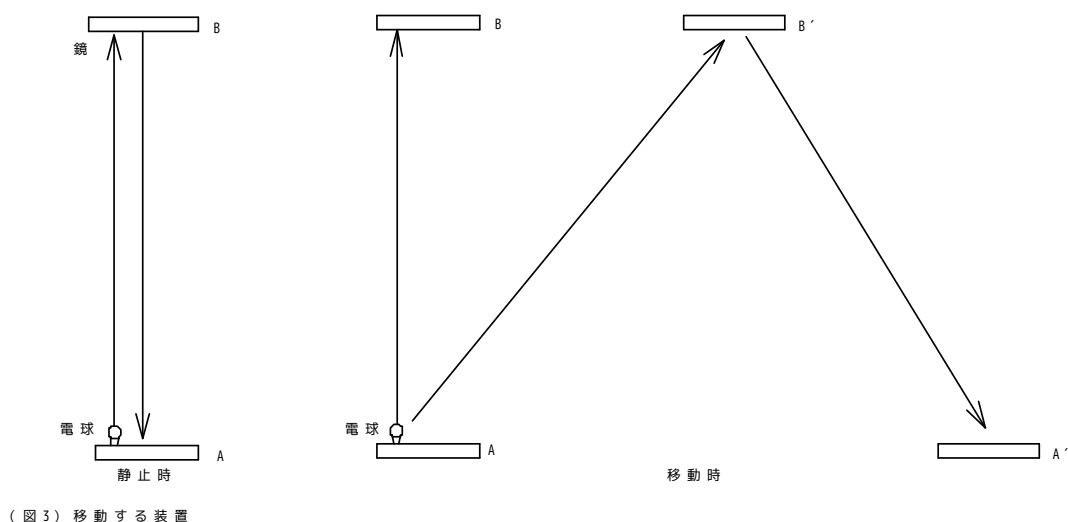
参考文献：：「相対論の正しい間違い方」 パリティ編集委員会編 (大槻義彦責任編集) 松田卓也、木下篤哉 著 丸善(株)

「【正しい間違い5-3】 61p

地球が動いていることにより星の位置が実際より前方に傾いて観測されるという光行差現象があるのだから、マイケルソン、モーレーの実験においても、あらかじめ前方に傾けて光を放つように光源を調整しなければならない。

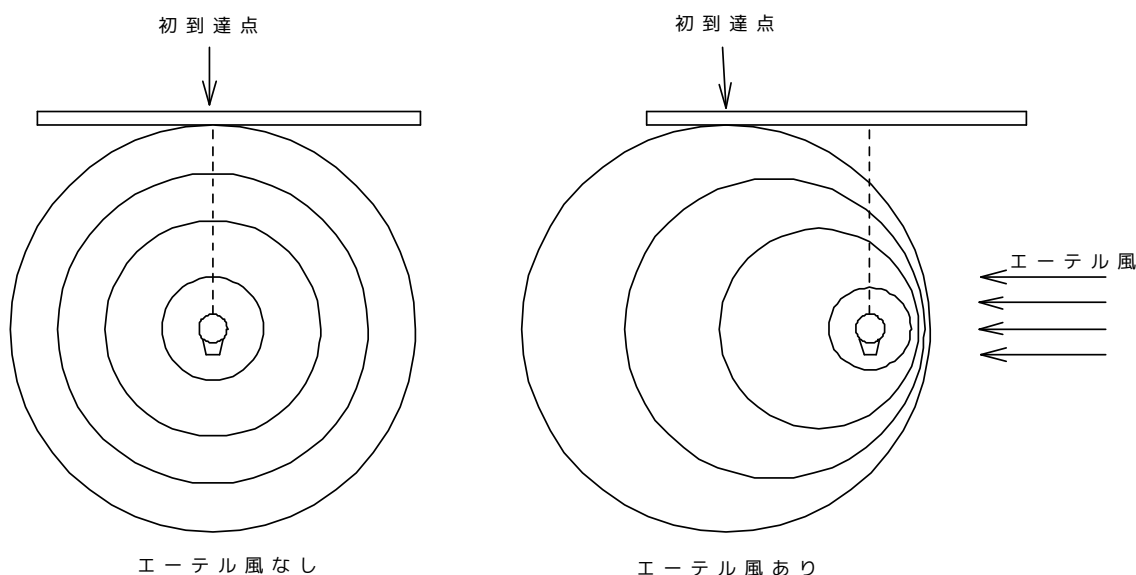
この問題は基本的に相対論とはまったく無関係な光学の問題である。・・・

問題の主旨は〈図3〉を見ていただければよくわかると思う。・・・



・・・言い方を変えれば、静止時にBに届くように調整したままだったならば、移動時にやはりBへ進むからB'の鏡で反射されないはずで、それでもB'で反射されるのであれば、それはBへ行った光とはまったく別の光である・・・という主張である。・・・まずエーテル仮説の立場、つまり光はエーテル上を伝わるとして考えてみよう。

[目次に戻る](#)



(図4) エーテル風に流される光

電球がエーテルに対して静止している場合と移動している場合を考える。静止している場合、その”波紋”は同心円上に広がるが、移動している場合はかたよりが生じる。そのため、光がまずどこに到着するかを考えれば、その位置は微妙に変化するはずである。〈図4〉ただし、初期到着地点が変わるだけでありから、同心円上に広がる光が真上に届かないということではない。到着時間は変化するが、いずれ到着するはずであり、真上に行く光の速度が $\sqrt{c^2 - v^2}$ だということになる。……さて、問題なのは電球の発する光に指向性がある、真上にしか光が出ないようになっている場合である。指向性のある光源をつくるもっとも簡単な方法は、電球を黒い筒で覆ってしまうことだろう。

原理は望遠鏡のちょうど反対であるから、接眼レンズからの光が平行に出て行くことになる。このとき、エーテル風の有無で筒の角度を調整すべきと考えがちだが、その必要はまったくない。エーテル風で風下に流された光は〈図5〉のA方向に行くことになるが、途中で筒の側面に衝突して外には出て行かない。筒の内側を黒く塗っておけば、壁に当たった光は吸収されるからである。結局、B方向にいく光のみが出て行くことになる。……

次に、この筒が移動していると考えた観測者からみて、筒から出た光が、ちゃんとななめ上方へ飛んでいくように観測されるからであるが、これも問題はない。筒が横に移動しているのだから、筒の曲面に光がぶつからずに外に出て行く光は、筒の速度にあわせて初めからななめに移動している光のみである。

それ以外の光は筒から出られない。

この単純な論理は、光源がレーザーやメーザーのようなものでも当てはまる。……

原理は望遠鏡のちょうど反対であるから、接眼レンズからの光が平行に出て行くことになる。」

「しかし、現実には筒が無くても、光はちゃんとななめ前方に向くのだということもしめしておこう。光がエーテルの波であるとするならば、その光の”波紋の広がり方”は光源の運動には無関係なはずである。たとえば、水面に小石を投げたとき、真上からドボンと落としても水面上を石がピョンピョンと跳ねるように、水面に対して横から速い速度で投げ入れたとしても水面に生じる波紋は同じである。筒があったならば、光は側面にぶつかるのが正しいと主張する人にはこのイメージがあるのだろう。光の放出方向は光源の運動には依存せず同じであるという主張だ。しかし、この主張が間違いであることも実際に実験で確かめられている。荷電粒子を加速したり

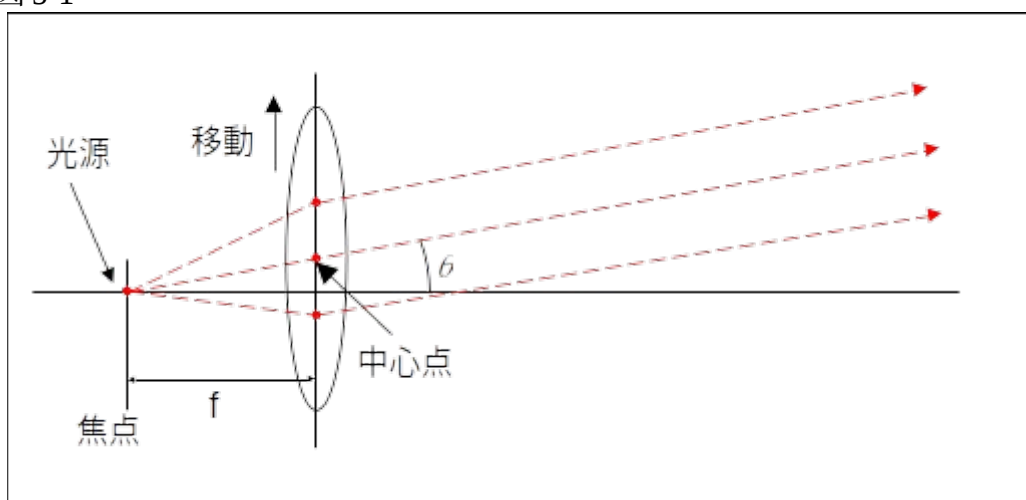
[目次に戻る](#)

減速したりすると、粒子から光がでてくることがわかっている。……さて、電子をどんどん加速して、光源に比べて無視できないくらい速くしよう。そのときの光の放射方向を観測するのである。もちろん電子に”筒”をかぶせるわけにはいかない。光がエーテルの波ならば、電子の速度に関係なく光が放射されるはずだ。しかし実際には光は電子の速度に依存し、速度が速くなればなるほど、電子の進路方向にかたよって放射されるのである。すなわち、ほっておいても光は光源の速度に依存して勝手に前に向きののである。

この光は円形の加速器シンクロトンで観測されたので、”シンクロトン光”という名がついている。……………」

「原理は望遠鏡のちょうど反対であるから、接眼レンズからの光が平行に出て行くことになる。このとき、エーテル風の有無で筒の角度を調整すべきと考えがちだが、その必要はまったくない。現実には筒が無くても、光はちゃんとななめ前方に向くのだ。この光は円形の加速器シンクロトンで観測されたので、”シンクロトン光”という名がついている。……………」

図 5-1



ここで論ぜられているのは①黒い筒、②望遠鏡の反対、③シンクロトン光の3点である。この内①黒い筒は例え話で後半で破棄されている。

②望遠鏡の反対は図 18 から理解できる。

光線は、 $\tan \theta = \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}}$ となる角度で平行光線として進む。

装置が静止している場合は光源から出た放射状に拡がる光線の内、中心軸方向の光線はコリメーターの凸レンズの中心点を通る。0°方向に装置が移動するとこの光線が到着する前に凸レンズの中心点が移動してしまうので、凸レンズの中心点を通るのは放射状に拡がる光線の内別の光線ということになる。その結果凸レンズをでた光線は曲がった平行光線もしくはそれに近い光線となる。

この実験において進行方向に曲がるというのは、放射状に拡がる光線の内凸レンズの中心点を通る光線で平行光線全体の方向が規定されるということになる。これは「いや光が向けられた方向に真っ直ぐ飛んでいく。」という考え方に基づくことになる。そうすると

③シンクロトン光が進行方向に曲がるのならその光線をレンズを通すとどうなるのか。

[目次に戻る](#)

結局、接眼レンズの反対というメカニズムがあるだけで光が曲がるということを理解しておけば、この実験においては上記の問題は議論する必要はない。光が曲がる、曲がらないは別の舞台での論議となる。

5-2 反射する光が曲がることの意味

(動く反射鏡へのホイヘンスの原理の適用)

M.M 実験では B.S で反射された光も B.S の移動で曲がり方が変化している。
曲がる角度は

$$\tan \theta = \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad 4-(1)$$

とされている。

古典理論では反射に摘要される理論としては、ホイヘンスの原理がある。B.S に反射する光の曲がり具合については本来この原理を使うべきである。後でわかったのだが、マイケルソンもその論文でこの原理を使い、一般形（干渉計がエーテルに対して角度 α で移動する場合）の式を算出しているようだ。その結果反射鏡による元の光線とのずれが、地球自体の運動による影響を考慮しても実験に対する影響がわずかであることを説明しているようだ。

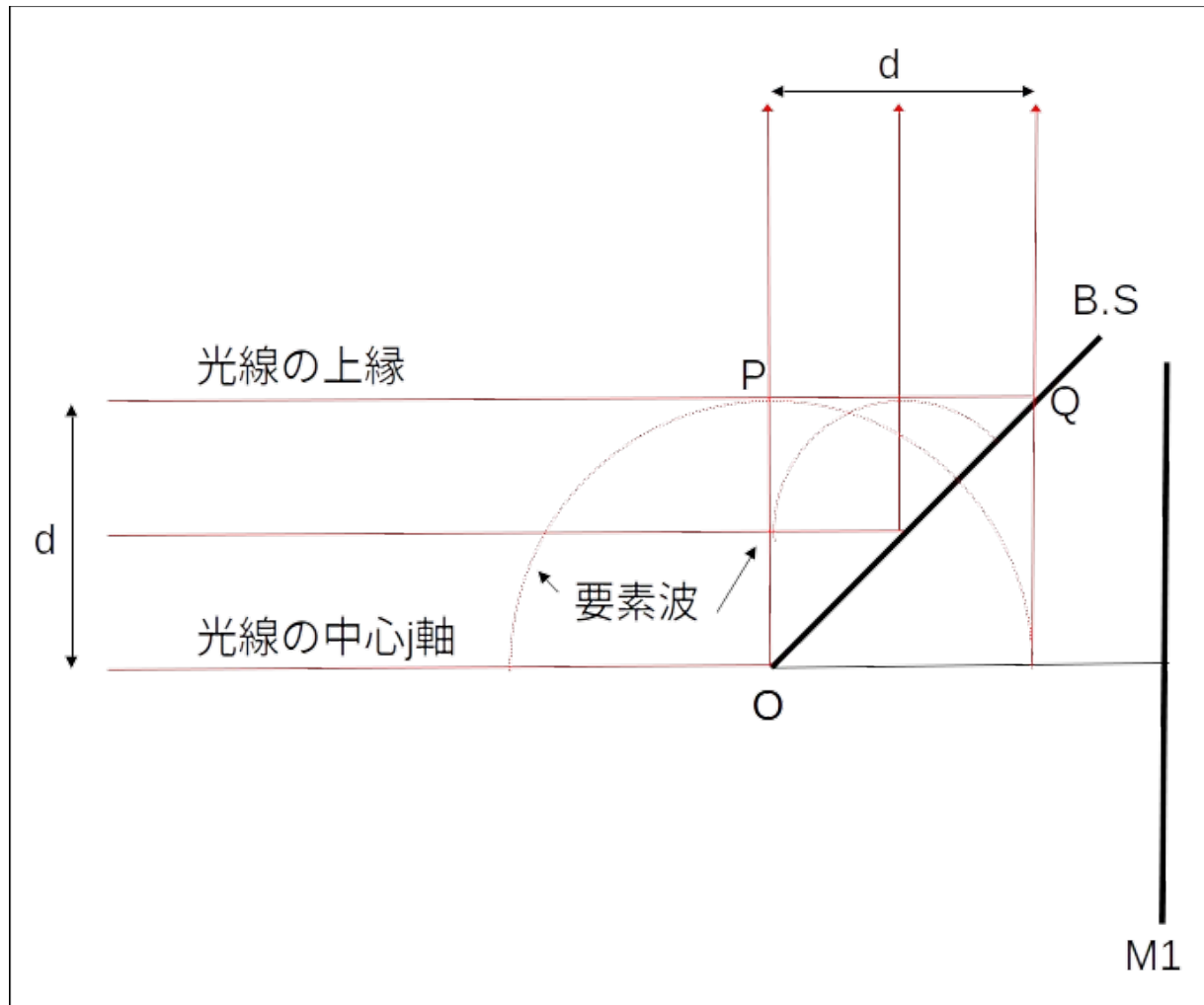
ここでは 0° と 90° の方向に干渉計が移動する場合について光線がどのような角度で曲がるかをこの原理により計算してみる。

[目次に戻る](#)

5-3 ホイヘンスの原理による計算

(1)干渉計が静止している場合

図 5-2

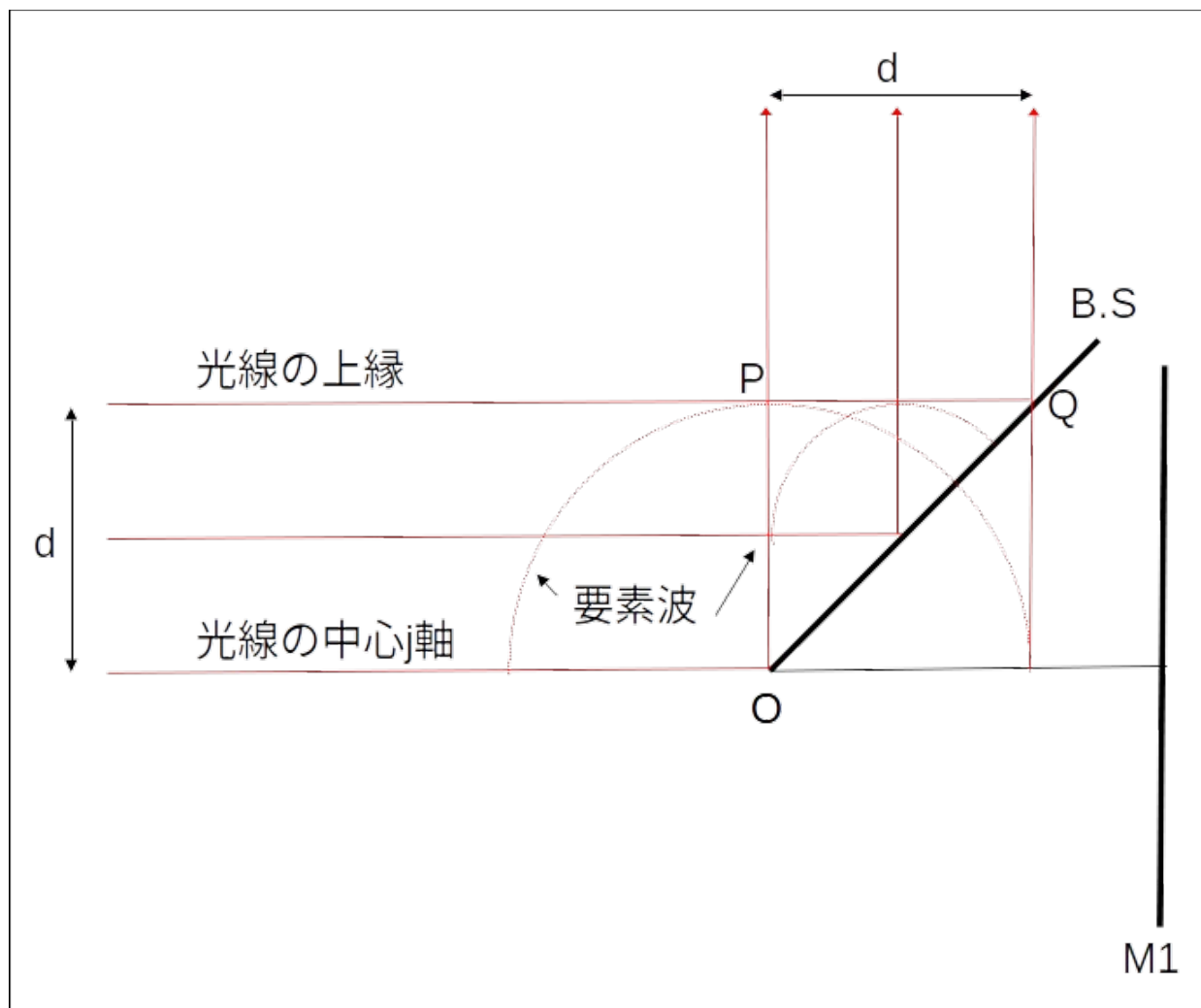


干渉計の速度が $v=0$ の場合は簡単である。光線の中心軸に該当する部分が B.S にあたる時間を $t=0$ とすると、その瞬間にホイヘンスの原理の要素波が速度 c で広がり、ちょうど光線の上縁に該当する部分（中心軸から d ）が B.S にあたる時間 $(t=\frac{d}{c})$ にはその要素波は半径 d まで広がる。その瞬間に上縁の光線による要素波が発生始めるが、瞬間であるから点と考えてよく、結局その点 Q と半径 d の円の接線が反射した光束の波面を形成し、点 O と円の接点を結ぶ線 OP が幅 d となる。もちろん幾何学的性質から入射した光線は直角に 90° 方向に反射する。また上縁に至るまでの光線もそれぞれのタイミングで要素波を発生させますが、すべて線形的に発生するので、平面波（要素波の包絡線が直線）となる。

[目次に戻る](#)

(2) 0°方向に干渉計が動く場合

図 5-3



0°向に向かう光のうち B.S で M2 方向に反射するものを考える。直径 $2d$ の平行光線とし、その中心軸部分が B.S に到達した時間を基準時間 0 秒とする。中心線部の光線が反射鏡に到達したその瞬間にその点から要素波が速度 c で球面上に広がる。その要素波が距離 d を経て光線の上縁に到達した段階で、もし B.S がエーテルに対して動いていなければ、上縁の部分の光線は d/c 秒後に B.S に到達する。その時間には中心軸で発生した要素波の波面は既に d の部分まで達しているから、反射波の面は $Q(ct, d)$ の点と要素波の接点 $P(x, y)$ を結んだ線（包絡線）となり、光の進行方向と直角になる。

B.S は速度 v で 0°方向に動いているなら、中心軸の光線が B.S で反射し光線の上縁の距離まで達した時点では上縁の光線は B.S にはまだ到達せず、やや遅れて到達することになる。中心軸の光線が B.S に達した時点をもとにして、 t 秒後に上縁の光線が反射鏡に到達したとすると、

$$t = \frac{d}{c - v} \quad 4-(2)$$

の関係が導き出される。

[目次に戻る](#)

さらにその時間には中心軸光線による要素波は半径 ct の円状に広がっている。

従って上記の式より

$$ct = \frac{cd}{c-v} \quad 4-(3)$$

となる。

この光線は平面波と仮定しているの、中心線から上縁までのどの距離でも、言い換えると d がどの様に変化しても t と d は線形の関係にある。

従って上縁の光線が反射鏡に達した点 (ct, d) 及びその点を通り半径 ct の円に接する点 (x, y) を結ぶ直線が反射波の波面と考えることができる。

ここでこの (x, y) を求めると波面の傾きが算出できる。これがはたして進行方向に

$$\tan \theta = \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}} \text{ となるだろうか。}$$

反射前と反射後の光線での絶対条件は、

- 1 反射前と反射後の光線の幅は変わらない。
- 2 反射後の波面と進行方向は直角である。

となる。

これを式で表すと

$$x^2 + y^2 = ct^2 \quad 4-(4)$$

$$(x - ct)^2 + (y - d)^2 = d^2 \quad 4-(5)$$

6-(3), (4) より

$$2c^2t^2 - 2xct - 2yd = 0 \quad 4-(6)$$

ここで 6- (1) を代入すると

$$\frac{(cd)^2}{(c-v)^2} - \frac{cd}{(c-v)} x - dy = 0 \quad 4-(7)$$

ここで

$$\beta = \frac{c}{c-v} \quad 4-(8)$$

と置き換えると上記の式は

$$\beta^2 d^2 - \beta dx - dy = 0 \quad 4-(9)$$

すなわち

$$x = \beta d - \frac{y}{\beta} \quad 4-(10)$$

の関係となる。

この x を 6-2) 式に代入すると

[目次に戻る](#)

$$\left(\beta d - \frac{y}{\beta}\right)^2 + y^2 = \beta^2 d^2 \quad 4-(11)$$

$$\left(1 + \frac{1}{\beta^2}\right) y^2 - 2 dy = 0 \quad 4-(12)$$

ここで $y = 0$ でないのは明らかであるから

$$y = \frac{2d\beta^2}{1+\beta^2} \quad 4-(13)$$

となります。

さらにこれより

$$x = \beta d - \frac{y}{\beta} = \beta d - \frac{2d\beta^2}{\beta(1+\beta^2)} = \frac{d\beta(\beta^2-1)}{1+\beta^2} \quad 4-(14)$$

が算出されます。

ここで反射光の傾きは $\frac{y}{x}$ であるから

$$\frac{y}{x} = \frac{2d\beta^2}{d\beta(\beta^2-1)} = \frac{2\beta}{(\beta^2-1)} \quad 4-(15)$$

となり、これを c 、 v の関係に戻すと

$$\frac{y}{x} = \frac{2c}{c-v} / \left(\frac{c}{c-v} - 1\right) = \frac{2c(c-v)}{v(2c-v)} \quad 4-(16)$$

要約すると

$$\frac{x}{y} = \tan \theta = \frac{v(2c-v)}{2c(c-v)} \quad 4-(17)$$

が算出された。つまり、M.M 実験で式の前提とされていた条件、光が進行方向に

$\tan \theta = \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}}$ の角度で曲がるとした式と一致しない。

ここで $v=30 \text{ km/s}$ と $v=200 \text{ km/s}$ の場合に実際の数値がどうなるかを計算してみよう。今はエクセル等の計算ソフトがあるのであつという間に計算される。

表ソフトの結果:

① $v=30 \text{ km/s}$ の場合

$$\tan \theta = \frac{v(2c-v)}{2c(c-v)} = 1.000050005000500\text{E-}04$$

$$\tan \theta \cdot \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}} = 1.000000005000000\text{E-}04$$

差の割合は 0.005%

[目次に戻る](#)

② $v=200\text{ km/s}$ の場合

$$\tan\theta = \frac{v(2c-v)}{2c(c-v)} = 6.668890371358680\text{E-}04$$

$$\tan\theta \cdot \frac{v}{\sqrt{c^2-v^2}} = 6.666668148148640\text{E-}04$$

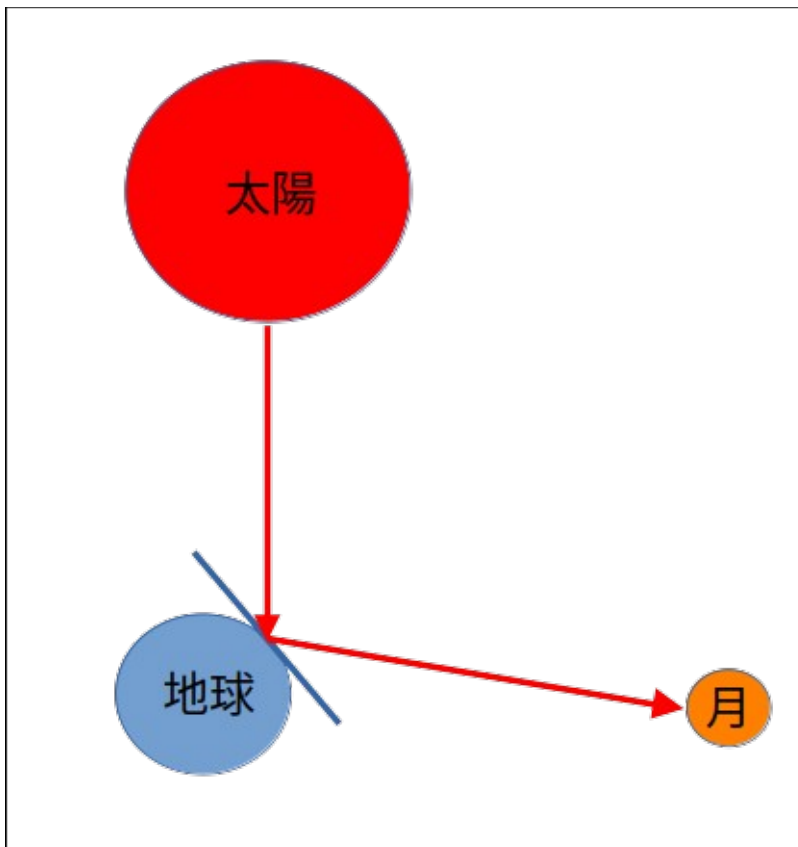
差の割合は 0.0333% となる。

v の値が大きくなるほど差は大きくなる。

さて $\tan\theta = \frac{v}{\sqrt{c^2-v^2}}$ には便利な点が 1 つある。それは干渉計がどちらの方向に動いても、分岐された光線が再度合流するときは、光軸はずれないで完全に一致することだ。そのため今回の目的とは誤差の桁が違うため、光軸のずれを考慮しなくてよいことになる。マイケルソンはあくまで実験規模の範囲で問題にならない範囲で $\tan\theta = \frac{v}{\sqrt{c^2-v^2}}$ の式を採用したのであろうか。

しかし宇宙規模でこの式を使用すると大きな誤差となる。例えば地球の一点に反射鏡を置き太陽の光を反射させ月のどこに到達するかを予想した場合、月と太陽の距離は 38 万 km であるから地球が 30km/s で動いているとしても、 $38\text{ 万 km} \times \frac{v}{\sqrt{c^2-v^2}} \times 0.03\% = 11.4\text{ m}$ もずれてしまう。

図 5-4



[目次に戻る](#)

惑星は恒星と違って、自分では輝かない。その観測は太陽の反射光だ。太陽と惑星の間には当然速度差があるから、地球で観測できる惑星の光線は太陽の反射光であり、いま述べた太陽と惑星の速度差により観測できる惑星の位置に誤差が生じるはずだ。一般の方が $\tan \theta = \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}}$ を盲目的に信ずるのはどうかと思う。

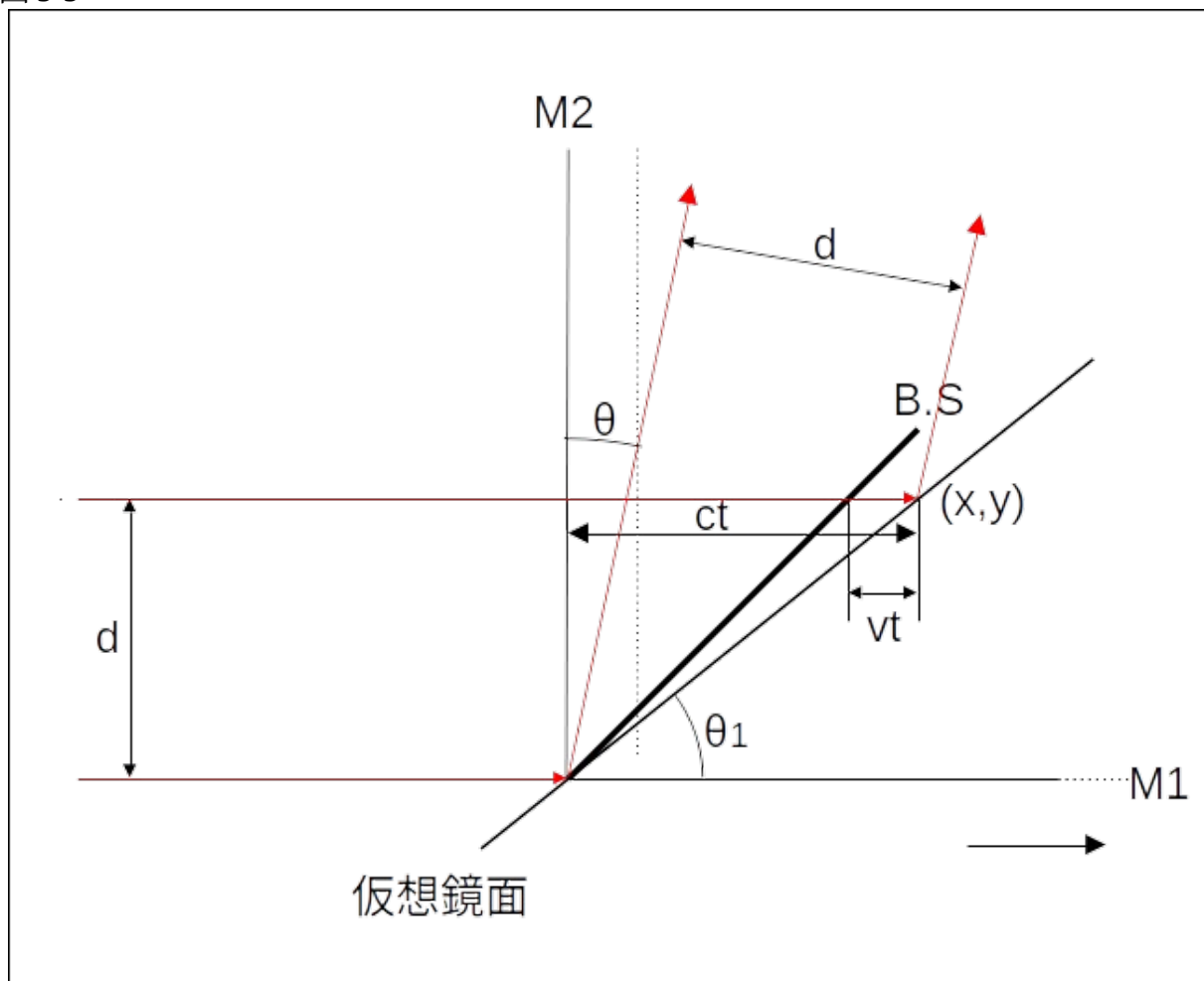
なお $\tan \theta = \frac{v(2c - v)}{2c(c - v)}$ の式は演繹的に算出したが、図 6-8 のように仮想鏡面というものを考えて、静止系で一般的な反射の法則で導き出した式と一致します。論理的に正しいことは証明できませんが直観とよく一致するので、参考として掲載しておく。

5-4 もう1つの解法

(1) 干渉計が0°方向に進む場合

0°方向に動く反射鏡において、ひとつの仮定を設定し上記の角度を算出すると、4-2で算出した式と同じ結果になる。この仮定とは、「中心線の光線が反射鏡と交わる点と、上縁の光線が反射鏡と交わる点を結ぶ線が仮想鏡面の傾きを表す線とみなすと、この仮想鏡面に入射する角度と反射する角度は等しい。」すなわち静止状態で入射角と反射角が等しいという反射の定理が仮想の鏡面にそのまま成り立つという仮定です。

図 5-5



上図より仮想鏡面の角度を θ_1 と定め、 t を元の算出方法と同じように設定すると、

$$\tan \theta_1 = d / \frac{cd}{c-v} = \frac{c-v}{c} \quad 5-(17)$$

これは幅 d のテープを仮想鏡面で折り曲げた状態と同じイメージである。

また反射光線の傾き θ は

$$5-(18)$$

$$\theta = 90^\circ - 2\theta_1 \quad \text{となる。}$$

[目次に戻る](#)

$\tan \theta_1 = \frac{c-v}{c}$ であるから

$$\theta = 90^\circ - \tan^{-1} \frac{2(c-v)}{c} \quad 5-(19)$$

ところで三角関数の公式より

$$\tan 2\theta_1 = \frac{2 \tan \theta_1}{1 - \tan^2 \theta_1} \text{であるから}$$

(5)

$$\tan \theta = \tan(90^\circ - 2\theta_1) = \frac{1}{\tan 2\theta_1} = \frac{1 - (\tan \theta_1)^2}{2 \tan \theta_1} = \left(1 - \left(\frac{c-v}{c}\right)^2\right) / 2 \frac{(c-v)}{c} = \frac{v(2c-v)}{2c(c-v)} \quad 5-(20)$$

となり、ホイヘンスの原理から演繹的に算出した式と同じになった。

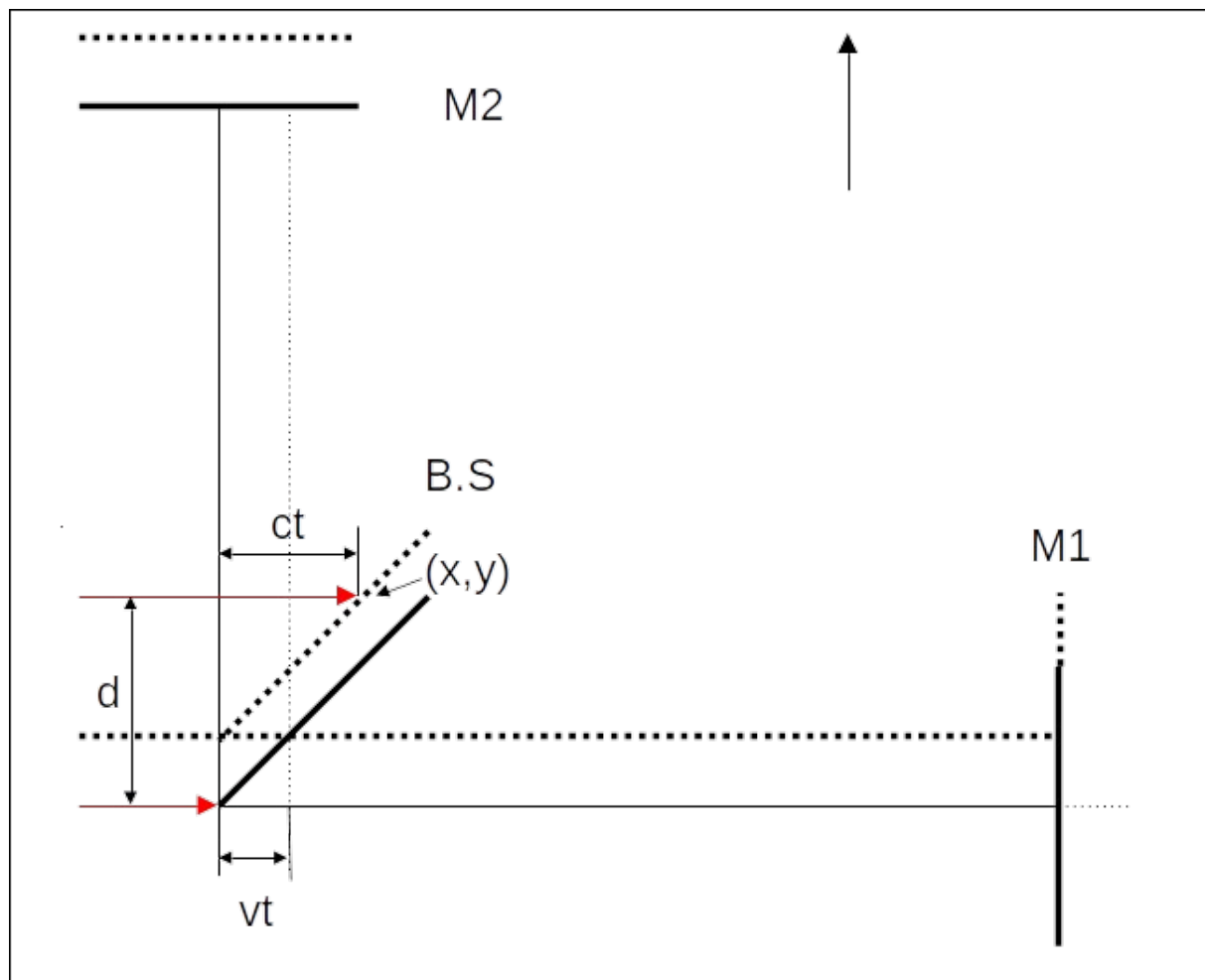
もし演繹的な 4-(17)の式が正しいなら仮想鏡面という仮定も正しいこととなる。仮定とは

「B.S が速度 v で進行する場合は、B.S が静止しその傾き θ_1 が $\tan \theta_1 = \frac{c-v}{c}$ となる角度に傾いた B.S で光が反射するのと同じである。」となる。

[目次に戻る](#)

(2)干渉計が 90°方向に進む場合

図 5-6



0°方向に進む光線があると仮定し、その光線の上縁部分に対して B.S は 90°方向に進むが、この場合反射鏡は見かけ上 90°方向に傾くように反射するであろう。干渉計が 0°方向に進む場合と y 軸を軸に対称となるはずだ。

$$ct = \frac{cd}{c+v} \quad 4-(21)$$

$$x^2 + y^2 = ct^2 \quad 4-(22)$$

$$(x - ct)^2 + (y - d)^2 = d^2 \quad 4-(23)$$

v の符号が+になった以外は、0°の場合と全く同じ基本式となる。

すなわち方向が 90°変化したのに傾きは 180 度方向転換したのと同じ値になる。

$$\tan \theta = \frac{v(2c+v)}{2c(c+v)} \quad 4-(24)$$

[目次に戻る](#)

0°方向に進む場合と比べると必ずしも同じ値にならないが、近似的には y 軸を軸として対称になっている。

$v=30\text{ km/s}$ の場合

$$\tan\theta = \frac{v(2c-v)}{2c(c-v)} = 0.9999500049995000\text{E-}04$$

$$\tan\theta = \frac{v}{\sqrt{c^2-v^2}} = 1.000000005000000\text{E-}04$$

差の割合は-0.005%

$v=200\text{ km/s}$ の場合

$$\tan\theta = \frac{v(2c-v)}{2c(c-v)} = 6.664445924938930\text{E-}04$$

$$\tan\theta = \frac{v}{\sqrt{c^2-v^2}} = 6.666668148148640\text{E-}04$$

差の割合は-0.0333%となる。差の大きさは符号が違っただけで 0°方向に進む場合とほぼ同じであるが完全に一致はしない。実際にはこの方向に干渉計が移動する場合、B.S への入射の角度は凸レンズにより完全に 0°方向ではないので、ほぼ 90°方向に曲がることになります。上記の図は簡便法であることを理解いただきたい。

長々と書いたが、これで B.S で反射する光について、曲がるという概念がはっきりしたと思う。

[目次に戻る](#)

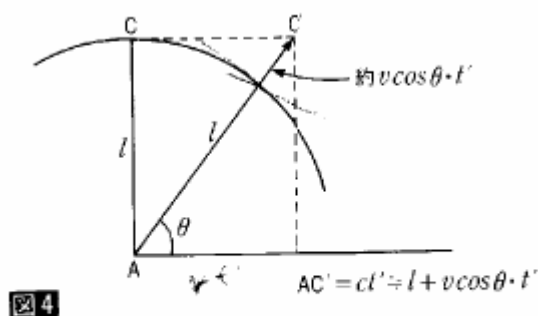
第6章 批判自体の誤りの例

この問題を考えるきっかけとなったのは窪田登司氏の本（NHK 出版）であった、手元に見当たらないので下記の本を元に論じます。この本の論が間違いであることはインターネットでも指摘されているので、特に目新しい内容ではないかもしれない。

「相対論はやはり間違っていた」窪田登司、後藤学、早坂秀雄他 著

徳間書店 1994 年 1 月 31 日発行

82 頁 図 4



82

79 頁 17 行目から 80 頁 1 行目

「したがって合計、往復時間 t_1 は

$$t_1 = t' + t'' = \frac{2l}{c(1-v^2/c^2)} \dots\dots\dots (1) \text{ 式}$$

82 頁 7 行目より 83 頁 2 行目まで

「図 4 から明らかなように、

$$AC' = ct' = l + v \cos \theta \cdot t'$$

です。

したがって、往復時間 t_2 は

$$\begin{aligned} t_2 &= 2t' = \frac{2l}{c - v \cos \theta} \\ &= \frac{2l}{c - v \cdot (v/c)} \\ &= \frac{2l}{c(1 - v^2/c^2)} \dots\dots\dots (3 \text{ 式}) \end{aligned}$$

となり、これは (1) 式と同じであり、時間差が出ないことを示しています。

ただし、式を見ても判るようにイコールではありません。あくまでも約です。全く時間差がなかったわけではないことが、ここで証明できます。」

[目次に戻る](#)

85 頁 6 行目より

「余談ですが、この l という距離は正確には AC 間なのか AC' 間なのかは極めて微妙なところですが。誰も AC 間として疑わないですが、いずれだったにしろ私の計算では (1) 式 $\rightleftharpoons$ (3) 式となるので問題ないですが、もし $l = AC'$ だとしたら相対性理論は爆笑ものです。」

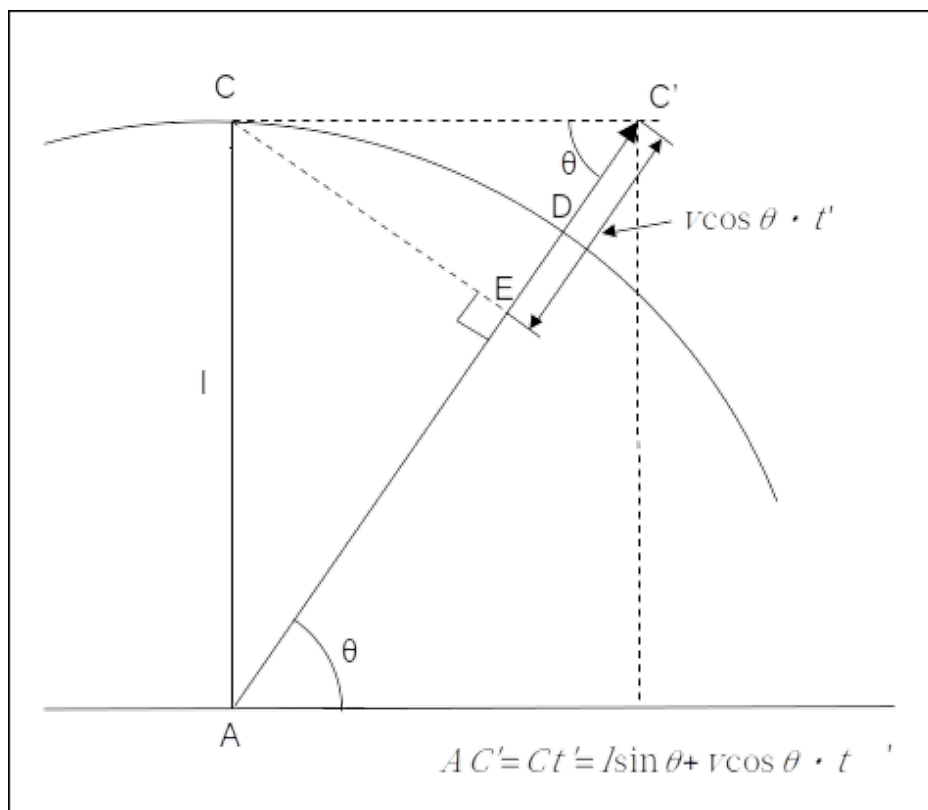
81 頁

「このところを冷静に考えると、A から C に向けて発射された光が c' に行くというところに問題があるのです。私は行かないと考えています。行くのは球面波だからです。またはあらかじめそっちの方向にうまく反射するように光線と鏡を調整すればよいのです。」

$v \cos \theta$ を強調されているが、これは光線の進行方向への鏡の速度成分です。例えばミサイルで他のミサイルを迎撃するように、鏡の定められた 1 点に光線をうまく当てるような目的の場合は、ある方向への光線と鏡の速度成分を求め、相対速度により計算しなければなりませんが、鏡自体は光線の曲がりに対して十分大きさがあるので、鏡のどこに当てても問題はない。そして鏡面は 0° 方向に平行で、さらに 0° 方向に進んでいるので、静止した大きな鏡の壁があるのと同じです。鏡の移動速度など考えなくてもよい。

そうすると計算に必要なのは光の速度 c (エーテルに対する)、干渉計の移動速度 v 、鏡と光源の距離 l (別にどの地点に対する距離でもかまわないが、最短距離が計算しやすい。)。干渉計の移動速度 v は光線の傾きを算出するのに必要なだけで、相対速度のためには必要なのではない。つまり鏡の扱いを勘違いされているようだ。上記の式のどこがおかしいかは図 4 に記号、線を付け加えればすぐにわかる。

図 6-1



C から AC' に垂線を降ろし AC' との交点を E とする。さらに A を中心とし半径 l の円と AC'

[目次に戻る](#)

との交点を D とする。

$EC' = v \cos \theta \cdot t'$ 、 $AE = l \sin \theta$ であるから、

$AC' = v \cos \theta \cdot t' + l \sin \theta = ct'$ となる。

これより $2t'$ を求めると、

$$2t' = \frac{2l \sin \theta}{c - v \cos \theta}$$

$\cos \theta = \frac{v}{c}$ 、 $\sin \theta = \frac{\sqrt{c^2 - v^2}}{c}$ であるから、

$$2t' = \frac{2l \sqrt{c^2 - v^2}}{c(c - v \frac{v}{c})} = \frac{2l \sqrt{c^2 - v^2}}{c^2 - v^2} = \frac{2l}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad 6-(1)$$

となり M.M 実験と同じ結果になる。窪田氏の式との違いは近似をまったく含んでいないことだ。ただしこの計算における $v \cos \theta$ は相対速度ではなくあくまで幾何学的距離をだすための手段である。

マイケルソンが苦勞して干渉の差を生じさせるために考えたシステムのまさに心臓部とも言える式をいとも簡単に近似処理にしてしまうことが理解できない。

さらにこの最大重要部分を「余談ですが、」とあまり重要でないかのごとく書かれ、また「この l という距離は正確には AC 間なのか AC' 間なのかは極めて微妙なところだ。」とあいまいにされるのはなぜだろうか。この近似については同じ本で後藤氏がその不合理を指摘されている。この問題点はその後に発刊された次の本ではさらにはっきりする。

「アインシュタイン相対性理論の謎と疑問」 窪田登司 光学博士 後藤 学 著
総合電子出版社 1997 年 10 月 10 日

より 30 頁「マイケルソン・モーレーの実験の正しい解析は図 2.9 なのです。
うまく光が反射するように調整した角度を見落としてはいけないのです。

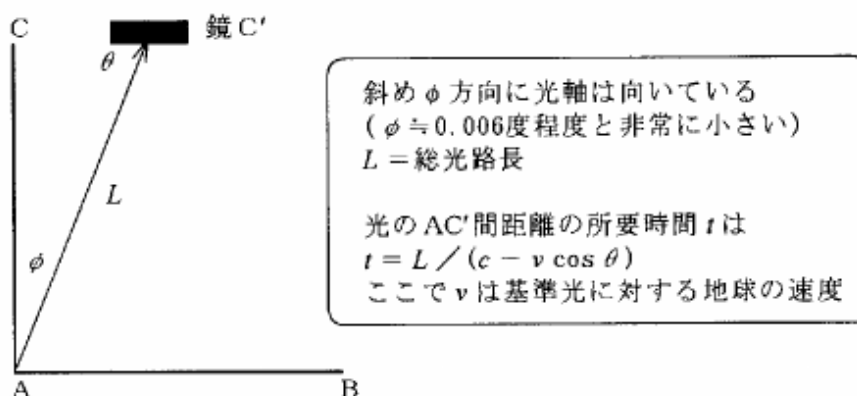


図 2.9 マイケルソン・モーレーの実験の縦方向の正しい解析

[目次に戻る](#)

鏡にとって相対光速は $(c - v \cos \theta)$ であり、また鏡までの距離が L であるとなっているのだから、縦方向の往復所要時間は、

$$\frac{2L}{c - v \cos \theta} = \frac{2L}{c - v \cdot v/c} = \frac{2L}{c(1 - \frac{v^2}{c^2})}$$

です。

横方向の往復所要時間は、

$$\frac{L(\text{往})}{c - v \cos \theta} + \frac{L(\text{復})}{c + v \cos \theta} = \frac{L}{c - v \cos \theta} + \frac{L}{c + v \cos \theta}$$

$$\frac{L}{c - v} + \frac{L}{c + v} = \frac{2L}{c(1 - \frac{v^2}{c^2})}$$

となり、縦方向も横方向も同じ所要時間になります。これは精巧に装置を”直角”に回せば回すほど精密な値として得られ、どの方向も時間差は出ない結果となります。」

上記の図と前の本の図4を比較すると、いつの間にか $AC=L$ でなく $AC'=L$ に置き換えられている。その結果、前の本の曖昧さ（近似に対する考え方）はこの本では消えてっているが、その分考え方の問題点がはっきりする。

光線はすこし傾いて B.S にあたるが、その進行した距離が L ということなので、B.S の最短距離（原点から直角方向）が $L \sin \theta$ であることになる。M.M 実験では光の経路は L では

なく片道 $\frac{cL}{\sqrt{c^2 - v^2}}$ であった。そうすると M.M 実験の式も変更する必要がある。第1章の2で説明した式を変更してみよう。

最初の式で $L_1 = L_2 = L$ とすると

(1) 干渉計が 0° 方向に移動する場合
M1 で反射して B.S に戻る光の時間 t_-^0 は

$$t_-^0 = \frac{2Lc}{c^2 - v^2} \quad 6-(2)$$

M2 で反射して B.S に戻る光の時間 t_+^0

$$t_+^0 = \frac{2L}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad 6-(3)$$

(2) 干渉計が 90° 方向に移動する場合
M1 で反射して B.S に戻る光の時間 t_-^{90} は

$$t_-^{90} = \frac{2L}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad 6-(4)$$

M2 で反射して B.S に戻る光の時間 t_+^{90} は

$$t_+^{90} = \frac{2Lc}{c^2 - v^2} \quad 6-(5)$$

ここで $AC = L \sin \theta$ とするということは

[目次に戻る](#)

(1) 干渉計が 0° 方向に移動する場合

M1 で反射して B.S に戻る光の時間 $t_{\rightarrow}^0$ は

$$t_{\rightarrow}^0 = \frac{2Lc}{c^2 - v^2} \quad 6-(6)$$

M2 で反射して B.S に戻る光の時間 $t_{\uparrow}^0$ は

$$t_{\uparrow}^0 = \frac{2L \sin \theta}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{2L}{\sqrt{c^2 - v^2}} \cdot \frac{\sqrt{c^2 - v^2}}{c} = \frac{2L}{c} \quad 6-(7)$$

となる。この場合 L の距離を c の速度で進むわけだから、あたりまえとなる。 0° 方向に移動するからですから鏡の速度成分など考える必要はない。しかし M.M 実験では干渉計を 90° 方向に回転させ下記の状態の干渉縞の移動を観測した。

(2) 干渉計が 90° 方向に移動する場合

M1 で反射して B.S に戻る光の時間 $t_{\rightarrow}^{90}$ は

$$t_{\rightarrow}^{90} = \frac{2L}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad 6-(8)$$

M2 で反射して B.S に戻る光の時間 $t_{\uparrow}^{90}$ を計算しようと思ったが筆者がこの方向に干渉計が動く場合、光線がどのように傾くよう考えられているのか不明である。とりあえず従来の考え方を使用すると、距離 $L \sin \theta$ を往復することになる。

$$t_{\uparrow}^{90} = \frac{L \sin \theta}{c - v} + \frac{L \sin \theta}{c + v} = \frac{2Lc}{c^2 - v^2} \cdot \frac{\sqrt{c^2 - v^2}}{c} = \frac{2L}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad 6-(9)$$

となり往復所要時間の差は 0 となるが、(1) とは異なる値となる。1 つの方向でいくらアームの長さを変更して干渉をなくしても、その直角方向ではやはり干渉の変化は生じる。なぜ 1 つの方向の干渉の変化を消すことだけで満足され、直角方向の変化を吟味されなかったのだろうか。どうも話の流れから考えると、M.M 実験というものが 0° 方向と 90° 方向での干渉縞の変動を比較するという考え方であることを理解されずに、単に干渉計がエーテル内を 1 方向に動くことによって干渉は変動しないということに勘違いされたのではと思える。それに先ほど述べた鏡の相対速度という勘違いが重なり辻褄合わせの論を展開されることになったのではと考えられる。

[目次に戻る](#)

あとがき

高校生の頃、よく実家の庭から夜空を見上げ星を眺めたものだ。

その頃（今から半世紀以上も前）は今よりも星がたくさん見えた。空気は公害で、すでに汚れていたはずだが町の灯が今より少なかったからかもしれない。当時ア.の相対性理論を元にした宇宙論の雑誌だったと思うが、宇宙が馬の鞍型に曲がっていると、ベッドの上で寝たほうが長生きするとかの記事を読み、すごいなとは思ったが理解もできず「日常生活にはあまり影響はないな。」と忘れ去り、そのまま年月だけが過ぎた。しかし光速に近づくと時間が遅れるなどという考え方はそのまま頭に残っていたので、1996年に書店で窪田氏の「相対性理論は間違っている」を見つけたときは驚いた。まさか物理学の原理が間違っているはずはないと心の底から思っていたからだ。しかしその本は期待はずれであった。肝心な点が不明瞭だったからだ。だがそうであってもア.の相対性理論が絶対正しいとは思えなくなった。ア.の相対性理論の入門書を何冊読んでもM.M実験で引っかかりその後に進めなくなってしまうのだ。何年ももやもやした状態が続いたが、思いついた仮説を紙と鉛筆で何件も検討し、やっと自分で納得できる理屈を導くことができたと思っている。

ア.の特殊相対性理論は要約すると、ガリレオがいわゆる物体の振る舞いがあらゆる慣性系で同等であるとしたことを、光を含む電磁波の振る舞いでも同じように拡張されるべきであるとしたことである。つまりガリレオの相対論では、高速で走る新幹線の中でも、校庭でも同じようにキャッチボールができるのに、光の振る舞いが、動きの違う慣性系で変化するのとは不自然である。それはどのような慣性系でも同じであるべきだ,というような考えからだ。しかし光速度一定を1世紀前に原理として宣言したことに傲慢さを感じたのは私だけであろうか。空間や時間をゆがめるのは、ダリの絵を見るように神秘的で一般人の注意を引きやすい。専門家に言わせると、幸か不幸かこの理論はG.P.Sの精度向上など益々確固たるものになっているようである。またSF小説の1分野にも貢献した。

それでいいのだろうか。

この冊子は初期の実験の問題を指摘したにすぎないが議論再燃のきっかけになればと思う。

以上

[目次に戻る](#)