

光共振器を用いた Lorentz 不変性の検証

道村唯太

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻 修士 2 年

2011 年 7 月 3 日*

1 はじめに

Lorentz 不変性の破れを検証するためのテスト理論として、Robertson-Mansouri-Sexl(RMS) 理論 [1, 2] と Standard Model Extension(SME)[3] がある。これらはどちらも Lorentz 不変性の破れをいくつかのパラメータとして導入したものであり、実験的にこれらのパラメータを測定することで Lorentz 不変性の破れを検証する。

このノートでは光共振器を用いて Lorentz 不変性を検証する原理と、その精度について述べる。以下ではまず RMS 理論における光速の表式を示し、現在与えられている Lorentz 不変性の破れを表すパラメータの上限値をまとめる。そして直交させた 2 つの Fabry-Perot 共振器を回転させる実験について述べ、三角共振器を用いた新しい検証実験の可能性について考察する。参考文献としては [4, 5] がわかりやすくまとまっている。

なお、SME はややこしいのでここでは取り上げない。

2 Robertson-Mansouri-Sexl の理論

RMS 理論では等方的な preferred frame Σ を仮定し、これに対して速さ v で運動している実験室系 S への Lorentz 変換に α, β, δ の 3 つのパラメータを導入する。これらはそれぞれ

α : 時間の遅れ

β : v 方向の長さ

δ : v に垂直な方向の長さ

に関係しており、Lorentz 不変性が破れていないとすれば $(\alpha, \beta, \delta) = (-1/2, 1/2, 0)$ となって Σ から S への Lorentz 変換は特殊相対論のそれと一致する。

2.1 RMS における光速

詳しい計算は [6] にもあるのでここでは省略するが、Einstein の同期法を時計合わせに用いるとすると RMS 理論における光速は

$$c(\theta)/c = 1 + \left(\frac{1}{2} + \delta - \beta\right) \left(\frac{v}{c}\right)^2 \sin^2 \theta - (1 + \alpha - \beta) \left(\frac{v}{c}\right)^2 \quad (2.1)$$

*2011 年 7 月 4 日: 表 2 に数値を入れるなど、細かいところを修正。4.4 節を独立。

となる¹。ここで θ は v に対する光の伝播方向の角度である。

また、slow clock transport 同期法を用いると

$$c(\theta)/c = 1 - \left(\frac{v}{c}\right) (1 + 2\alpha) \cos \theta + O((v/c)^2) \quad (2.2)$$

となる。

α , β , δ はこれらの表式では

$$\begin{aligned} P_{\text{MM}} &\equiv \frac{1}{2} + \delta - \beta \\ P_{\text{KT}} &\equiv 1 + \alpha - \beta \\ P_{\text{IS}} &\equiv \frac{1}{2} + \alpha \end{aligned}$$

の3つの組み合わせとなって出てくることがわかる。これらの3つのパラメータはそれぞれ Michelson-Morley 型の実験 [7]、Kennedy-Thorndike 型の実験 [8]、Ives-Stilwell 型の実験 [9] によって求めることができる。

2.2 現在の上限値

Lorentz 不変性の破れを表す各パラメータについて、現在与えられている最もよい上限値と測定に用いた装置をまとめると下記の通りになる。

表 1: RMS における Lorentz 不変性の破れの上限値

上限値	測定装置	出典
$P_{\text{MM}} = (-1.6 \pm 6 \pm 1.2) \times 10^{-12}$	一体成型の直交した FP	Eisele <i>et al.</i> (2009) [10]
$P_{\text{MM}} = (4 \pm 8) \times 10^{-12}$	一体成型の直交した FP	Herrmann <i>et al.</i> (2009) [11]
$P_{\text{KT}} = (-4.8 \pm 3.7) \times 10^{-8}$	低温ファイア発振器	Tobar <i>et al.</i> (2010) [12]
$ P_{\text{IS}} < 8.4 \times 10^{-8}$	光原子時計	Reinhardt <i>et al.</i> (2007) [13]

3 節では P_{MM} を求めている、直交した 2 つの Fabry-Perot 共振器を用いる実験について述べることにする。また、通常は光共振器を用いて測定することのできない P_{IS} が測定できる可能性について 4 節で考える。

その前に、パラメータ比較のために設定する座標系について説明しておく。

2.3 Sun centered celestial equatorial frame

Lorentz 不変性が破れているとしたら、宇宙に preferred frame が存在することになる。そのため Lorentz 不変性の破れを表すパラメータを比較するためには、何らかの慣性系における値として比較する必要がある。その慣性系としてよく用いられるのが Sun centered celestial equatorial frame(SCCEF) である [14]。SCCEF は CMB 静止系に対して 1 次近似的に一定の速度で動いてい

¹ここでは Einstein の同期法を用いたため、光速の行き帰りの差がない ($c(\theta) = c(\theta + \pi)$) という仮定が入ってしまっている。このように同期法に依ってしまうところや、特殊相対性理論の拡張に留まっているところが RMS 理論の限界である。そのため現代では素粒子物理学の標準理論を拡張した SME を使って Lorentz 不変性の破れの大きさを表すことも多い。

と考えてよい。対称性の破れは宇宙誕生時の Planck スケールでの効果から来ていると予想されることから、CMB を preferred frame として選ぶのは自然である。

SCCEF では太陽を原点としており、X 軸は春分点、Z 軸は地球の自転軸の北 (天の北極) を向いている。XY 平面は赤道面と一致しており、地球の公転面に対して $\eta = 23.4^\circ$ 傾いている²。

地球上での実験室の座標を x 軸が南、y 軸が東、z 軸が地面に対して垂直に上方向を向くようにとると、実験室座標系 x^j から SCCEF X^J への座標変換は

$$R^{jJ} = \begin{pmatrix} \cos \chi \cos \omega_{\oplus} T_{\oplus} & \cos \chi \sin \omega_{\oplus} T_{\oplus} & -\sin \chi \\ -\sin \omega_{\oplus} T_{\oplus} & \cos \omega_{\oplus} T_{\oplus} & 0 \\ \sin \chi \cos \omega_{\oplus} T_{\oplus} & \sin \chi \sin \omega_{\oplus} T_{\oplus} & \sin \chi \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

で与えられる [14]³。ここで χ は実験室の余緯度⁴であり、 ω_{\oplus} は地球の自転の角速度である。地球の自転周期は 23 時間 56 分 ($= 8.62 \times 10^4$ sec) なので

$$\omega_{\oplus} = \frac{2\pi}{8.62 \times 10^4 \text{ sec}} = 7.29 \times 10^{-5} \text{ rad/sec}$$

また T_{\oplus} は 2000 年に y 軸と Y 軸が重なった瞬間を $T_{\oplus} = 0$ とする⁵。

3 直交した 2 つの Fabry-Perot 共振器を用いた検証実験

[10, 11] では直交した 2 つの Fabry-Perot 共振器を一体成型し、これを回転させることで P_{MM} を測定している。それぞれの Fabry-Perot 共振器にレーザー周波数をロックし、その周波数のビートを測定するのである。以下ではビートから P_{MM} が測定できる原理について述べ、その精度について述べる。

3.1 ビート信号と P_{MM} の関係

Fabry-Perot 共振器の共振器長を L とすると、これに共振するレーザー周波数は

$$\nu = \frac{mc}{2L} \quad (m \text{ は自然数})$$

と表すことができる。したがって、 θ 方向に置かれた共振器の共振周波数は式 (2.1) より、

$$\frac{\nu(\theta) - \nu}{\nu} = P_{MM} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \sin^2 \theta - P_{KT} \left(\frac{v}{c}\right)^2$$

だけ ν からずれている⁶。よって直交する 2 つの共振器の共振周波数のビートは

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = \frac{\nu(\theta + \pi/2) - \nu(\theta)}{\nu} = P_{MM} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \cos 2\theta \quad (3.1)$$

となる。

²SCCEF のイメージがわきにくかったら [5] の Fig. 2 を見るとよい。

³地球の公転は無視している。

⁴緯度の余角。東京大学の場合は北緯 35.7° にあるので $\chi = 54.3^\circ$ となる。

⁵Time and Date of Vernal Equinox <http://aom.giss.nasa.gov/srvernal.html> によると 2000 年 3 月 20 日 7:30(UT) らしい。

⁶ここで、基準となる c や ν は典型的な値を使えば十分である。

θ は実験室系の速度 v に対する共振器の角度であるが、これは装置の回転や地球の自転によって時間変化している。SCCEF における、共振器の置かれた方向を単位ベクトル $e(t)$ で表すと、

$$\cos \theta(t) = \frac{\mathbf{v}(t) \cdot \mathbf{e}(t)}{v}$$

となることから、

$$\cos 2\theta(t) = 2 \left(\frac{\mathbf{v}(t) \cdot \mathbf{e}(t)}{v} \right)^2 - 1 \quad (3.2)$$

共振器を ω_{rot} で回転させると実験室系で

$$(\mathbf{e}(t))_{\text{lab}} = \begin{pmatrix} \cos \omega_{\text{rot}} t \\ \sin \omega_{\text{rot}} t \\ 0 \end{pmatrix}$$

と書けるので、式 (2.3) より SCCEF では

$$\mathbf{e}(t) = R^{jJ} \mathbf{e}(t) = \begin{pmatrix} \cos \chi \cos \omega_{\oplus} T_{\oplus} \cos (\omega_{\text{rot}} T_{\oplus} + \phi) - \sin \omega_{\oplus} T_{\oplus} \sin (\omega_{\text{rot}} T_{\oplus} + \phi) \\ \cos \chi \sin \omega_{\oplus} T_{\oplus} \cos (\omega_{\text{rot}} T_{\oplus} + \phi) + \cos \omega_{\oplus} T_{\oplus} \sin (\omega_{\text{rot}} T_{\oplus} + \phi) \\ - \sin \chi \cos (\omega_{\text{rot}} T_{\oplus} + \phi) \end{pmatrix}$$

となる。ここで ϕ は時間軸 t と T_{\oplus} の原点のずれである。

また、 $v(t)$ については SCCEF の CMB に対する速度を考えればよく⁷、

$$\mathbf{v}(t) = v \begin{pmatrix} \cos \psi \cos \varphi \\ \sin \psi \cos \varphi \\ - \sin \psi \end{pmatrix}$$

となる。ここで $v = 369 \text{ km/s}$ 、 $\psi = 168^\circ$ 、 $\varphi = -7.2^\circ$ となっている [15]。

以上を式 (3.2) に代入し、式 (3.1) を書き直すと

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = P_{\text{MM}} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \sum_{k=-2}^2 [C_k \cos ((2\omega_{\text{rot}} + k\omega_{\oplus})T_{\oplus} + 2\phi) + S_k \sin ((2\omega_{\text{rot}} + k\omega_{\oplus})T_{\oplus} + 2\phi)] \quad (3.3)$$

の形になる。 C_k 、 S_k はビート周波数の変動の各周波数成分にかかる係数であり、 χ 、 ψ 、 φ の三角関数の組み合わせで表させるが、ここでは計算が面倒なので書かない。

いずれにせよ、式 (3.3) からビート周波数が回転周波数 ω_{rot} の 2 倍で変動すること、地球の自転によってそのサイドバンドが上下 2 つ生じることがわかる。そして各周波数成分の振幅を測定することで、 P_{MM} を求めることができることもわかる。

3.2 P_{MM} の測定精度

P_{MM} の測定精度は、ビート信号の $2\omega_{\text{rot}} + k\omega_{\oplus}$ 成分がどの精度で取得できるかで決まる。 S_k や C_k が $\mathcal{O}(1)$ であること、 $v/c \sim 10^{-3}$ であることを考えると、例えば、 P_{MM} を 10^{-12} の精度で測定したいなら、ビート信号の $2\omega_{\text{rot}} + k\omega_{\oplus}$ 成分の振幅を 10^{-18} の精度で測定する必要がある。

⁷地球の自転速度は 0.5 km/s、公転速度は 30 km/s なのでどちらも無視してよい。

ここで欲しい信号を $h(t) = \delta\nu/\nu$ 、信号に含まれるノイズを $n(t)$ とおく。 $2\omega_{\text{rot}} + k\omega_{\oplus} \equiv \omega_k$ 成分の振幅はフーリエ変換⁸によって

$$\begin{aligned} A_k^{\text{exp}} &= \frac{2}{T} \int_0^T (h(t) \pm n(t)) e^{-i\omega_k t} dt \\ &= \frac{2}{T} H(\omega_k) \pm \frac{2}{T} N(\omega_k) \\ &= A_k \pm \frac{2}{\sqrt{T}} \sqrt{S_n(\omega_k)} \end{aligned}$$

と求まる。 $\sqrt{S_n(\omega_k)}$ はノイズのパワースペクトル密度であり、測定時間 T を増やしても変化しない。つまり、測定時間を増やすことで振幅 A_k の測定精度を上げることができる。例えば、 10^6 sec (≈ 10 日) の間回転させ続けて測定すれば、ノイズが $10^{-15} / \sqrt{\text{Hz}}$ であっても、 A_k を 10^{-18} の精度で決定し、 P_{MM} を 10^{-12} の精度で決定することができる。

4 三角共振器を用いた検証実験

Fabry-Perot 共振器を用いる実験や、干渉計を用いる実験では通常は P_{IS} を測定することができない。それは式 (2.2) を見るとわかるように、光が行って帰ってくると光速のずれが打ち消されてしまうからである。

例えば、光が円周を回って返ってくる時の平均光速を求めると

$$\begin{aligned} \frac{1}{c_{\text{ave}}} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{c(\theta)} d\theta \\ &\simeq \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{c} \left(1 + 2 \left(\frac{v}{c} \right) P_{\text{IS}} \cos \theta \right) d\theta \\ &= \frac{1}{c} \end{aligned}$$

となってしまう。これは光が円周でなくどんな経路をたどって帰ってきても、同じ結果になる。干渉計は1つの光を2つに分けて、もう一度1つにして干渉させることで位相差を測定する装置であり、光路を図にすると必ずループができる。位相の差を取る、つまり位相を引くということは P_{IS} 項としては光を逆行させることに等しく、結局一周分の P_{IS} 項を積算することになって、消えてしまうのである。

しかし、光路の一部を屈折率が違う媒質とすると、一周しても P_{IS} 項が消えない。これを利用したのが Trimmer の実験 [16] であり、Sagnac 干渉計の光路の途中にガラスを入れることで光速の行き帰りの差を測定した。Trimmer は式 (2.2) のような RMS の枠組みの表式を用いていないが、 P_{IS} を用いて書けば、彼の結果は

$$2 \left(\frac{v}{c} \right) P_{\text{IS}} = (0.1 \pm 8.4) \times 10^{-11}$$

であった。その後このタイプの実験はなぜか繰り返されておらず、そこに目をつけたのが [17] である。[17] は Trimmer の干渉計をさらに三角共振器に改良することで良い感度が出せることを提案している。

ここでは三角共振器の途中に媒質を入れることで P_{IS} が測定できる仕組みを RMS の枠組みで考え、その可能性を探る。

⁸本当は離散フーリエ変換を考えたいが、記号の定義が面倒なので連続でやる。

4.1 ビート信号と P_{IS} の関係

図1のような三角共振器を考える。中に入っている等方性媒質の屈折率を n とおくことにする。この三角共振器では、Lorentz 不変性の破れが存在していれば左回りの共振周波数と右回りの共振周波数が異なることになるので、ビートを取ることで Lorentz 不変性を検証することができる。

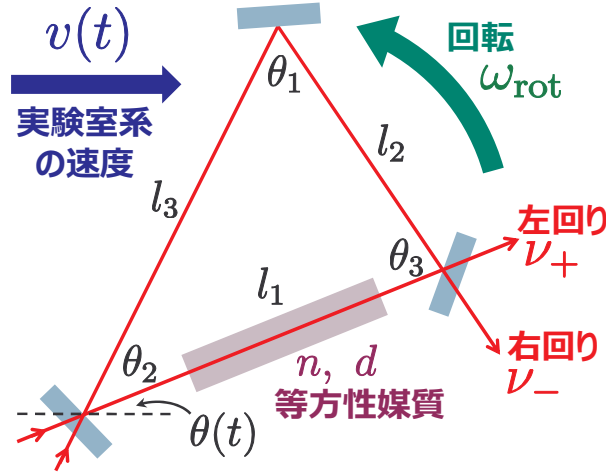


図 1: 途中に等方性媒質が入った三角共振器

まず、左回りの共振周波数を ν_+ とすると、 ν_+ は

$$\frac{m}{\nu_+} = \frac{l_1 - d}{c(\theta)} + \frac{nd}{c(\theta)} + \frac{l_2}{c(\theta + \pi - \theta_3)} + \frac{l_3}{c(\theta + \theta_2 + \pi)} \quad (m \text{ は自然数})$$

を満たす。 $v/c \sim 10^{-3} \ll 1$ に注意してこの式の左辺を変形すると

$$\begin{aligned} \frac{m}{\nu_+} &\simeq \frac{l_1 - d + nd + l_2 + l_3}{c} + \frac{2}{c} \left(\frac{v}{c} \right) P_{IS}((l_1 - d) \cos \theta + nd \cos \theta - l_2 \cos(\theta - \theta_3) - l_3 \cos(\theta + \theta_2)) \\ &= \frac{L + (n-1)d}{c} + \frac{2}{c} \left(\frac{v}{c} \right) P_{IS}(n-1)d \cos \theta \end{aligned}$$

となる。ここで $l_1 + l_2 + l_3 \equiv L$ とおいた。 $n = 1$ で一周常に真空中の場合は P_{IS} 項が消えてしまうことに注意されたい。

同様に右回りの共振周波数 ν_- は

$$\frac{m}{\nu_-} = \frac{L + (n-1)d}{c} - \frac{2}{c} \left(\frac{v}{c} \right) P_{IS}(n-1)d \cos \theta$$

と表すことができるので、ビート周波数は

$$\begin{aligned} \frac{\delta\nu}{\nu} = \frac{\nu_+ - \nu_-}{\nu} &= -\frac{\nu}{m} \frac{4}{c} \left(\frac{v}{c} \right) P_{IS}(n-1)d \cos \theta \\ &= -\frac{4(n-1)d}{L + (n-1)d} \left(\frac{v}{c} \right) P_{IS} \cos \theta \end{aligned}$$

となる。

3.1 節で考えたように、これを SCCEF で考えると

$$\begin{aligned}
\cos \theta &= \frac{\mathbf{v}(t) \cdot \mathbf{e}(t)}{v} \\
&= \begin{pmatrix} \cos \chi \cos \omega_{\oplus} T_{\oplus} \cos(\omega_{\text{rot}} T_{\oplus} + \phi) - \sin \omega_{\oplus} T_{\oplus} \sin(\omega_{\text{rot}} T_{\oplus} + \phi) \\ \cos \chi \sin \omega_{\oplus} T_{\oplus} \cos(\omega_{\text{rot}} T_{\oplus} + \phi) + \cos \omega_{\oplus} T_{\oplus} \sin(\omega_{\text{rot}} T_{\oplus} + \phi) \\ - \sin \chi \cos(\omega_{\text{rot}} T_{\oplus} + \phi) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \psi \cos \varphi \\ \sin \psi \cos \varphi \\ - \sin \psi \end{pmatrix} \\
&= c_{\chi} c_{\psi} c_{\varphi} c_{\oplus} c_{\text{rot}} - c_{\psi} c_{\varphi} s_{\oplus} s_{\text{rot}} + c_{\chi} s_{\psi} c_{\varphi} s_{\oplus} c_{\text{rot}} + s_{\psi} c_{\varphi} c_{\oplus} s_{\text{rot}} + s_{\chi} s_{\psi} c_{\text{rot}} \\
&= \frac{1}{2} [c_{\chi} c_{\psi} c_{\varphi} (c_{\text{rot}+\oplus} + c_{\text{rot}-\oplus}) - c_{\psi} c_{\varphi} (c_{\text{rot}+\oplus} - c_{\text{rot}-\oplus}) + c_{\chi} s_{\psi} c_{\varphi} (s_{\text{rot}+\oplus} - s_{\text{rot}-\oplus}) \\
&\quad + s_{\psi} c_{\varphi} (s_{\text{rot}+\oplus} + s_{\text{rot}-\oplus}) + s_{\chi} s_{\psi} c_{\text{rot}}] \\
&= \frac{1}{2} [s_{\chi} s_{\psi} c_{\text{rot}} + (c_{\chi} - 1) c_{\psi} c_{\varphi} c_{\text{rot}+\oplus} + (c_{\chi} + 1) c_{\psi} c_{\varphi} c_{\text{rot}-\oplus} \\
&\quad + (c_{\chi} + 1) s_{\psi} c_{\varphi} s_{\text{rot}+\oplus} + (-c_{\chi} + 1) s_{\psi} c_{\varphi} s_{\text{rot}-\oplus}]
\end{aligned}$$

となるから、

$$\frac{\delta \nu}{\nu} = -\frac{2(n-1)d}{L+(n-1)d} \left(\frac{v}{c}\right) P_{\text{IS}} \sum_{k=-1}^1 [C_k \cos((\omega_{\text{rot}} + k\omega_{\oplus})T_{\oplus} - \phi) + S_k \sin((\omega_{\text{rot}} + k\omega_{\oplus})T_{\oplus} - \phi)]$$

と書ける。 C_k 、 S_k は各周波数成分の係数であり、まとめると下記の表 2 のようになる

表 2: ビート信号の各周波数成分の係数 (数値は東京大学の余緯度 $\chi = 54.3^\circ$ 、SCCEF の CMB に対する速度方向 $\psi = 168^\circ$ 、 $\varphi = -7.2^\circ$ を代入したもの)

ω_k	C_k	S_k
ω_{rot}	$\sin \chi \sin \psi = 0.169$	0
$\omega_{\text{rot}} + \omega_{\oplus}$	$(\cos \chi - 1) \cos \psi \cos \varphi = 0.404$	$(\cos \chi + 1) \sin \psi \cos \varphi = 0.327$
$\omega_{\text{rot}} - \omega_{\oplus}$	$(\cos \chi + 1) \cos \psi \cos \varphi = -1.54$	$(-\cos \chi + 1) \sin \psi \cos \varphi = 0.0859$

4.2 P_{IS} の決定精度

3.2 節と同様に考える。中に入れる等方性媒質の長さ d が L と同じオーダーであるとすると、 $v/c \sim 10^{-3}$ であることから P_{IS} を 10^{-8} のオーダーで測定したければ、ビート信号の各周波数成分の振幅を 10^{-11} の精度で決める必要がある。 10^6 sec 回転させ続けるとすれば、ノイズレベルは $10^{-8} / \sqrt{\text{Hz}}$ あればよい。

これは P_{MM} の世界レベルの測定のために必要な雑音レベルよりも 7 桁大きく、実験的に非常にやりやすいと考えられる。

4.3 三角共振器の利点

三角共振器を用いたこの実験は光速の行き帰りの差を測ることになるので、parity-odd な実験である。同じようなアイデアを使った odd-parity な実験として、2009 年に行われた [18] がある。[18] ではマイクロ波 Mach-Zehnder 干渉計の片腕にフェライトを入れることで磁氣的に非対称性を

導入している⁹。しかし、三角共振器の左回りと右回りの共振周波数を比較する方法では、2つのビームが同じパスを回るという点で著しい利点を持っている。共振器の変形や鏡の変動に対して、原理的に不感だからである。

現在 P_{MM} に対して最もいい上限値を与えている [10, 11] はその感度が共振器の傾きや熱雑音に制限されている。共振器の傾きが雑音になるのは重力によって共振器が変形するためであるが、三角共振器では左回りの共振周波数も右回りの共振周波数も同相で変化することになるので、問題にならない。他にも回転速度の変動や熱変形、地面振動、鏡の傾き、空気揺らぎなどが考えられるが、いずれも大きな CMRR が期待でき、問題にならないと考えられる。

4.4 懸念事項

懸念事項としては信号が回転周波数と同じ ω_{rot} で出てしまう点がある。回転周波数では回転に起因する雑音が大きくなると考えられ、問題となりうる。 P_{MM} の測定では2倍の周波数で信号が出るため、ある程度回避することができるが、 P_{IS} の測定では原理的に避けられないと考えられる。

また、光が違う媒質に入る際に生じるロスや、戻り光も問題となる。ロスはフィネスの低下として効くはずだが、フィネスが低下して悪くなるのはショットノイズくらいのはずなので、まあ大丈夫だろう。戻り光は左回りと右回りがカップリングしてしまうことに繋がる。通常は偏光を変えることで解決するが媒質中での複屈折が問題になるかもしれない。周波数シフトをすることも考えられるが、ビート信号に大きなオフセットがのってしまうのもあまり好ましくない。

さらに、上の計算では Sagnac 効果を全く考えていない。bow-tie 形にして光路が囲う面積を 0 にすることで回転速度に感度を持たせなくすることはできるが、面積が残ると回転速度の変動が雑音となる。Lorentz 不変性の破れがあった場合や一周の一部に屈折率の違うものが入った場合、Sagnac 効果がどうなるのかも未計算であり、詳細な計算が必要である。

参考文献

- [1] H. P. Robertson: Rev. Mod. Phys. **21** (1949) 378.
“Postulate *versus* Observation in the Special Theory of Relativity”
- [2] R. Mansouri and R. U. Sexl: Gen. Rel. Grav. **8** (1977) 497.
“A Test Theory of Special Relativity: I. Simultaneity and Clock Synchronization”
- [3] D. Colladay and V. Alan Kostelecký: Phys. Rev. D **58** (1998) 116002.
“Lorentz-violating extension of the standard model”
- [4] S. Herrmann *et al.*: Lect. Notes Phys. **702** (2006) 385.
“Test of Lorentz Invariance Using a Continuously Rotating Optical Resonator”
- [5] M. E. Tobar *et al.*: Lect. Notes Phys. **702** (2006) 416.
“Rotating Resonator-Oscillator Experiments to Test Lorents Invariance in Electrodynamics”

⁹通常の Mach-Zehnder 干渉計ではループが生じてしまうため、光速の行き帰りの差は測れない。ループの中に別の媒質を導入することで、 P_{IS} 項のキャンセルを防ぐという意味で、同じアイデアだと考えられる。しかし、[18] では P_{IS} は測定できないとして、SME の κ_{tr} を測定するに留まっている。これはなぜだか不明である。なお、マイクロ波を用いたのは比透磁率が 1 から離れていてロスが少ないのはマイクロ波の領域でしかないから、としている [19]。

- [6] 関谷淳: 東京大学 修士論文 (2000)
「空間の等方性検証実験」
- [7] A. A. Michelson and E. W. Morley: *Am. J. Sci.* **34** (1887) 333.
“On the Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether”
- [8] R. J. Kennedy and E. M. Thorndike: *Phys. Rev.* **42** (1932) 400.
“Experimental Establishment of the Relativity of Time”
- [9] H. E. Ives and G. R. Stilwell: *J. Opt. Soc. Am.* **28** (1938) 215.
“An experimental study of the rate of a moving atomic clock”
- [10] Ch. Eisele *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 090401.
“Laboratory Test of the Isotropy of Light Propagation at the 10^{-17} Level”
- [11] S. Herrmann *et al.*: *Phys. Rev. D* **80** (2009) 105011.
“Rotating optical cavity experiment testing Lorentz invariance at the 10^{-17} Level”
- [12] M. E. Tobar *et al.*: *Phys. Rev. D* **81** (2010) 022003.
“Testing local Lorentz and position invariance and variation of fundamental constants by searching the derivative of the comparison frequency between a cryogenic sapphire oscillator and hydrogen maser”
- [13] S. Reinhardt *et al.*: *Nature Physics* **3** (2007) 861.
“Test of relativistic time dilation with fast optical atomic clocks at different velocities”
- [14] V. Alan Kostelecký and M. Mewes: *Phys. Rev. D* **66** (2002) 056005.
“Signals for Lorentz violation in electrodynamics”
- [15] D. H. Lineweaver *et al.*: *Astrophys. J.* **470** (1996) 38.
“The Dipole Observed in the COBE DMR Four-Year Data”
- [16] W. S. N. Trimmer *et al.*: *Phys. Rev. D* **8** (1973) 3321.
“Experimental Search for Anisotropy in the Speed of Light”
- [17] Q. Exirifard: arXiv:1010.2057v3 [gr-qc]
“Triangular Fabry-Perot resonator”
- [18] M. E. Tobar *et al.*: *Phys. Rev. D* **80** (2009) 125024.
“Rotating Odd-Parity Lorentz Invariance Test in Electrodynamics”
- [19] M. E. Tobar *et al.*: *Phys. Rev. D* **71** (2005) 025004.
“New methods of testing Lorentz violation in electrodynamics”