

レーザー干渉計による重力波検出

川村 静児・平尾 淳一・河島 信樹

(1985年2月20日受理)

Detection of Gravitational Radiation by Using Laser Interferometer

By

Seiji KAWAMURA, Jun-ichi HIRAO and Nobuki KAWASHIMA

Abstract : Methods of experiments aimed at the detection of gravitational radiation by using laser interferometer is reviewed. There are two types of the interferometer ; Michelson type with delay lines and Fabry-Perot type with cavities for resonance. In either case very precise and elaborate control system of effective arm length is indispensable. Various noises on the laser interferometer are studied in detail. Theoretical limit to sensitivity for dimensionless amplitude h is determined by laser shot noise in photodetector. For 100 km of beam path length and 1 Watt of laser power, this sensitivity limit is $10^{-21} \text{ Hz}^{-1/2}$. The results of the experiments so far in several laboratories are presented. The sensitivity of the order of $h = 10^{-18} \text{ Hz}^{-1/2}$ has been obtained.

1. 序論	2
2. 重力波	2
2.1 一般相対論による重力波の基礎	2
2.2 宇宙からの重力波	4
2.3 重力波の検出方法	6
3. レーザー干渉計の原理	7
3.1 基礎原理と特徴	9
3.2 動作点	12
3.3 多重折り返し	12
3.4 テスト・マスのコントロール	13

3.5	ファブリ・ペロー干渉計	16
4.	レーザー干渉計のノイズ	20
4.1	理論的ノイズ	20
4.2	レーザーのノイズ	23
4.3	テスト・マスの振動によるノイズ	26
4.4	散乱によるノイズ	30
5.	レーザー干渉計の現状	31
6.	結論	34

1. 序 論

一般相対論及びその他の metric theory は、時空の幾何学的さざ波である重力波の存在を予言する。すなわち電荷を持った物質が運動すると電磁波を放出するように、質量を持った物質の運動は重力波を生じさせるのである。この重力波の存在を疑う物理学者は、現在ではほとんどいないが、残念な事にいまだに確固たる実験的検証はなされていない。というのも、重力波と物質との相互作用が極めて小さいからである。例えば、ブラック・ホール同士の衝突などという非常に莫大なエネルギーの重力波を放出する系を考えても、地球上ではその影響は単に、1 m の棒が 10^{-20} m 程度振動するだけである。

しかし地球上ではそれだけの影響しか引き起こさない重力波も、天体の構造や進化には非常に大きな、電磁波以上の役割を果たす事が分かっている。そこでもし重力波検出が可能になれば、パルサーやクェーサーの中心部や、ブラック・ホールの縁、そして超新星爆発の様子など、今までには得られなかった情報が得られ、天文学の分野に大きな成果をもたらすであろう。

さて 1970 年頃の一連の実験の結果、J. Weber は共鳴型アンテナを使って重力波を発見したとの劇的な発表を行った (Weber, 1969; 1970)。この結果は万人を納得させるには至らなかったが、いわゆる “Weber events” として、より精度の高い重力波検出器への試金石となった。さらに 1974 年に、高密度星同士の連星パルサーが発見され、詳しい観察の結果、この天体は確かに重力波を放出しているらしいことが、間接的にはあるが、分かったのである (Taylor and Weisberg, 1982)。

現在、直接的な重力波検出への努力は主に 3 通りの方法で行なわれている。物質の共鳴を利用するもの、レーザー干渉計を用いるもの、そして人工衛星の Doppler tracking がそれである。これらは互いに一長一短があるが、ここではこの内のレーザー干渉計を用いた重力波検出について詳しく検討する。この方法は共鳴型アンテナに比べて若干出遅れており、現在でもこの研究に従事しているグループの数は少ない。しかし原理的には、重力波検出への基本的な困難はほとんどなく、その将来性はかなり有望であると思われる。

2. 重 力 波

2.1 一般相対論による重力波の基礎

(I) 弱場近似による重力波

一般相対論によると重力場の源となる物質の存在しない領域での Einstein の方程式は、

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 0 \quad (2.1.1)$$

となる。ここで、 $g_{\mu\nu}$ は計量テンソル、 $R_{\mu\nu}$ は Ricci のテンソル、 R はスカラー曲率である。源の物質から十分離れている場所ではこの解として

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (h_{\mu\nu} \ll \eta_{\mu\nu}) \quad (2.1.2)$$

を採用してよい。ここで $\eta_{\mu\nu}$ は Minkowski 空間における計量テンソルである。つまり $h_{\mu\nu}$ は Minkowski 空間からの重力場の微小なずれを表わしている。これが弱場近似である。こうする事により $h_{\mu\nu}$ の満たすべき方程式は、次のように線形化される。

$$\square h^{\mu\nu} + h^{\mu\nu}{}_{;\lambda}{}^{;\lambda} - h^{\lambda\mu}{}_{;\lambda}{}^{;\nu} - h^{\lambda\nu}{}_{;\lambda}{}^{;\mu} - \eta^{\mu\nu}(\square h - h^{\rho\sigma}{}_{;\rho\sigma}) = 0 \quad (2.1.3)$$

これには波動解が存在し、適当な条件の下では、例えば z 軸方向に進行する波は、次のような2つの独立な偏光状態を持つ。

$$\begin{aligned} h_{11} &= -h_{22} = a_{11} \exp\{ik(z-ct)\} \\ h_{12} &= h_{21} = a_{12} \exp\{ik(z-ct)\} \end{aligned} \quad (2.1.4)$$

これらは、電磁波と同じく横波であるが2つの偏光状態は 45° だけずれている点異なる。

(II) 重力波の放射

弱場近似によると、Newton 型のポテンシャルや双極子放射はエネルギーの運搬に効いてこない事がわかる。したがって、重力波の放射には変化する質量四重極がなくてはならない。一般に、重力波の持ち去るエネルギーは、四重極モーメント Q の時間についての3階微分を用いて次のように書ける。

$$\frac{\ddot{Q}_{xx}^2 + \ddot{Q}_{yy}^2 + \ddot{Q}_{zz}^2}{45(c^5/G)} \quad (2.1.6)$$

ここで c は光速、 G は重力定数である。例えば 1 kg の物体を 1 m 離して、 1 Hz で 10 cm 振動させた場合、放出されるパワーは、 10^{-51} J/sec となり極めて小さい。

(III) 重力波中の物質の運動

重力波の存在を確かめるには geodesic deviation の振る舞いを調べなければならない。2個の質点の間の geodesic deviation を $\eta^\mu = \xi^\mu + \zeta^\mu$ (ただし ξ^μ は既知の量) とし、弱場近似、非相対論的近似を取り入れると、測地線方程式より

$$\frac{d^2 \zeta^\mu}{dt^2} - f^\mu = -c^2 R^\mu{}_{\rho\sigma} \xi^\rho \quad (2.1.6)$$

となる。ここで

$$R^\mu{}_{\rho\sigma} = \frac{1}{2}(h^\mu{}_{\rho,\sigma} + h_{\rho,\sigma}{}^\mu - h^\mu{}_{\rho,\sigma\sigma} - h_{\sigma\sigma,\rho}{}^\mu) \quad (2.1.7)$$

である。ここで簡単の為、重力波として $h_{11} = -h_{22} = a_{11} \cos\{k(z-ct)\}$ だけがゼロでないものを考える。これはつまり z 軸の正の方向に進む、独立な2つ偏光状態のうちの1つである。

(a) フリー・マス

2個の質点の間に何の力も働かないなら ($f^\mu = 0$)、geodesic deviation は次のようになる。まず、 x 軸方向に L だけ離れた2個の質点に対しては

$$\zeta^1 = -\frac{L}{2} a_{11} \cos\{k(z-ct)\} \quad (2.1.8)$$

y 軸方向に L 離れた2個の質点に対しては

$$\zeta^2 = \frac{L}{2} a_{11} \cos\{k(z-ct)\} \quad (2.1.9)$$

となる。つまり x 軸方向に並んだ2個の質点と y 軸方向のそれとは逆位相で振動するのである。また、その strain $\delta L/L$ (振動の振幅 δL とノミナルな距離 L との比) は重力波の無次元アンプリチュード h の程度である。

(b) 強制振動

例えば2個の質点がバネで結ばれている場合は f^μ として弾性力と摩擦力の和を考えればよい。すなわち

$$-f^\mu = \omega_0^2 \zeta^\mu + R \frac{d\zeta^\mu}{dt} \quad (2.1.10)$$

とおく。ここで ω_0 はバネの共振角周波数、 R は摩擦係数である。この状況での geodesic deviation の解は、例えば x 軸方向に L だけ離れた系に対して次のようになる。

$$\zeta^1 = \left(\frac{\frac{1}{2} a_{11} L \sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 \omega^4 + \omega^6 R^2}}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + (\omega R)^2} \right) \sin \omega t \quad (2.1.11)$$

重力波の角周波数 $\omega = \omega_0$ だと

$$\zeta^1 = \frac{1}{2} a_{11} L \frac{\omega}{R} \sin \omega t \quad (2.1.12)$$

となり最も感度が高くなる。

2.2 宇宙からの重力波

地球上で発生する重力波はあまりにも小さすぎるので、重力波検出の為にはその発生源を、はるかな天体現象に求めなくてはならない。この重力波源には、大きく分けて3つのものが考えられる。すなわち、超新星爆発などに伴うバースト及び非球対称なパルサーなどから放射される連続波、そしてビッグ・バンに伴って放射され、現在全宇宙をみたしていると考えられる重力波バックグラウンドである。

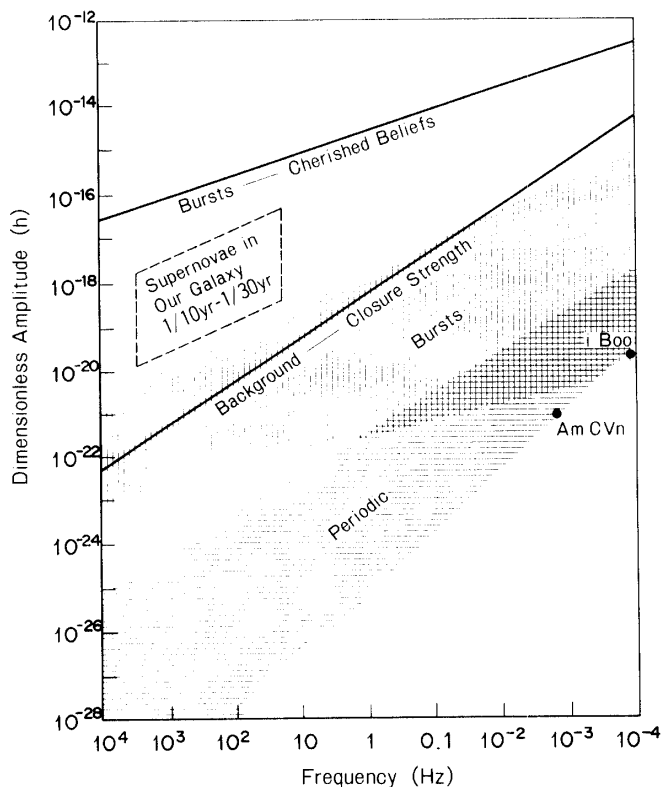


図 2.2.1 地球上における重力波のアンプリチュード h の評価
(Thorne, 1980)

(I) バースト波

考えられる最大のバースト波発生モデルとしては、非常に重い星の進化の最終段階である超新星爆発の際のコアのパウンスやニュートリノの発生、ブラックホールの誕生、ブラックホール同士の衝突などである。

これらのバーストが地球上に達した時、どの位の無次元アンプリチュード h を持つかについて種々のモデルを検討してまとめたのが、図 2.2.1 である (Thorne, 1980)。ただし、これは地球上に 1 月に 1 回の割合でやって来るものに対する値である。図中、“Cherished Beliefs” の線は、種々のモデルの中で最も甘い予想値であり、そのはるか下にある、“Bursts” の領域が、もっともらしいと考えられている範囲である。これによると 1 kHz 付近では $10^{-23} \sim 10^{-20} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ である。はた 10~30 年に 1 度起こると考えられる我々の銀河系での超新星爆発に対する評価も図中に示されている。

(II) 連続波

周期的な重力波を放射するには、物質の周期的な動きが必要である。例えば、高密度な連星系の公転運動や、非球対称なパルサーの自転運動などである。これらの重力波の地球上での、アンプリチュード h の理論値も図 2.2.1 に “Periodic” の領域で示されている。

これらの値はバースト波に比べてかなり小さいが、例えばパルサーなどはその電磁波のパルスの観測によって、あらかじめ重力波の周波数が分かっている分、感度は高

まる。

(III) バックグラウンド

ビックバンのような大規模な現象によって重力波が発生することは想像にかたくない。こうした重力波はいわゆるポピュレーション3とよばれる星の超新星爆発時に放出された重力波とともに宇宙を一様等方にみたしていると考えられ、その大きさの目安として宇宙が閉じているかどうかに対する臨界値が図2.2.1に“Closure Strength”として示されている。

2.3 重力波の検出方法

重力波の検出には、ただ2個の質点とその相対的な距離を測定する装置がありさえすればよい。これには大きく分けて2通りの方法が考えられる。すなわち2.1の(III)で述べたように2個の質点として、フリー・マスを使うか、バネでつながれたものを使うかである。後者は共鳴型アンテナとして知られており、また前者は、その測定する物理量の違いによりさらに、レーザー干渉計と Doppler tracking とに分類される。

(I) 共鳴型アンテナ

これは、検出器の共振周波数をその目的の重力波の周波数に同調させて、感度を高めるやり方である。このタイプのアンテナでもっとも代表的なものは、J. Weber によって始められた、アルミの円柱の中央部にピエゾ電気歪計をはりつけたものである。重力波がやって来るとアルミの円柱は伸び縮みし、それがピエゾにより電気信号に変えられる。またその電気回路も、感度を高める為、棒の共振周波数に同調させておく。

現在、共鳴型アンテナの感度を決めているのは熱雑音である。これは、室温では、最も強いと予想される重力波の引き起こす振動と同程度である。そこで感度を上げる為にはアンテナ全体を極低温にする事が必要である。また、それとともに、棒の Q 値を著しく高める事が望ましい。

(II) レーザー干渉計アンテナ

フリー・マスの相対的な距離をレーザー干渉計を用いて測定する方法である。詳細は3章以降で述べられる。

(III) Doppler tracking

2個のフリー・マスの間の相対的な速度を Doppler shift の原理を使って測定する方法である。このタイプの実験は通常、地球と spacecraft を2つのフリー・マスに見立てて行なわれる。

地球から非常に高安定の周波数を持った電波が spacecraft にむけて発射され、トランスポンダによって地球に戻される。もし重力波がやって来ると地球と spacecraft は相対的に揺さぶられる。そこで、地球から発射された電波と戻って来た電波のずれを計測すると重力波の存在が確かめられる。(Estabrook and Wahlquist, 1975; Hellings, 1978)

この方法は特に重力波バックグラウンドの検出に関して有望であり、Voyager I の実験結果によると (Hellings, 1980; Hellings et al., 1980) バックグラウンドのエネルギー密度の理論的な予想値に後2ケタと迫っている。そこで、1) spacecraft との電波リンクを up/down とも X-band にする。2) 高安定の水素メーザーの使用 (100 sec のサンプルタイム

に対して 10^{-15}). 3) spacecraft, 地球間の距離を 4 AU にする. が実現できればバックグラウンドの検出には期待が持てるであろう.

3. レーザー干渉計の原理

3.1 基礎原理と特徴

Michelson 型レーザー干渉計による重力波検出の基礎原理は, 図 3.1.1 に示されている. ビーム・スプリッターを含む中心のブロックと, 両方のアームの端にあるミラーがついたテスト・マスは, それぞれワイヤーで釣り下げられ, その共振周波数 (普通は 1 Hz 程度) より十分高い周波数を持つ重力波に対しては, いわゆるフリー・マスとして働く. つまり重力波がどんな形の波であろうと, テスト・マスは忠実にその重力波の決める測地線にそって運動する (Forward, 1978).

一般にこのタイプのアンテナで狙う重力波の周波数帯は kHz 程度であるから上述の条件は十分にみたしている.

レーザーから出たビームは 50% ビーム・スプリッターで 2 つに分けられ, 互いに直交する方向に進み, それぞれテスト・マスのミラーで反射され, 再びビーム・スプリッターに戻りそこで干渉してフォト・ディテクターに入射する. 重力波がやって来ると, テスト・マスはゆさぶられ, 干渉パターンが変わる. そこでフォト・ディテクターからの出力を見ていると重力波の検出ができるわけである.

なお, 3 つテスト・マス及びビームの通り道は, 全て真空装置の中に入れねばならない. これは, 空気の振動が直接テスト・マスに影響する事を避け, また空気の密度の揺らぎや, 空気中に浮遊するほこりなどがビームに悪影響をおよぼすのを防ぐ為である.

この干渉計が 1 つのアームだけでなく, 互いに直交する 2 つのアームのフリー・マスを要求する理由は, まず一つにはレーザーの周波数の揺らぎによるノイズを少なくする為である. 4.2 の (II) で詳しく述べられるように干渉する 2 つのビームが同時にレーザーから発射されたものならば, この周波数の揺らぎはノイズとして効いてこない. つまり同じ長

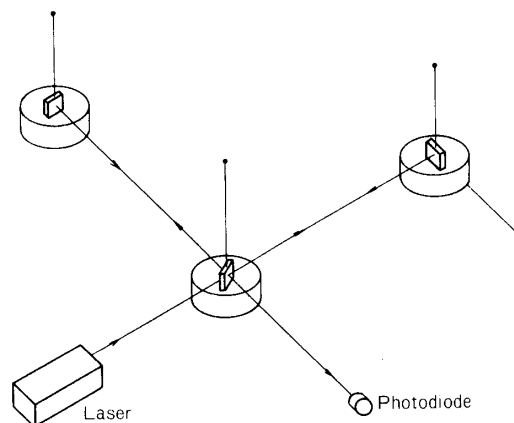


図 3.3.1 レーザー干渉計を使った重力波検出アンテナの原理 (Drever et al., 1983 c)

さの2つのアームを持っていれば、この条件は自然と満足される。

それだけなら3個のテスト・マス全てをフリー・マスにする必要はないように思われる。例えば中心のブロックと一方のアームのテスト・マスは固定し、残りの1つのテスト・マスだけをフリー・マスにする方法が考えられる。しかし4.3の(I)で明かになるように、もしテスト・マスを地上に固定したなら、地震性の振動は1kHzあたりでかなり大きなノイズを引き起こす。これを防ぐ為の最も簡単な方法はテスト・マスをワイヤーでつるす、つまりフリー・マスにする事である。

さらにメリットとしては、適当な偏極と進行方向を持った重力波は、これらのフリー・マスに対して両方のアームの長さが、一方が長くなる時は他方は短くなるように、つまり逆の極性を持って働くから（これが重力波の特性である。）、1つのアームしか持たない場合と比べて信号は2倍になるし、将来、重力波検出が可能になった時、その偏極や進行方向についてより多くの情報を得る事ができる。

この Michelson 型レーザー干渉計アンテナの特徴は、まずバンド幅が広い事にある。共鳴型アンテナが特定の周波数に的を絞る、そこでの感度を上げているのに対して、干渉計アンテナの方はフリー・マスの使用によって検出可能な周波数帯を広くとっている。よって、例えば重力波バーストに対してはそのスペクトル分布の観測も可能であるなどのメリットがある。ただし、同じ大きさの共鳴型アンテナと比較すると感度の点ではかなり劣る事は否めない。

しかしこの点でも、ベース・ラインを伸ばす事によって著しく改善する事ができる。干渉計アンテナのほとんどのノイズは、原理的にベース・ラインの長さに関係するのに対して、重力波によるテスト・マスの揺れはそれに比例して大きくなる。つまり、ベース・ラインを長くすればするほど無次元のアンプリチュード $h(=\delta L/L)$ に対する感度は高くなるわけである。共鳴型アンテナが、その狙う重力波の周波数で大きさがほぼ決まってしまうのと比較して、これこそがレーザー干渉計アンテナの最大の利点といえるだろう。もっともベース・ラインを長くするに伴って、技術面ではテスト・マスのコントロールの難しさ、あるいはまた、コストの面からいっても、非常に長い真空パイプの製作等の問題点が出て来る。

ところで、重力波によるテスト・マスの揺れはベース・ラインの長さに比例して大きくなるが、実はレーザー・ビームの往復時間がゼロでない為、測定可能な信号 $(\delta L/L)_m$ は実際の strain $(\delta L/L)_w$ の一部となる。

$$(\delta L/L)_m = (\delta L/L)_w \frac{\sin(\pi T_e/T_g)}{\pi T_e/T_g} \quad (3.1.1)$$

ここで、 T_e はビームの往復時間、 T_g は重力波の周期である。これより、重力波のアンプリチュード h に対して最高の感度が得られる最適な光路長（アームの長さ l の2倍） L_o は

$$L_o = \frac{1}{2} \lambda_g \quad (3.1.2)$$

で与えられる事が分かる。ただし、 λ_g は狙っている重力波の波長である。例えば、1 kHzの重力波に対して、最適な光路長は、150 kmとなる。つまり、ある周波数に対する、最適なレーザー干渉計アンテナの大きさは、共鳴型アンテナの同じ周波数に対する大きさより、べらぼうに大きい。これは、いわば光速と物質中の音波の速度との違いであり、両者の原理的な特質をよく表わしている。

3.2 動作点

レーザーのインテンシティー・ノイズを抑える為には、狙っている重力波の周波数より遅い領域で、フォト・ディテクターからの出力、あるいは何らかの処理をした信号が零になるように、光路長差をコントロールすればよい(4.2の(I)参照)。つまり、低周波領域において、2つのビームの干渉パターンがいつも一定の動作点にあるようにするのである。この方法には2通りあり、1つは差動法 (Forward, 1978)、もう1つはモジュレーション法 (Billing, 1979)である。

(I) 差動法

図3.2.1に示されるように、ビーム・スプリッターからの両腕のテスト・マスに行く時とは少しずれて戻ってきた2つのビームは、再びビーム・スプリッターでそれぞれ2つに分けられ、それぞれ干渉して2つのフォト・ディテクター D^+ , D^- に入射する。両方のアームの光路長の差を ΔL とすると、 D^+ , D^- に入射するビームのインテンシティー I^+ , I^- はそれぞれ、

$$I^{\pm} = \frac{\eta I_0}{2} \left(1 \pm \cos \frac{2\pi \Delta L}{\lambda_e} \right) \quad (3.2.1)$$

で表わされる。ここで、 λ_e はレーザーの波長、 I_0 は元々のレーザー・ビームのインテンシティー、 η はミラーの反射率で決まる実効的な全インテンシティーの I_0 に対する係数である。すなわち光路長差が λ_e 変わるたびに、それぞれのディテクターに入射する光は明るく

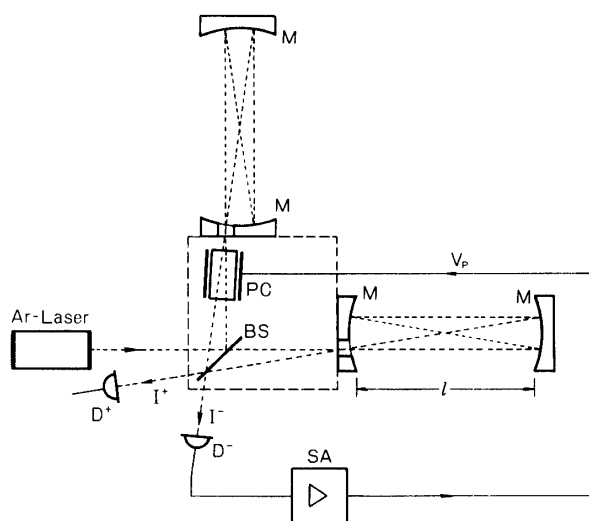


図 3.2.1 レーザー干渉計における2つのフォト・ディテクター D^+ , D^- (Billing et al., 1979)

なったり暗くなったりを繰り返す。もちろん、両方のインテンシティーを足し合わせたものはいつも一定 ηI_0 である。

さてここで動作点を、ノミナルには2つのディテクターに等しいインテンシティーを持つビームが入射するように決める。つまり ΔL が

$$\Delta L = \frac{\lambda_e}{4} + n\lambda_e + \Delta L' \quad (\Delta L' \ll \lambda_e, n: \text{整数}) \quad (3.2.2)$$

となるように、光路長差を低周波領域 (10~100 Hz 以下) でコントロールするのである。ここで $\Delta L'$ はコントロールの不完全さから生じる動作点からのずれ及び光路長差の高周波成分を表わすと考えてよい。この時 I^+, I^- は

$$I^\pm = \frac{\eta I_0}{2} \left(1 \mp \frac{2\pi\Delta L'}{\lambda_e} \right) \quad (3.2.3)$$

となる。そこで D^+, D^- の出力の差 V をみると

$$V \propto \eta I_0 \frac{2\pi\Delta L'}{\lambda_e} \quad (3.2.4)$$

となる。この信号は重力波検出用信号として用いられるだけでなく、ローパス・フィルターを通して、また適当に増幅されて、(3.2.2) の動作点を得る為のフィードバック用信号として、ビームの通り道に置かれたポッケルス・セルに供給される。ここで、ポッケルス・セルとは電圧をかけると誘電率が変化し、そこでの光の速度が変わる、すなわち実効的な光路長を変化させる事ができるような透明の結晶である。

この一連のコントロールがオプティカル・コントロールと呼ばれるものである (3.4 の (II) 参照)。

(II) モジュレーション法

インテンシティー・ノイズの影響を抑えるもう1つの方法は干渉パターンにおける、いわゆるダーク・フリンジを利用する方法である (Billing et al., 1978, 1979; Maischberger

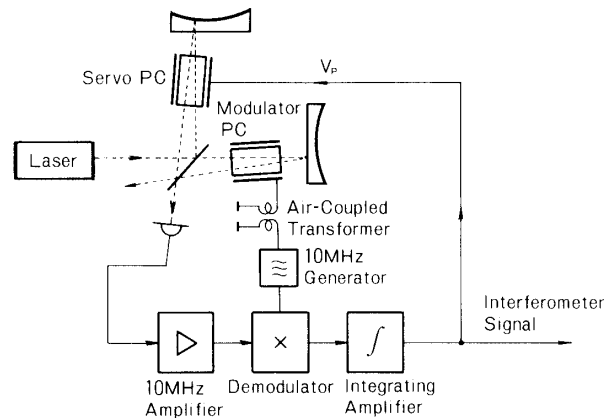


図 3.2.2 モジュレーション法 (Billing et al., 1979)

et al., 1982). つまり, 光路長差をコントロールする事によって, 一方のディテクターに入射するビームのインテンシティーをゼロにしてしまうのである. この方法では, 差動法と違ってフォト・ディテクターは1方(入射光ゼロの方)しか使わない.

さて, 2つのアームの光路長の差 ΔL が

$$\Delta L = n\lambda_e + \Delta L' \quad (\Delta L' \ll \lambda_e, n: \text{整数}) \quad (3.2.5)$$

となるように低周波数領域でフィードバックをかける. $\Delta L'$ は差動法の場合と同様な量である. ところが, この時ディテクター D^- に入射するインテンシティー I^- は

$$I^- = \eta I_0 \frac{\pi^2 \Delta L'^2}{\lambda_e^2} \quad (3.2.6)$$

となり, このままでは, 重力波検出用信号としては使えても, フィードバック用信号としては使えない. なぜなら, この信号は $\Delta L'$ の2乗に比例しており, 動作点であるダーク・フリンジからどちらの方向にずれているのか分からないからである. そこで図3.2.2に示されるようなモジュレーション法が考えられた.

一方のビームの通り道に置かれたモジュレーション用ポッケル・セルを通して位相変調がかけられる. このモジュレーション周波数 ω_0 は狙っている重力波の周波数より十分高くし(10 MHz程度), その振幅 a_0 はレーザーの波長 λ_e と比べて十分小さく, $\Delta L'$ の程度とする. 今, 仮に系がダーク・フリンジの付近にあるとする, つまり(3.2.5)の様になっているとすると, モジュレーションの為, ダーク・フリンジからのずれ $\Delta L''$ は次のようになる.

$$\Delta L''(t) = \Delta L'(t) + a_0 \sin \omega_0 t \quad (3.2.7)$$

またこの時, ディテクターの出力 V は,

$$V \propto \Delta L'^2 + 2a_0 \Delta L' \sin \omega_0 t + a_0^2 \sin^2 \omega_0 t \quad (3.2.8)$$

となる. この信号にモジュレーション用の発振器の信号 $\sin \omega_0 t$ を乗算器を用いてかけてやると

$$V \propto \Delta L'^2 \sin \omega_0 t + 2a_0 \Delta L' \sin^2 \omega_0 t + a_0^2 \sin^3 \omega_0 t \quad (3.2.9)$$

となる. 最後にこの信号をローパス・フィルター(10 MHz付近はおとし, 1 kHz付近は残す.)に通すと

$$V \propto a_0 \Delta L'(t) \quad (3.2.10)$$

となり, 動作点であるダーク・フリンジからのずれ $\Delta L'$ に比例した信号となる(ただし $\Delta L'$ や a_0 の1 MHzのフリエ成分は十分小さいとした.). この信号が重力波解析用の信号となり, さらにローパス・フィルター(10~100 Hzより高い周波数をカットする)を通した信号が増幅されてされてフィードバック用として, もう一方のビームの通り道に置かれた

ポッケルス・セルに供給される。

3.3 多重折り返し

3.1で述べたように、1kHzの重力波に対して、最適な光路長は150Kmである。これを実現するのは容易な事ではない。そこで図3.3.1のように、ビーム・スプリッターを含む中心のブロックにミラーを取りつけ、このミラーと両側のテスト・マスのミラーとの間で何回もビームが往復した後に、ビーム・スプリッターで再結合させるという方法が考えられた。この折り返し領域の事をディレイ・ラインと呼ぶ。この optical delay line はすでに Herriott らによって開発されており (Herriott and Schulte, 1965), Weiss によってレーザー干渉計に応用された (Weiss, 1972)。

ところで、この方法を採用した場合、その解釈の仕方には2通りある。1つは、アームの長さ L が N 倍 (折り返し回数 N) になり、すなわち重力波によるその変化 δL も N 倍になる。それに対してショット・ノイズのようなアームの長さに関係しないノイズはやはり元のままという解釈であり、もう1つは、アームの長さは変わらず、ノイズの方が $1/N$ になるという考え方である。もちろん、どちらの解釈をしようと同じ事であるが、ここでは前者の考え方に従う。そして、以後、ミラー間の距離 l の事を、“アームの長さ”，それに折り返し回数 N をかけた距離 $L = N \cdot l$ の事を“光路長”と呼ぶ事にする。

さて、ディレイ・ラインの採用によって、光路長を相当に伸ばす事ができるわけであるが、ただ単純にアームの長さを伸ばす場合と比べて、少々、不利な点が出てくる。第一に、ミラーの反射率が1でない為、何度もミラーで反射されているうちに実質的なレーザーのパワーが落ちてくる。第二に、ある種の雑音、例えばテスト・マスの振動によるノイズは、折り返し回数に比例して大きくなる。つまり、アームの長さを伸ばせばノイズはそのまま重力波による信号だけが増えるという、レーザー干渉計最大の利点を生かしていないわけである。第三に、テスト・マスのコントロールに、よりきびしい条件が課せられる。例えば、折り返し回数100のディレイ・ラインを持つ干渉計アンテナにおいては、アームの長さを $1 \mu\text{m}$ の揺れに抑えたとしても、光路長に対しては $100 \mu\text{m}$ の揺れとなって表われる。

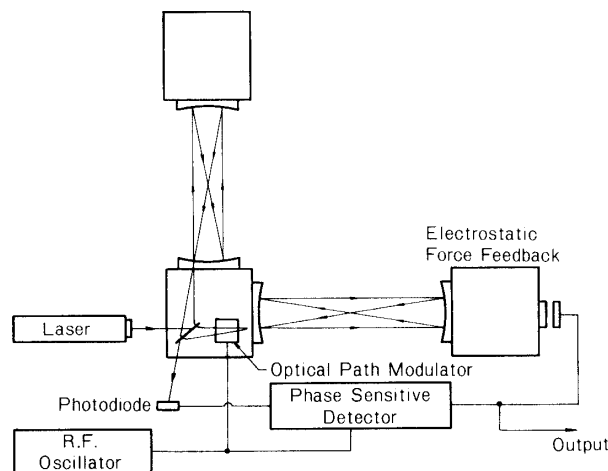


図 3.3.1 多重折り返し型レーザー干渉計 (Drever, 1984)

以上の点を考慮すると、多重折り返しの有効限界は以下ようになる。まず、全てのノイズが十分小さく、ミラーの反射率も十分高い場合には、折り返しをしない時と同じく、光路長が重力波の波長の1/2になるところが折り返しの最適値である。

次に、ミラーの反射率 R が問題になるときは、後で述べられるショット・ノイズとの兼ね合いで決まってくる。すなわちショット・ノイズは、レーザーのパワーの1/2乗に逆比例するので(4.1の(II)参照)、光路長を伸ばすと信号は増大するけれども、何度も折り返すことによって実質的なパワーが減少し、つまりショット・ノイズが増大するという現象が起こる。そこで簡単な計算により、ミラーの反射率 R によって決まる、最適な折り返し回数 N_0 が存在する事が分かる。

$$N_0 = \frac{2}{1-R} \quad (3.3.1)$$

この時、実質的なレーザー・パワーはもとのパワーの $1/e^2$ になり、感度は $e(1-R)$ 倍になる。

ところが、テスト・マスの振動によるノイズが効いてくる場合はこうはいかない。一般に、目標の周波数 (kHz) 付近においては、振動によるノイズはショット・ノイズより小さい(4.3参照)。しかし、折り返しをする事により、振動によるノイズは増大し、やがてショット・ノイズのレベルを追い越す。こうなると、もはや折り返しは何の役にもたたなくなる。つまり、この場合は、折り返しの回数は、振動によるノイズがショット・ノイズのレベルに達するまでという条件で決まってくる。

さらに、折り返し回数 N は上述の条件に達する前に、ミラーや、ディレイ・ラインをおお真空パイプの大きさなどの現実的な制限によって、決められる恐れもある。

3.4 テスト・マスのコントロール

テスト・マス及び光路長に関しては、その目的別に4種類のコントロールを同時にしないといけない。まず補助のレーザーとポジション・センサーを使って、例えば中心のテスト・マスの1Hzあたりの揺れを1波長程度に抑える(ローカル・コントロール)。また干渉計の出力をフィードバック用信号として2種類のコントロールがなされる。1つはポ

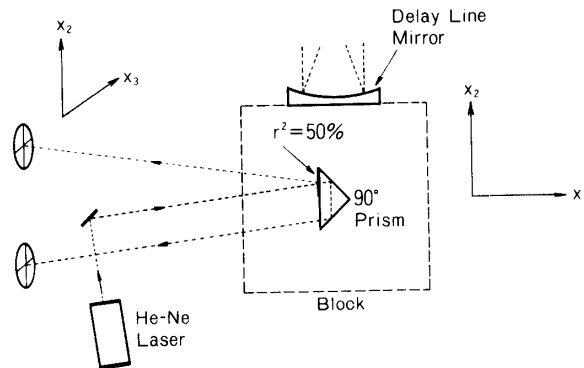


図 3.4.1 補助のレーザーとポジション・センサーを用いたテストマスのローカル・コントロールの例 (Billing et al., 1979)

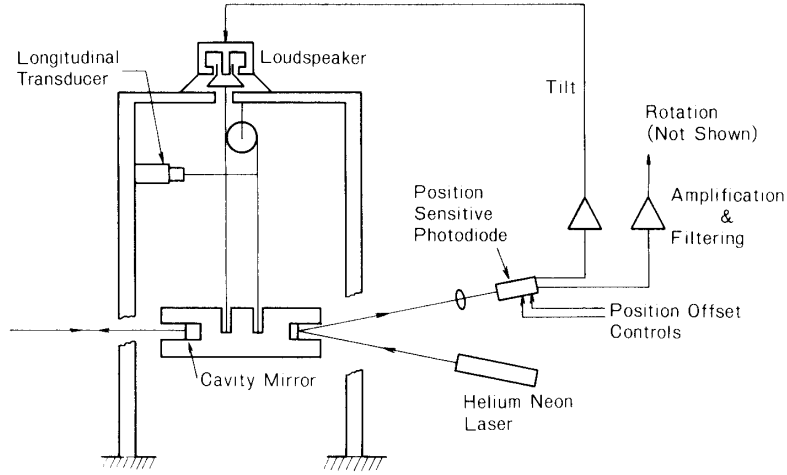


図 3.4.2 テスト・マスのローカル・コントロールの例 (Hough et al., 1983)

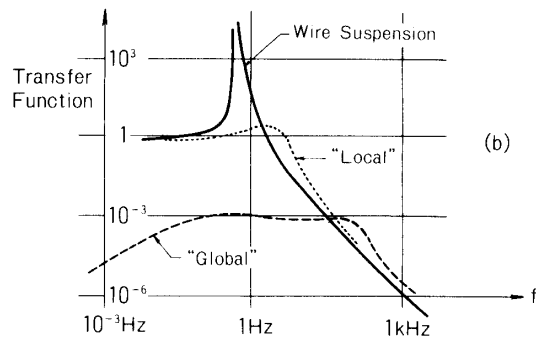


図 3.4.3 地震性の振動のテスト・マスへの transfer function (Maischberger et al., 1982)

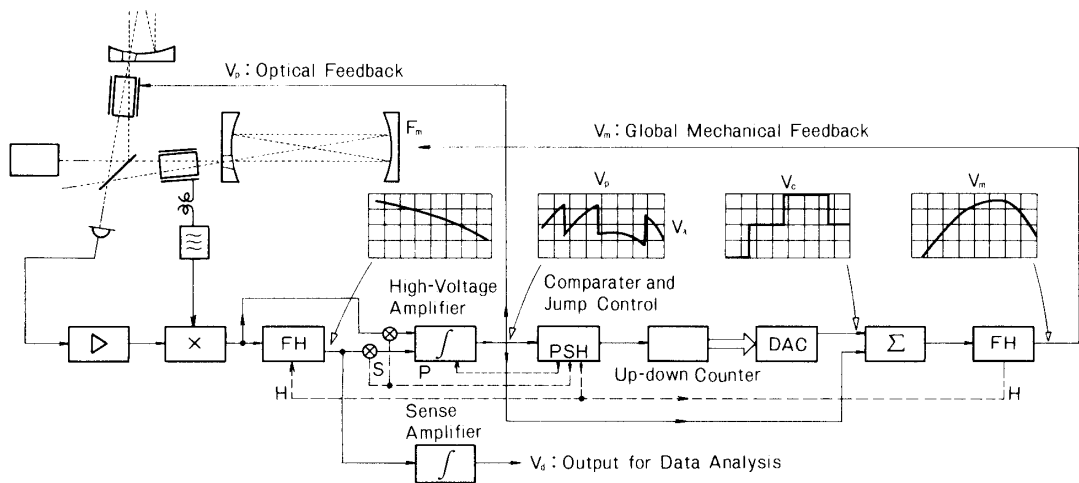


図 3.4.4 モジュレーション法による、オプティカルコントロール、グローバル・コントロール (Billing et al., 1979)

ツケル・セルを通して、光路長差を希望の動作点に固定するものであり（オプティカル・コントロール）、もう1つは比較的長いタイム・スケールでの光路長差の揺らぎを抑えるものである（グローバル・コントロール）。さらに各々のアームの長さの揺れを抑える為に補助の干渉計が使われる（絶対的コントロール）。

これらのコントロールは、オプティカル・コントロールを除いて全て、テスト・マスを動かす事により行なわれる。その方法としては例えば、テスト・マスに磁石を取りつけておき、外部のコイルに電流を流して電磁力をおよぼすといったものが考えられる。

なおこれらのコントロールは全て、目的の周波数（kHz程度）より十分ゆっくりと行なわれるので、依然として kHz 程度の重力波に対してはテスト・マスはフリー・マスとして働く。

(I) ローカル・コントロール

テスト・マスの振動は、その共振周波数 1 Hz のあたりで $10^{-4} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ となり、これを抑えるのにローカル・コントロールが用いられる。振動の自由度は並進 3、回転 3 の併せて 6 であるが、このうち特に大切なのは、水平面内の回転とベース・ラインに沿った方向の並進の振動のコントロールである。図 3.4.1、図 3.4.2 に示されているように、補助のレーザーとポジション・センサーを用いて、テスト・マスの動きをモニターし、テスト・マスにフィードバックをかける。(II) で述べられるようにローカル・コントロールによって、1 Hz あたりの振動動は $10^{-6} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ 程度に抑えなくてはならない。図 3.4.3 にローカル・

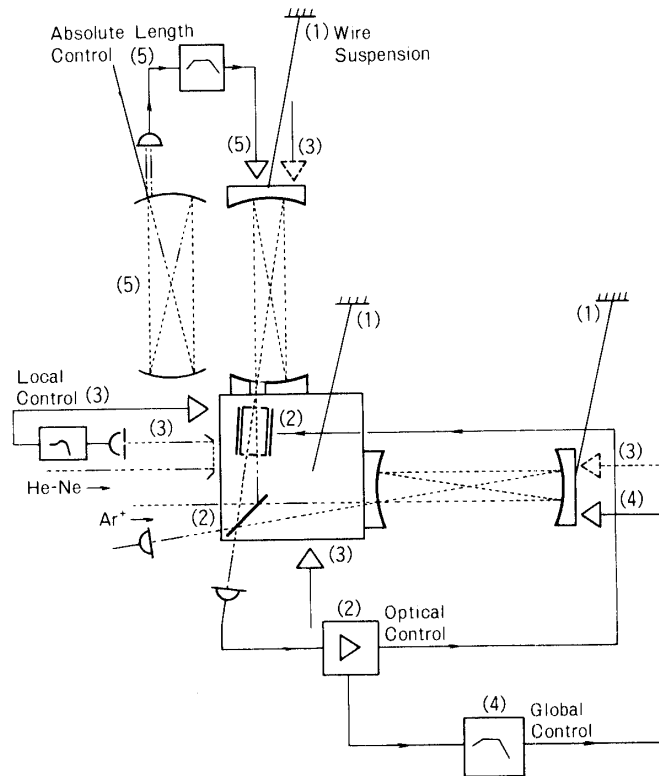


図 3.4.5 各種コントロール・システム (Maischberger et al., 1982)

コントロールによるテスト・マスの振動の抑えられる様子が示されている。

(II) オプティカル・コントロール

4.2の(I)で明かになるようにレーザーのインテンシティー・ノイズの影響を抑える為には、動作点を固定しなくてはならない。そして、このノイズをショット・ノイズのレベルにするには、動作点からのずれ ΔL を 10^{-11} m に抑えなくてはならないという要請がある。

これに対するコントロール方法は、図3.4.4に示されてある。例えば図のようにモジュレーション法によって得られた出力は、3.2の(II)で説明したように光路長差のダーク・フリンジからのずれ ΔL に比例する(ただし ΔL がビームの波長 λ_0 に比べて十分小さいなら)。これらをロー・パス・フィルターにより 10 Hz 程度までの信号にし、もう1つのポッケルス・セルを通して ΔL が小さくなるようにフィードバックをかけるのである。

ただし、通常のポッケルス・セルは1波長程度までしかコントロールできない。そこで、この限界を超えた場合は、ひとつ隣のダーク・フリンジにジャンプし、しかもそのジャンプの間はデータの取得をストップするようなシステムが必要である。明かに、ジャンプが頻繁に起こる事は避けなくてはならないから、(I)のローカル・コントロールで、あらかじめマスの振動を1波長程度に抑えておく必要がある。

(III) グローバル・コントロール

折り返し回数 N が大きい場合には、ローカル・コントロールだけで光路長差の揺れを1波長程度に抑える事は難しい。そこでグローバル・コントロールを行なう。すなわち一方のテスト・マスのビーム方向のローカル・コントロールを止め、代わりに干渉計からの出力と、そのフリンジ・ジャンプの信号とより作り出した、グローバルな光路長差を与える信号(図3.4.4の V_m)を使ってこのコントロールを行なう。これにより、1 Hz 付近での光路長差の揺れは激減する(図3.4.3)。

また3.2の(II)で述べられるように、レーザーの周波数の揺らぎによるノイズを抑える為には、静的な光路長差を1 mm 程度以下にしなくてはならない。もしグローバル・コントロールをしていなければ、あらかじめこの範囲に収まるように設定していても、長時間経つと何度もフリンジ・ジャンプする事により、やがて光路長差は1 mm を超えるであろう。この意味でも、グローバル・コントロールは必要である。

(IV) 絶対的コントロール (Maischberger et al., 1982)

上記のグローバル・コントロールは2つのアームの光路長差に対してのみ有効であって、各々の光路長を安定させる働きはない。むしろ一方のマスの動きをもう一方のマスのコピーする作用を持つ。4.4の(II)で明らかになるように、散乱光によるノイズを抑える為には、各々の光路長を安定させる必要がある。そこで、図3.4.5のように一方のアームのみに関する補助の干渉計を用いてテスト・マスにフィードバックをかける。これを絶対的コントロールと呼ぶ。これにより、このアームの長さは安定し、もう一方のアームの光路長も、グローバル・コントロールのおかげで同じ程度の安定度を得る事ができる。

3.5 ファブリ・ペロー干渉計

(I) 原理 (Drever, 1984)

4.4で述べられるように、ディレー・ラインにおける散乱光の影響は、特に折り返し回数を増した場合に最も深刻なノイズ源となる。これを防ぐ為に考えられたのが、ファブリ・ペロー型レーザー干渉計アンテナである。ファブリ・ペロー干渉計によって微小な変位を測定するという方法は古くからあるが、これを重力波検出に応用したのはつい最近である。(Drever et al., 1981)

この原理は図3.5.1に示されているように、Michelson 多重折り返し型のディレー・ラインの部分をファブリ・ペロー共振器で置き換えたものである。

キャビティーの長さ、あるいはレーザーの波長を精密にコントロールする事により、ビームをキャビティー内で共振させる事ができる。つまりキャビティー内でのインテンシティーを飛躍的に増大させる事ができるが、これはマイケルソン型のディレー・ラインにおいて折り返し回数を増やして光路長を伸ばす事に対応する。この状態の時、重力波がやってきてテスト・マスをゆさぶるとキャビティーから出て来るビームの位相が少しずれる。そこで両キャビティーから出て来るビームの干渉光をフォト・ディテクターで観察しているとテスト・マスの揺れが分かるわけである。

このような構成にすると Michelson 型のディレー・ラインにおけるような散乱光の影響は相当に抑えられる。また現実的には、多重折り返し型が折り返し回数を増やすにしたが

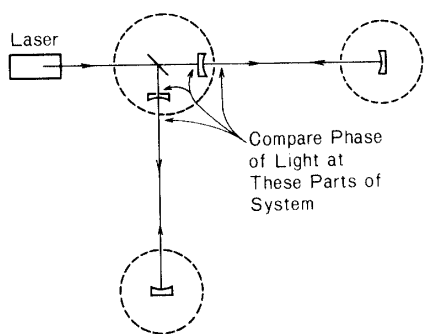


図 3.5.1 ファブリペロー型レーザー干渉計の原理 (Drever, 1983)

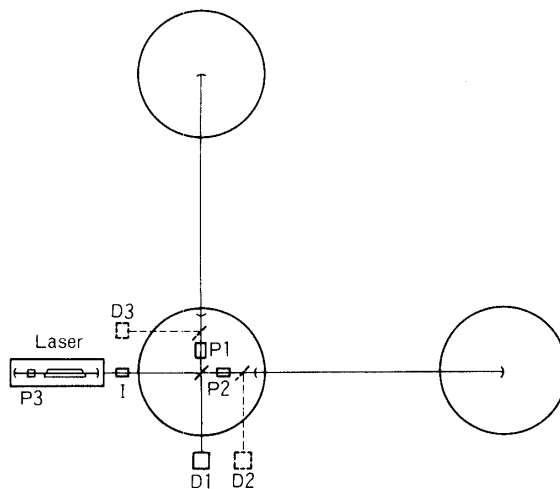


図 3.5.2 ファブリペロー型干渉計 (Drever, 1984)

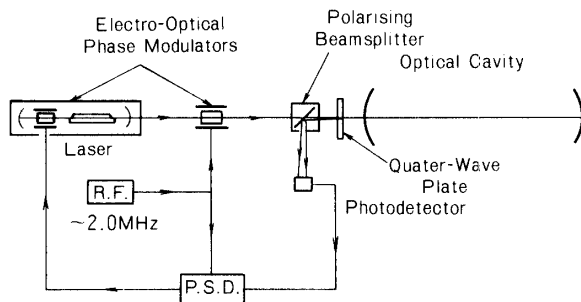


図 3.5.3 キャビティ内で共振させる為のシステム (Drever, 1983)

って、かなり大きなミラーや、従ってかなり大きな直径の真空パイプを必要とするのに対して、ファブリ・ペロー型においては、それらは小さな直径のものですむ。これは、特にベース・ラインを長くした時に、コストの点で顕著な差をうむ。

キャビティー内でのインテンシティを増大させるには、ビームが入射する第一のミラーの透過率を低く、反射率を高くし、しかもここでのロスをなるべく抑えなくてはならない。もちろん第二のミラーに関しては、なるべく高反射率のものを使う必要がある。

キャビティー内でうまく共振させる為のシステムは図 3. 5. 2 に示されている (Drever, 1983 b)。まず、ポッケルス・セル P 1, P 2 によってそれぞれのキャビティに入射する前のビームを位相変調しておく。そこで、僅かな反射率を持つビーム・スプリッターによって、フォトディテクター D 2 に入射したビームは 2 つの成分を持つ。すなわち、1 つはキャビティーの第一のミラーで直接反射されたモジュレートされているビームであり、もう 1 つはキャビティー内からやってきたビームである。こちらの方は、モジュレーションの周波数が共振器の長さに対して適当であり、また共振器のフィネスが十分高ければ、共振器の特性により、モジュレーション周波数のサイドバンドは取り除かれる。つまり、モジュレ

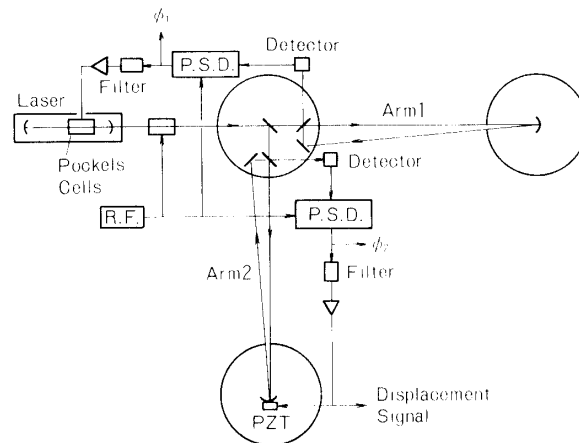


図 3.5.4 3つのミラーを使ったキャビティを用いたファブリペロー干渉計 (Drever, 1983)

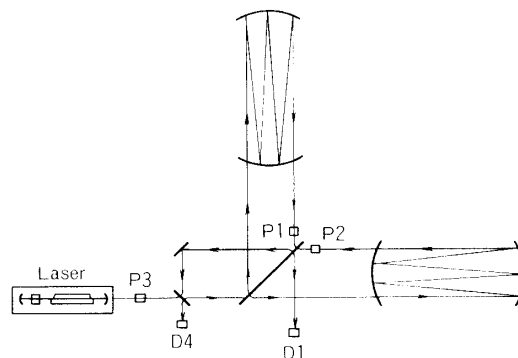


図 3.5.5 ファブリ・ペローを用いた多重折り返し型干渉計 (Drever, 1984)

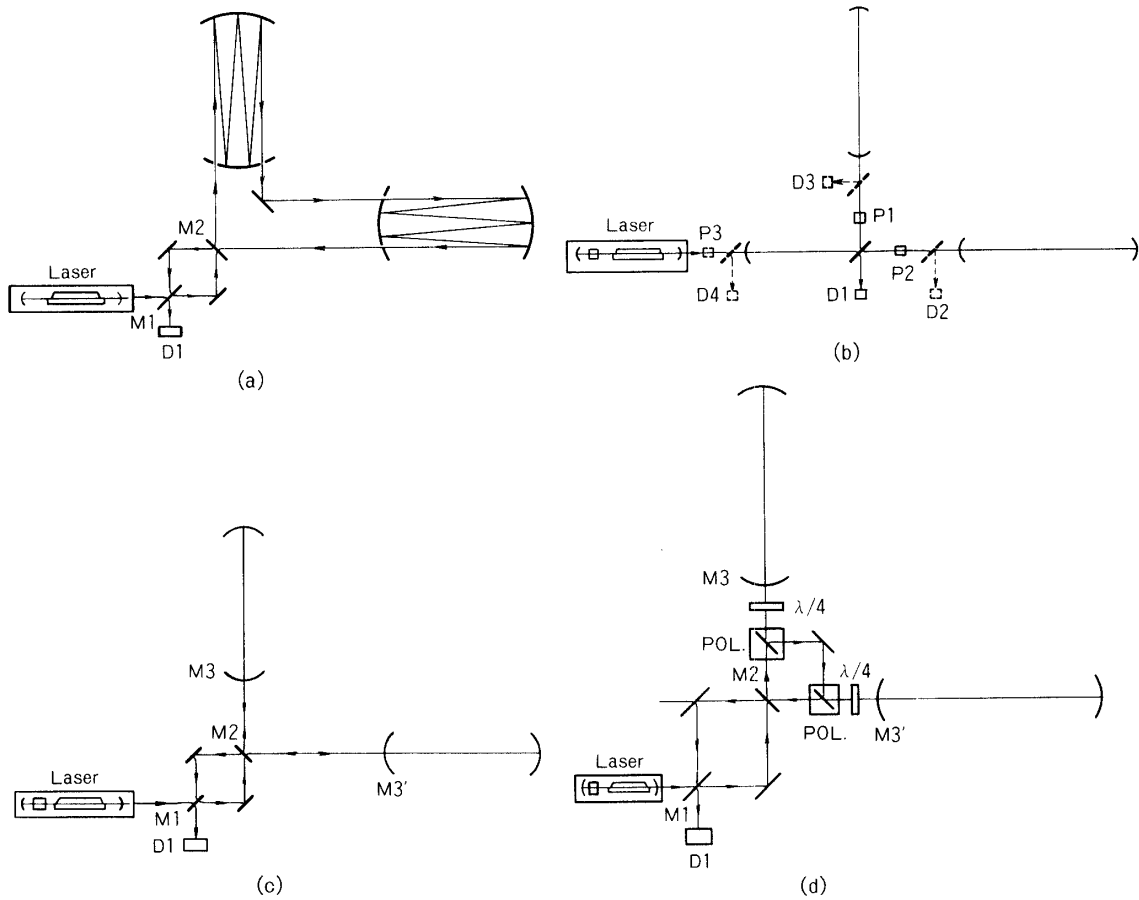


図 3.5.6 ファブリ・ペロー・システムの応用例 (Drever, 1984, 1983)

ートされていない。ここでフィネスとは、共振器の隣接する共振周波数の間隔 (FSR) を共振の半値全幅で割った値で、共振器の先鋭度を表す量である。

さて、この2つのビームは干渉してアンプリチュードがモジュレートされた信号を生み出す。この周波数は、もとのモジュレーションの周波数と同じであり、モジュレーションのレベルは、2つのビームの位相差に比例する。完全に共振していれば、位相差はゼロになるので、この信号はキャビティの長さ、あるいはビームの周波数の共振点からのずれを表わしているという事ができる。

そこで、この信号を使ってレーザー内のポッケルス・セル P3 を通して、ビームの波長にフィードバックをかけ、先程のキャビティでうまく共振するようにするのである (図 3.5.3 参照)。そして今度はもう一方のキャビティの同様な信号、ディテクター D3 からの出力信号を使って、このキャビティのミラーをピエゾ素子でコントロールし、こちらのキャビティでも共振するようにする。

もし重力波がやって来ると、テスト・マスがゆさぶられ、キャビティの長さが変化する。そこで原理的には、この第二のキャビティに送るフィードバック信号を見ていけば、重力波の検出ができるわけである。

もちろん、2つのキャビティからのビームの位相差を直接測定する事もできる。それには、あらかじめP1とP2のモジュレーションの位相を 180° ずらしておき、両キャビティの長さを適当に調節しておく。こうすると、フォト・ディテクターD1に入射するメイン・ビームの干渉光は、2つのキャビティの位相差を表わすようになる。

なお、この構成ではキャビティからのビームが直接レーザーに入射してしまうので、アイソレーターIが使われている。また、これを防ぐ別の構成を図3.5.4に示す。2つのミラーによるキャビティの代わりに、3つのミラーを用いたリング・キャビティを使用する。このようにすると明かに、直接レーザーに入射していくビームは存在しない。

(II) 感度

このファブリ・ペロー干渉計において感度を高めるには、キャビティの第二のミラーの反射率を非常に高くし、第一のミラーの透過率を低く、反射率を高くして、キャビティ内でのインテンシティーをなるべく増大させる必要がある。またキャビティ内で共振させる為には、非常に高精度のコントロールが必要である。

このようにセッティングされたファブリ・ペロー干渉計の感度は、Michelson型においてディレー・ラインにおける全インテンシティーがキャビティ内のインテンシティーと同じものと比べて、だいたい同程度である。

(III) ファブリ・ペローの応用

例えば、Michelson型干渉計のアンテナにおいて、モジュレーション法を採用すると、着目するディテクターの方に入射するビームのインテンシティーはノミナルにはゼロである。つまり、ビームは全てもう一方のディテクター（ただしモジュレーション法の場合、このディテクターは必要ない。）に入射する。そこで思いつくのは、このビームを利用できないかという事である。図3.5.5に、その1つの方法が示されている。ディテクターD1とは違う方向に進んだ干渉ビームは適当な反射率を持ったミラーによってレーザーから出て来たビームにコヒーレントに加えられる。このようにしてビームの実効的なインテンシティーを強めるのである。この為にはもちろん、非常に精密な光路長及びレーザー・ビームの波長の調整が必要であるが、これはまさに（I）で述べたような方法によって実現される（ポッケルス・セルP3, P4; フォトディテクターD2を使う）。つまり系全体がファブリ・ペロー干渉計になるわけである。同様なアレンジが、図3.5.6にいくつか示されている。

4. レーザー干渉計のノイズ

レーザー干渉計アンテナのノイズには大きく分けて次の4種類がある。

- (I) 理論的ノイズ
- (II) レーザーのノイズ
- (III) テスト・マスの振動によるノイズ
- (IV) 散乱によるノイズ

このうち、(I), (II), (III)は原理的には光路長に関係しない。但し(III)に関しては、多重折り返しの方法で光路長を伸ばす場合にのみ、それに比例して増大する。以下、それ

ぞれのノイズについて詳しく検討するが、その際、ノイズの大きさは、そのノイズに相当する光路長差の変化の spectral intensity $(\delta L)^2$ で表わす事ができる。

つまりこういう事である。今、干渉計から何らかの出力 V が出ているとする。そしてある原因のノイズによって、この V は δV だけ揺れているとする。ここでこの δV の揺れを重力波が引き起こす、つまり光路長差の揺らぎによっておこるものだと考える。そうした時の、この光路長差の揺らぎがここでいう“そのノイズに相当する光路長差の変化”の意味である。

なおここでは、更に簡単の為、 $\delta L \equiv \sqrt{(\delta L)^2}$ で表わす事にする。重力波の無次元アンブリチュード $h = \delta L/L$ に対する感度になおすには、全光路長 L で割ればよい(ただし、 $L \ll \lambda_g$ の場合)。

なお、この評価は Michelson 型に対するものであるが、ファブリ・ペロー型に関してもほぼ同じような事がいえる。

4.1 理論的ノイズ

(I) 量子限界 (Caves, 1980; 1981)

Heisenberg の不確定性原理は、 $\Delta x \cdot \Delta p \geq h$ で与えられるが、これにより δL の量子限界が定まる。

$$\delta L = \left(\frac{h}{4Mf_g} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.1.1)$$

ここで M はテスト・マスの質量、 f_g は重力波の周波数である。重要な事は、質量を大きくしていくと、量子限界も下がっていくという事である。例えば、1 kHz の重力波に対して、10 kg のテスト・マスをつかうと、量子限界は、 $\delta L = 10^{-19} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ となる。さて、この量子限界について詳しく検討してみよう。

レーザーでテスト・マスの位置を探る場合、量子論的なノイズは次の2つである。すなわち、ディテクターにおけるフォトンのカウンティングの統計的揺らぎによって起こるショット・ノイズ、それと、レーザー・ビームのラディエーション・プレッシャーの揺らぎによるテスト・マスの振動である。それぞれの引き起こすノイズ δL_{sh} , δL_{ra} は、

$$\delta L_{sh} = \left(\frac{hc\lambda_e}{2\pi\eta'P} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.1.2)$$

$$\delta L_{ra} = N \left(\frac{h\eta'P}{\lambda_e c} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{Mf_g^2} \quad (4.1.3)$$

で与えられる。ここで、 P はレーザーのパワーである。これを見るとショット・ノイズの方はパワーの $1/2$ 乗に逆比例しているが、ラディエーション・プレッシャーの揺らぎの方は $1/2$ 乗に比例している。つまり、この和は、ある最適なパワーのもとで最小となる。この最小値が実は上で述べた量子限界の事である。簡単な計算により、最適パワー P_o は次式で与えられる。

$$P_o = M c f_g^2 \lambda_e \quad (4.1.4)$$

これは、例えば、1 kHz の重力波、質量 10 kg のテスト・マスに対して $P_o = 10^9$ Watt を与える。この値は、現在のレーザーの技術では不可能である。つまり現実的なレーザーのパワーに対しては、量子限界に達する事はできず、ショット・ノイズによって決められる δL が理論的限界を与える。

(II) ショット・ノイズ (Blum and Weiss, 1967)

ここでいうショット・ノイズは、いわゆるフォトン・カウンティング・エラーであり、フォト・ディテクターにおけるフォトンの計数の統計的揺らぎによって起こる。このショット・ノイズの表式をここでは差動法を用いた場合について導いてみよう。

シングル・モードのレーザー (パワー P) は毎秒

$$\phi_o = \frac{P}{h\nu_e} \quad (4.1.5)$$

のフォントを干渉計に入射する。2つのフォト・ディテクター D^\pm に入射するフォトンの数は (3.2.3) よりそれぞれ毎秒

$$\phi^\pm = \frac{\eta\phi_o}{2} \left(1 \mp \frac{2\pi\Delta L'}{\lambda_e} \right) \quad (4.1.6)$$

である。フォト・ディテクターにおけるフォトンの入射はフォト・エレクトロンの生成を導くが、その数は毎秒

$$N^\pm = \frac{\eta'\phi_o}{2} \left(1 \mp \frac{2\pi\Delta L'}{\lambda_e} \right) \quad (4.1.7)$$

である。ここで η' とはフォト・ディテクターの量子能率を η に組み込んだものであり、一般には 0.5 程度である。このフォト・エレクトロンの生成は一つ一つの事象が全く独立にランダムに起こる、いわゆるポアソン・プロセスである。よってフォト・エレクトロン生成の揺らぎの spectral intensity δN^2 はポアソン・プロセスの性質より (Ziel, 1971)

$$\delta N^{\pm 2} = 2\langle N^\pm \rangle = \eta'\phi_o \quad (4.1.8)$$

ここで $\langle N^\pm \rangle = \frac{\eta'\phi_o}{2}$ はフォト・エレクトロンの平均生成数を表わす。よって、フォト・カレントの揺らぎの spectral intensity $\delta I_p^{\pm 2}$ は、

$$\delta I_p^{\pm 2} = e^2 \delta N^{\pm 2} = e^2 \eta' \phi_o \quad (4.1.9)$$

そこで2つのフォト・ディテクターの出力の差 $V = V^- - V^+$ の揺らぎの spectral intensity δV_p^2 は抵抗を R として

$$\delta V_p^2 = (\delta I_p^{+2} + \delta I_p^{-2}) R^2 \quad (4.1.10)$$

となる。

ところで両ディテクターの出力差 V は

$$V^2 = (I_p^- - I_p^+)^2 R^2 = e^2 R^2 (N^- - N^+)^2 = e^2 R^2 \left(\frac{\eta' \phi_0 2\pi \Delta L'}{\lambda_e} \right)^2 \quad (4.1.11)$$

となり、重力波による光路長差 $\Delta L'$ の揺らぎの spectral intensity δL^2 によって引き起こされる出力差 V の揺らぎの spectral intensity δV_L^2 は、

$$\delta V_L^2 = e^2 R^2 \left(\frac{\eta' \phi_0 2\pi}{\lambda_e} \right)^2 \delta L^2 \quad (4.1.12)$$

となる。ここで $(S/N)=1$ 、つまり $\delta V_p^2 = \delta V_L^2$ とすると、ショット・ノイズによる、測定可能な δL_{sh} は結局

$$\delta L_{sh} = \left(\frac{hc}{2\pi^2} \frac{\lambda_e}{\eta' P} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.1.13)$$

つまり、ショット・ノイズによる影響を抑える為にはレーザーのパワーをなるべく強くする必要があるのである。

なお、ここでは差動法に対してショット・ノイズの表式を導いたが、モジュレーション法を用いた場合でも (4.1.13) と全く同じ式が成立する。

さて、ショット・ノイズを抑えるにはレーザーのパワーをなるべく上げなくては行けないが、これには Ar レーザーが最適である。現在、100 Watt まで可能であるし、数 Watt までならシングル・モードのものが市販されている。実効的パワー 1 Watt の Ar レーザー ($\lambda=0.5 \mu\text{m}$) を使うと、 $\delta L=10^{-16} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ となる。

レーザーのパワーを確定すると、ショット・ノイズによって理論的限界が決められるので、我々のノイズ削減の努力は、もっぱら、これから述べる種々のノイズをショット・ノイズのレベルまで下げる事に注がれる。そこで以下の検討では各々のノイズを 1 Watt のパワーに対するショット・ノイズと比較し、いかにすればそのレベルまで引き下げる事ができるかについて考えてみる。

4.2 レーザーのノイズ

レーザーのノイズは、全て、レーザーのある量の揺らぎ (例えばインテンシティー・ノイズ) が、干渉計のある量の理想値からのずれ (インテンシティー・ノイズの場合、動作点からのずれ) と結合して起こる。そこで、この種のノイズを引き下げる為には、レーザー自体を安定させるか、あるいは干渉計をより精密にセッティングするかすればよい。

(I) インテンシティー・ノイズ

レーザーのインテンシティーの揺らぎによるノイズを抑える原理は次のようなものである。すなわち今、横軸に光路長差 ΔL 、縦軸に干渉計の何らかの出力 V (インテンシティーに対してリニアならばどんな信号でもよい。) をとると、ある ΔL における V に対するインテンシティー・ノイズの影響 δV はその出力 V に比例している。それに対して光路

長差の揺れの引き起こす δV はその傾き $dV/d(\Delta L)$ に比例している。つまり、もし $V=0$ となる ΔL_0 が存在すれば、動作点をその ΔL_0 に無限に近づける事によりインテンシティー・ノイズの影響は無限に小さくする事ができる。

この条件を満たす方法として考えられるのが、まず1個のフォト・ディテクターからの出力を用い、その出力がゼロになるように動作点を定めるやり方（モジュレーション法）であり、もう1つが2個のフォト・ディテクターからの信号の差を出力として用いて、やはりその出力がゼロになるように、つまり両方のディテクターにインテンシティーが等配分されるように動作点を定めるもの（差動法）である。

さて、差動法にしる、モジュレーション法にしる、干渉計からの最終的な出力 V は共に動作点からのずれ $\Delta L'$ に比例する ($V=k\Delta L'$: k は比例定数) ので、重力波 δL によって引き起こされる δV_L は

$$\delta V_L = k\delta L \quad (4.2.1)$$

となり、またインテンシティーの揺らぎ ($\delta I/I$) によって起きる δV_I は、

$$\delta V_I = k\Delta L'(\delta I/I) \quad (4.2.1)$$

となる。そこで $(S/N)=1$ に対してインテンシティー・ノイズは

$$\delta L = (\delta I/I)\Delta L' \quad (4.2.3)$$

となる。

Ar レーザーのインテンシティーの揺らぎ ($\delta I/I$) が、図 4. 2. 1 に示されている。これによると $(\delta I/I)=10^{-5}/\sqrt{\text{Hz}}$ の程度である。これより、1 Watt のレーザーを使った場合、インテンシティー・ノイズをショット・ノイズのレベルまで抑えるには、 $\Delta L'$ が 10^{-11} m 以下になるようにコントロールしなくてはならない。

(II) 周波数ノイズ (Armstrong, 1966; Owens, 1972)

もし、両方の光路長が完全に等しければ、周波数の揺らぎはディテクターの出力にノイズとして効いてこない。これは、レーザー干渉計が2つの腕をもつ理由の1つであった。さて、2つの光路長が静的に ΔL だけ違っている場合、周波数の揺らぎ $\delta\nu/\nu$ が引き起こすノイズ δL は、簡単な考察より

$$\delta L = (\delta\nu/\nu)\Delta L \quad (4.2.2)$$

で表わされる事がわかる。 $\delta\nu/\nu$ は、図 4. 2. 2 に示されているようにほぼ $10^{-13}/\sqrt{\text{Hz}}$ である。このノイズを、1 Watt のレーザーに対するショット・ノイズのレベルにするには、 $\Delta L < 10^{-3}$ m にしなくてはならない。ただし、折り返しがある時には、その分調整が難しくなる。

この ΔL の調整には、次の方法が用いられている。レーザー共振器のミラーをピエゾ素子を用いて振動させ、周波数変調をかける。つまり人工的に周波数の揺らぎ $\delta\nu/\nu$ を大きくして、このノイズの影響を他のノイズより相対的に大きくしておく。しかるのちに、出力

のノイズレベル（これが、周波数ノイズで決まるようにしておく。）を見ながら、テスト・マスをステップ・モーターで少しずつ動かしていき、ノイズが最小になるようにすればよい。

なお、この共振器のミラーに取りつけたピエゾ素子を用いてレーザーの周波数の安定化を行なう事もできる。

(III) ビーム内の強度分布の揺らぎによるノイズ

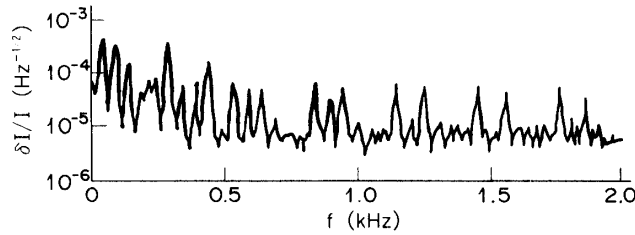


図 4.2.1 Ar レーザー ($P=50$ mWatt) のインテンシティの揺らぎ (Billing et al., 1979)

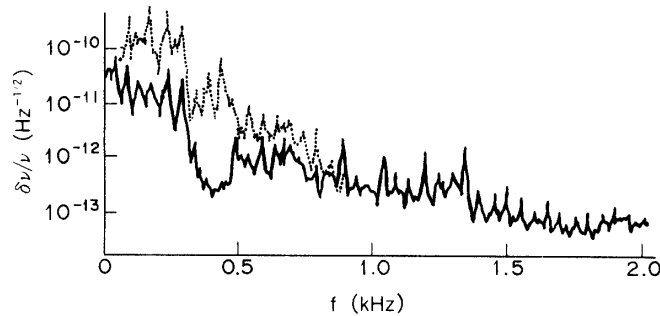


図 4.2.2 Ar レーザー ($P=150$ mWatt) の周波数の揺らぎ (Billing et al., 1979)

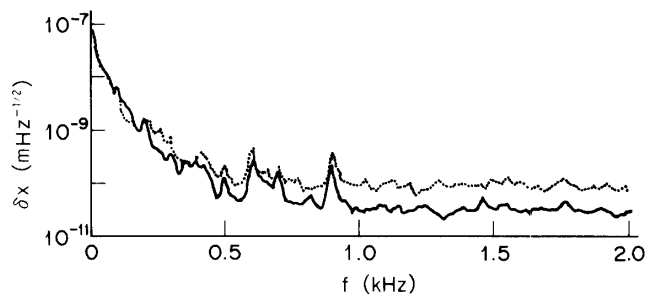


図 4.2.3 Ar レーザー ($P=1$ Watt ; 点線 ; $P=170$ mWatt, 実線) のビームの横揺れ (Billing et al., 1979)

もし、両方のアームからやって来るビームの波面が互いに平行でないなら、すなわち光路長差 ΔL がビーム内の場所の関数ならば、ビーム内の強度分布の揺らぎ $I(x, y; t)$ も、ノイズを引き起こす。この時、ビーム内で平均した位相差 $\phi(t)$ は次のようになる。

$$\phi(t) = \frac{\iint I(x, y; t) \frac{2\pi\Delta L(x, y)}{\lambda_e} dx dy}{\iint I(x, y; t) dx dy} \quad (4.2.3)$$

このタイプのレーザーの不安定性を典型的な2つの独立な揺らぎ、すなわち、ビームの中心位置の横揺らぎと、幅の脈動にわけて考えてみよう。

(a) ビームの横揺らぎによるノイズ (Billing et al., 1979)

このノイズを導く、両波面の非平行性は、主にレーザーから出て来るビームの方向に対して、ビーム・スプリッターが 45° からずれている事によっておこる。もし 45° から $\Delta\theta$ だけずれているならビームの横揺らぎ δx は、

$$\delta L = 2\delta x \Delta\theta \quad (4.2.4)$$

のノイズを引き起こす。Arレーザーに対する代表的な δx が図4.2.3に示されている。これより、このノイズをパワー1 Watt に対するショット・ノイズのレベルに抑えるには、 $\Delta\theta < 10^{-6}$ rad が必要である。

この調整には、(II)で述べた周波数の揺らぎによるノイズを抑えるのと同様な方法が利用できる。すなわち、レーザー共振器のミラーに取り付けたピエゾ素子によって、今度は人工的なビームの横揺らぎを作り出し、干渉計の出力を最小にするようにビーム・スプリッターの角度を調節するのである。

(b) ビームの幅の脈動によるノイズ

このノイズは主に、両波面の曲率の違いからおこる。そしてその違いは、ディレー・ラインのミラーの曲率の差から引き起こされる。しかし、このノイズについてはまだ詳しい研究はなされていない。

4.3 テスト・マスの振動によるノイズ

(I) 地震性のノイズ

テスト・マスはワイヤーでぶら下げられているので、ワイヤーを通じて地上の地震性の振動がテスト・マスの振動を呼び起こす。5 Hz より高いところでの地震性の振動は、詳しく研究されているが (Isacks and Oliver, 1964; Frantti, 1963; Douze, 1967), 図4.3.1に示されているように、だいたい

$$\delta x = \frac{10^{-9}}{f^2} \text{ m} / \sqrt{\text{Hz}} \quad (4.3.1)$$

程度である。これは1 kHzで、 $P=1$ Watt に対するショット・ノイズの、約10倍である。しかし、テスト・マスの受ける振動は、ワイヤーでつり下げられている為、振り子の共振

周波数 f_0 (現実的には 1 Hz 程度) より十分高い周波数領域では, さらに $(f/f_0)^2$ 倍に小さくなる. そこで, この地震性のノイズは

$$\delta x = \frac{10^{-9}}{f^4} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (4.3.2)$$

となる. 1 kHz に対してこの値は $10^{-21} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ となり, ショット・ノイズ以下となる.

ワイヤーの縦方向の振動も 2 次的な効果として, テスト・マスの振動に効いてくる. この方向に対する共振周波数は数 100 Hz 程度であるが, これはワイヤーに音響フィルターを接続する事によって, かなり引き下げる事ができる.

(II) 熱雑音 (Weiss, 1972)

熱雑音は干渉計アンテナに 2 通りの方法で影響を与える. 1つは, 互いのテスト・マス間の相対的距離を変えるような動きであり, もう 1つは, 1つのテスト・マスについてその内部のノーマル・モードの熱励起によるものである. いずれにせよ, その取り扱いはこちらのようになされる. 熱雑音を引き起こす力の spectral intensity は

$$\delta F^2 = 4 k T a \quad (4.3.3)$$

で表わされる. ここで k はボルツマン定数, T はテスト・マスの絶対温度, a は減衰定数であり, 系の共振周波数 ω_0 と Q 値を用いて $a = M\omega_0/Q$ と表わされる. そこで, この力によって調和振動子系に引き起こされる位置の揺らぎの spectral intensity は次のようになる.

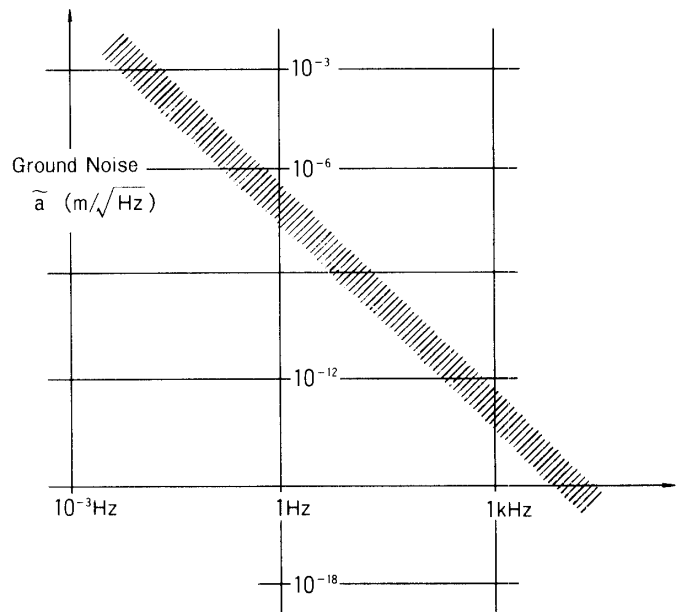


図 4.3.1 地震性のノイズ (Maischberger et al., 1982)

$$\delta x^2 = \frac{1}{M^2 \omega_0^4} \frac{1}{\{1 - (\omega/\omega_0)^2\}^2 + (\omega/\omega_0)^2/Q^2} \frac{4kT\omega_0 M}{Q} \quad (4.3.4)$$

(a) 振り子としての振動

ここで先ず，つり下げられたマスの1個体としての揺れに着目しよう．この系の共振周波数は，検出しようとする重力波の周波数より十分低く，また Q 値は1より十分大きいので (4.3.4) は近似的に

$$\delta x = \frac{2}{\omega^2} \sqrt{\frac{\omega_0 k T}{M Q}} \quad (4.3.5)$$

これは，常温で 10 kg のマスに対して，現実的な値 $Q=10^5$, $\omega_0=2\pi$ を採用すると

$$\delta x = \frac{10^{-14}}{f^2} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (4.3.6)$$

となり，1 kHz 付近では $10^{-20} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ となりショット・ノイズより小さくなる．

(b) 内部モードの振動

次にマスの内部の振動を考えよう．この場合は最も低周波のノーマル・モードの振動数でさえ検出しようとする重力波の周波数より高い．また Q 値はやはり1より十分大きいので (4.3.4) は

$$\delta x = \sqrt{\frac{4kT}{\omega_0^3 M Q}} \quad (4.3.7)$$

となる．この値は $Q=10^5$, $M=10 \text{ kg}$, $\omega_0=2\pi \times 10^4$ に対して $10^{-20} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ となり，やはり，ショット・ノイズより小さい．ただし，例えば，中心のブロックはポッケルス・セルやビーム・スプリッターなどを積んでいるがそれらの接合はよほど固く，つまりその共振周波数が検出しようとする重力波の周波数より高くなるようにしておく必要がある．

ともかく，振り子としての振動にしろ内部モードの振動にしろ，熱雑音というものはレーザー干渉計アンテナには，常温においてさえ，あまり重大な影響を与えない．これは共鳴型アンテナが熱雑音を減らす為，低温の技術を駆使しているのと比べて非常に対照的である．

(III) 温度勾配によるノイズ (Weiss, 1972)

チェンバーの中の温度の不均一性もノイズの原因となる．つまり残留ガスの不均一な圧力分布によるテスト・マスの振動を呼び起こす．この温度勾配のうち最大のものは，もっぱらテスト・マスに取りつけてある反射ミラーのところで，レーザー・ビームの極く一部の吸収が存在する事に起因する．

今，ミラーの表面での温度が，他の部分より ΔT だけ高いとすると，ここでの圧力は， $\Delta p = nk\Delta T$ だけ他の部分より高い．ただし，ガスの分子密度を n としている．この ΔT の揺らぎは，主としてレーザー・ビームのインテンシティー・ノイズによって引き起こされると考えると，

$$\Delta T = \frac{\Delta I}{(\pi c_v \rho k_t)^{\frac{1}{2}} f^{\frac{1}{2}}} \quad (4.3.8)$$

となる。ここで、分母はミラー表面から内部への熱拡散の影響を表わしており、 c_v はミラーの比熱、 ρ は密度、 k_t は熱伝導率である。ただしミラー表面からの放射による影響は、熱拡散によるものに比べて十分小さいので無視した。結局、このノイズは、その力の spectral intensity が

$$\delta F^2 = \frac{2(nk)^2}{f(\pi c_v \rho k_t)} \frac{hc}{\lambda} P \quad (4.3.9)$$

となる。ここで現実的な値として、 $C_v = 10^2 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$ 、 $\rho = 4 \text{ g/cm}^3$ 、 $n = 10^{14} / \text{m}^3$ 、 $K_t = 10^{-2} \text{ J/s}\cdot\text{m}\cdot\text{K}$ 、 $P = 0.5 \text{ Watt}$ を採用すると、このノイズは $10^{-26} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ となりショット・ノイズ以下の値である。

(IV) 宇宙線によるノイズ

地上の実験室において、最も高エネルギーの粒子のバックグラウンドはミューオンで、そのエネルギーは 0.1 BeV 以上である (Menon and Ramana, 1967)。ミューオンはテスト・マスを通り過ぎるさい、その運動量の一部をテスト・マスに与えていく。これによって生じるテスト・マスの変位は、

$$\Delta x = \frac{\Delta E \cos \theta}{M \omega_0 c} \quad (4.3.10)$$

ここで、 ΔE はミューオンのエネルギー損失、 θ はミューオンの運動量変化の方向とテスト・マスの変位の方向との角度、 M はテスト・マスの質量、そして ω_0 は振り子の共振周波数である。現実的な値 $\omega_0 = 2\pi$ 、 $M = 10 \text{ kg}$ を持つマスに対して、例えば 0.1 BeV のミューオンは1秒に1回の割合で、 10^{-20} m の変位を引き起こし、また 10^4 BeV のミューオンは1年に1回の割合で 10^{-19} m の変位を引き起こす。これらは $P = 1 \text{ Watt}$ に対するショット・ノイズ以下である。

(V) 重力場によるノイズ

テスト・マスのある位置での重力場の揺らぎもノイズの原因となる。 1 kHz 程度の重力場の揺らぎについてはあまりよく分かってないが、ここでは次のような簡単なモデルを考える。すなわち、地上の地震性の揺らぎによっておこる、テスト・マス周辺の物体の密度の揺らぎ及び位置の揺らぎのみが重力場の揺らぎを引き起こすと仮定する。

まず、密度の揺らぎについて考えてみよう。物体中で、ある周波数 f においてコヒーレントな振動を共有できる、つまりテスト・マスに重力場の揺らぎによる力をコヒーレントに与える事ができる領域は、ほぼ、その物体中での音波の波長 λ_s 程度の大きさであろう。そこでテスト・マスに作用する力は次のようになる。

$$\delta F = \frac{2}{3} \pi \lambda_s \delta \rho \cdot G \cdot M \quad (4.3.11)$$

ここで、 $\delta\rho$ は密度の揺らぎであり、 G は重力定数である。 $\delta\rho$ は地震性の振動 δx を使って、

$$\delta\rho = 3\langle\rho\rangle\frac{\delta x}{\lambda_s} \quad (4.3.12)$$

と表わされる。ここで、 $\langle\rho\rangle$ は物体の平均密度である。いま着目している周波数は、テスト・マスをつり下げている振り子の共振周波数より十分高いので、結局この密度揺らぎによって引き起こされるテスト・マスの揺れは、

$$\delta x_\rho = \left(\frac{\langle\rho\rangle G}{2\pi f^2}\right)\delta x = \frac{10^{-7}}{f^2}\delta x \quad (4.3.13)$$

となる。ただし $\langle\rho\rangle=3$ とした。これは地上の振動がワイヤーを通して直接テスト・マスに与える揺れよりはるかに小さい。したがってショット・ノイズのレベルよりもはるかに小さい。

物体の位置の揺らぎを原因とするテスト・マスの揺れも同様にして

$$\delta x_{\rho'} = \frac{10^{-7}}{f^2}\delta x \quad (4.3.14)$$

となり、密度揺らぎによるものと同程度である。

4.4 散乱によるノイズ

レーザー干渉計において、ビームはポッケルス・セルや真空パイプの入り口の表面などで、極めて僅かではあるが、反射、散乱を受ける。このうちの極く一部はディテクターに達して、メイン・ビームと干渉をおこす。散乱ビームとメイン・ビームとはディテクターに入るまでの道のりがかなり違う、つまり異なる瞬間にレーザーから発射されたビーム同士の干渉なので、4.2の(II)で述べたような周波数の揺らぎによるノイズが問題になってくる。(Schilling et al., 1981) また散乱ビームとメイン・ビームとの光路長差の揺れ $D(t)$ も効いてくる。そこでディテクターでの位相誤差 $\phi(t)$ は次のようになる。

$$\phi(t) = s \cdot \sin \frac{2\pi D(t)\nu(t)}{c} \quad (4.4.1)$$

ここで、 s は散乱ビームのメイン・ビームに対する場の強度係数である。

(I) 周波数の揺らぎによるノイズ

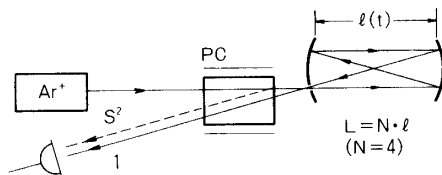


図 4.4.1 ポッケルス・セルの表面での散乱光の影響
(Maischberger et al., 1982)

(4.4.1) より明らかなように、1 kHz の小さな周波数の揺らぎは、1 kHz の位相誤差の揺らぎ $\delta\phi$ を引き起こす。この結果おこるノイズは

$$\delta L = s \cdot D(\delta\nu/\nu) \quad (4.4.2)$$

で与えられる。D は、だいたいにおいて全光路長 L の程度であるので、このノイズの S/N は他のノイズと違って、腕の長さを伸ばしても改善されない。そこで、D=100 km (L=150 km が 1 kHz の重力波に対して最大の感度を与える光路長であった。) に対して 1 Watt のショット・ノイズのレベルまで、このノイズを抑える為には、 $(\delta\nu/\nu)=10^{-13}/\sqrt{\text{Hz}}$ として、 $s=10^{-8}$ まで散乱を抑えなくてはいけない。これは、非常にきびしい値であるので、周波数の安定化をより精密に行なう事が望まれる。

(II) 光路長差の揺らぎによるノイズ

例えば中心のブロックにつまれている、ポッケルス・セルの表面で散乱したビームとメイン・ビームとが干渉する場合には (図 4.4.1), 光路長差はアームの長さの N 倍 (N は折り返し回数) となる。マスの揺らぎは、3.4 で述べたローカル・コントロールによって、1 Hz 付近で、1 波長程度に抑えられているので、光路長差はその N 倍の揺らぎを持つ事になる。(4.4.1) よりわかるようにこの 1 Hz 程度の揺らぎは $N\text{Hz}$ までの $\phi(t)$ の揺らぎを引き起こす。つまり N が十分大きければ、検出しようとする重力波の周波数領域にまでノイズが及ぶ事になる。これを避ける為には、それぞれのアームの絶対的な長さをより精密にコントロールする必要がある。これが、3.4 の (IV) で述べた絶対的コントロールである。

5. レーザー干渉計の現状

マイケルソン型レーザー干渉計による重力波検出実験の研究は、1970 年代の初めに、M. I. T. (Weiss, 1972) と Hughes Research Laboratories (Moss et al., 1971) で始められたが、現在、この研究に従事しているのは、次の 4 つの研究室である。

- (I) Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik : H. Billing,
K. Maischberger, A. Rudiger, R. Schilling, L. Schnupp, W. Winkler
- (II) University of Glasgow : R. Drever, J. Hough, G. Ford, I. Kerr, A. Munley,
J. Pugh, N. Robertson, H. Ward
- (III) California Institute of Technology : R. Drever, S. Whitcomb, S.-A. Lee,
R. Spero, M. Hereld, E. Brooks
- (IV) Massachusetts Institute of Technology : R. Weiss, P. Lindsay
- (I) Max-Planck-Institut

最終的な目標は、光路長 100 km, レーザー・パワー 100 Watt のレーザー干渉計において、全てのノイズをショット・ノイズのレベル ($\delta L = 10^{-17} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$) まで抑えたものを製作する事である。この時、重力波の strain に対する感度は $h = 10^{-22}/\sqrt{\text{Hz}}$ であり、Virgo cluster からの重力波検出の可能性が十分にある。この目標の為、まず第一段階として、フリー・マスにするべき 3 つのブロックを全て固定し、非常に短いベース・ラインにおいて、

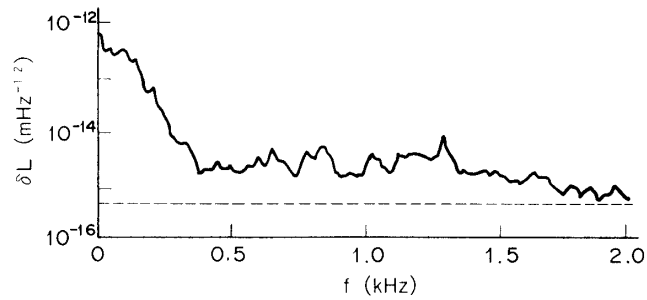


図 5.1.1 固定マスにおけるノイズ・スペクトル (点線はショット・ノイズ) (Billing et al., 1979)

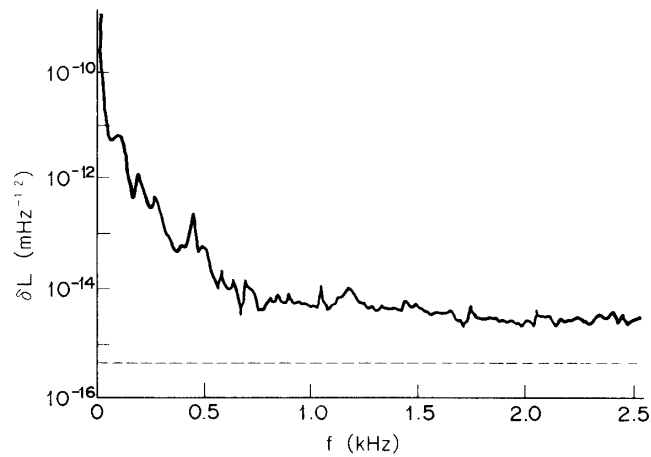


図 5.1.2 光路長 12 m のレーザー干渉計におけるノイズ・スペクトル (Billing et al., 1979)

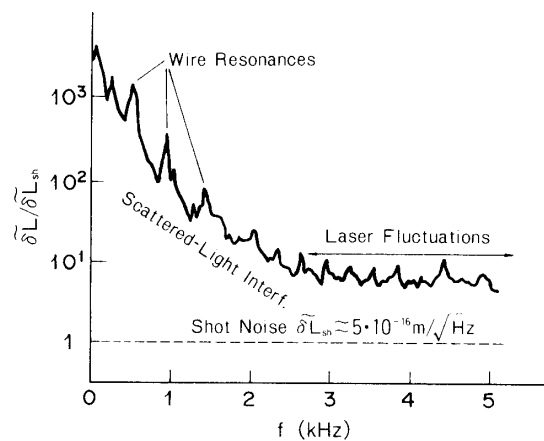


図 5.1.3 光路長 150 m, 実効レーザーパワー 25 mw の干渉計に対するノイズ・スペクトル (Maischberger et al., 1982)

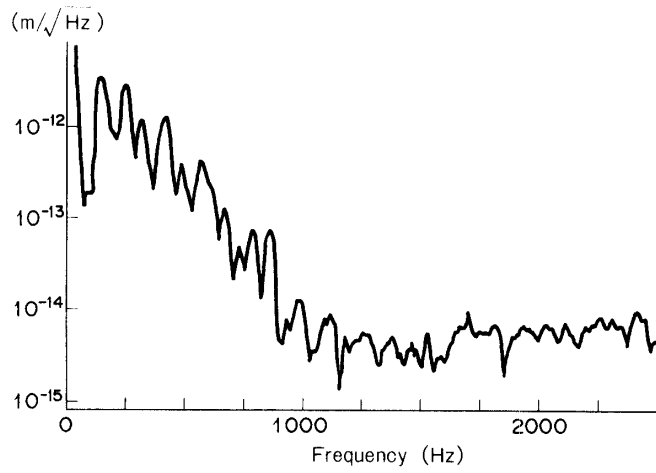


図 5.1.4 10 m のキャビティーを持つファブリペロー干渉計のノイズスペクトル (Hough et al., 1983)

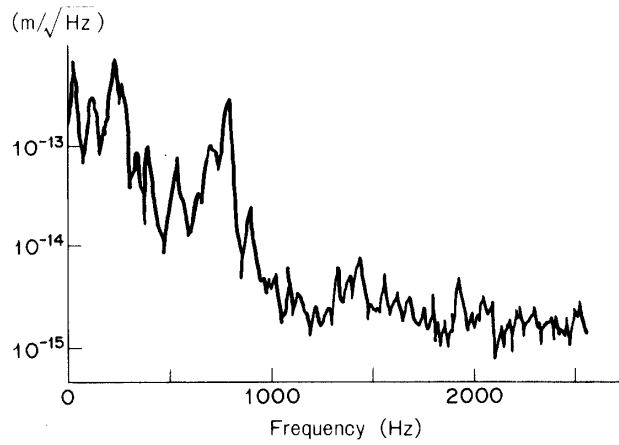


図 5.1.5 カルテックにおける 10 m—ファブリペロー干渉計のノイズ・スペクトル (Hough et al., 1983)

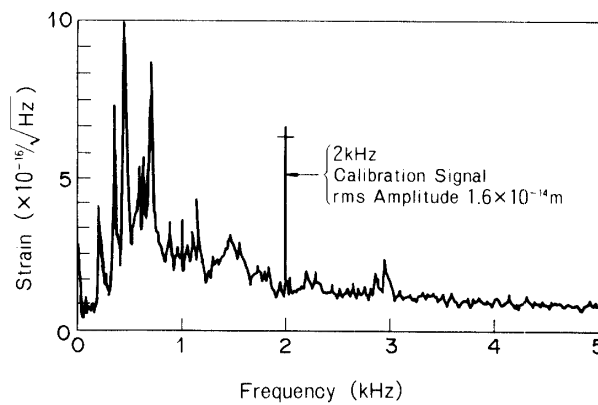


図 5.1.6 H. R. L. におけるレーザー干渉計のノイズ・スペクトル (Forward, 1978)

各種のノイズの影響が調べられた (Billing et al., 1979). この結果は図 5. 1. 1 に示されている. 次に第二段階として, 腕の長さ 3 m, 折り返し回数 4, 全光路長 12 m の, フリー・マスを用いた干渉計を製作し, 主としてワイヤーでつり下げられたテスト・マスのコントロールについて研究がなされた (Billing et al., 1979). この結果は図 5. 1. 2 に示されている.

そして現在, 3.2 m の腕の長さを 46 回折り返した, 全光路長 150 m の多重折り返し型のレーザー干渉計をモジュレーション法で作動させている (Maischberger et al., 1982). レーザーの実効パワー $P_{eff} = 25$ mWatt に対するノイズのスペクトラムが, 図 5. 1. 3 に示されている. ただし $P_{eff} = 25$ mWatt に対するショット・ノイズで規格化されている. $f > 2$ kHz では, ノイズはショット・ノイズの 10 倍程度であり, 重力波の strain に直すと $3 \times 10^{-18} / \sqrt{\text{Hz}}$ が達成されている事になる. 彼らは, これらのノイズの原因として, $f < 2$ kHz では, 散乱光及びワイヤーの縦の共振, $f > 2$ kHz では, レーザーのビーム内の強度分布の揺らぎを考えている.

(II) Glasgow and Caltech

Glasgow と Caltech は, 共に Drever が指揮している. 彼らは, 図 3. 5. 4 に示されているような, 3つのミラーを用いたリング・キャビティーを持つファブリ・ペロー型レーザー干渉計による方式を採用している. (Drever et al., 1981, 1983 a, 1983 c; Drever, 1983) 3つのミラー間の長さはそれぞれ 10 m, 10 m, 0.05 m であり, 共振器のフィネスは 100 以上になっている.

Glasgow と Caltech で得られた結果は, それぞれ図 5. 1. 4 と図 5. 1. 5 に示されている. このノイズの原因について彼らは, $f > 1$ kHz ではモジュレーションによって起こったアンプリチュードの高周波数の揺らぎが, ディテクト・システムを通して低周波領域に影響を与えたと, また, $f < 1$ kHz ではテスト・マスの機械的な振動によるものと, それぞれ考えている.

(III) MIT

MIT での実験結果は未だ著者の目にとまっていない.

(IV) Hughes Research Laboratories

ここは, 現在ではもうレーザー干渉計による重力波検証実験は行なっていないのであるが, 参考の為, 過去の実験結果 (Forward, 1978) を簡単に紹介しておく.

まず方式は Michelson 型レーザー干渉計において差動法を用いたものであり, 実効的なレーザーパワー 10 mWatt, 折り返し回数 4, 光路長 8.5 m に対する結果が図 5. 1. 6 に示されている. これによると $f > 2$ kHz では, 重力波のアンプリチュード h に対して $2 \times 10^{-16} / \sqrt{\text{Hz}}$ が達成されている.

6. 結 論

現在, Michelson 型レーザー干渉計アンテナは, 重力波の無次元アンプリチュード h に対して, $f > 2$ kHz で $10^{-18} / \sqrt{\text{Hz}}$ 程度の検出感度をもっている. しかし重力波検出の為に, さらにあと 2~4 ケタ改善しなくてはいけない. それにはコントロール系, 光学系, 装

置系の全てにおいて、より高い精度が要求される。またレーザーの安定化、散乱光の除去なども重要な問題であろう。

散乱光の影響はファブリ・ペロー型干渉計を使えばかなり改善されるが、このシステムではより一層の精密なテスト・マスのコントロールが要求されるであろう。

いずれにせよ、重力波検出への原理的な困難はなく、目標にむけてのより精力的な努力がなされれば、近い将来必ず重力波の検出がなされるであろう。

REFERENCES

- Armstrong J. A., 1966, *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 1024.
- Billing H., Maischberger K., Rudiger A., Schilling R., Schnupp L., and Winkler W., 1978, Talk presented by W. Winkler at the 9th Texas Symposium, Munich, Dec. 1978; MPI-PAE/Astro 175.
- Billing H., Maischberger K., Rudiger A., Schilling R., Schnupp L., and Winkler W., 1979, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **12**, 1043.
- Blum G., and Weiss R., 1967, *Phys. Rev.* **155**, 1412.
- Braginsky V. B., and Manukin A. B., 1977, *Measurement of Small Forces in Physical Experiments*, University of Chicago Press.
- Braginsky V. B., and Thorne K. S., 1983, in E. Schmutzer (ed.) *Proceedings of the 9th International Conference on General Relativity and Gravitation, GR-9*, Jena, 1980, Veb Deutscher Verlag der Wissenschaften, DDR-1080, Berlin, 239.
- Caves C. M., 1980, *Phys. Rev. Letters* **45**, 75.
- Caves C. M., 1981, *Phys. Rev.* **23D**, 1693.
- Douglass D. H., and Braginsky V. B., 1979, in S. W. Hawking and W. Israel *General Relativity: an Einstein Centenary Survey*, Cambridge University Press, Cambridge, 90.
- Douze E. J., 1967, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **57**, 55.
- Drever R. W. P., Hough J., Edelstein W. A., Pugh J. R., Martin W., 1977, in B. Bertotti (ed.) *Proc. of the Intern. Sympos. on Experimental Gravitation, Pavia 1976*, (Accad. Nazionale dei Lincei, Rome), 365.
- Drever R. W. P., Hough J., Munley A. J., Lee S.-A., Spero R., Whitcomb S. E., Ward H., Ford G. M., Hereld M., Robertson N. A., Kerr I., Pugh J. R., Newton G. P., Meers B., Brooks III E. D., and Gursel Y., 1981, in *Laser Spectroscopy V*, ed. by A. R. W. Mckellar, T. Oka, and B. P. Stoicheff (Springer, Berlin, Heidelberg, New York), 33.
- Drever R. W. P., 1983, in N. Deruelle and T. Piran (eds) *Proceedings of the Advanced Physics Institute, Les Houches, France, in Gravitational Radiation*, North Holland, Amsterdam, 321.
- Drever R. W. P., Ford G. M., Hough J., Kerr I., Munley A. J., Pugh J. R., Robertson N. A., and Ward H., 1983 a, in E. Schmutzer (ed.) *Proceedings of the 9th International Conference on General Relativity and Gravitation, GR-9*, Jena, 1980, Veb Deutscher Verlag der Wissenschaften, DDR-1080, Berlin, 265.
- Drever R. W. P. Hall J. L., and Kowalski, F. V., 1983 b, *Appl. Phys.* **B31**, 97.
- Drever R. W. P., Hough J., Munley A. J., Lee S.-A., Spero R., Whitcomb S. E., Ward H., Ford G. M., Hereld M., Robertson N. A., Kerr I., Pugh J. R., Newton G. P., Meers B., Brooks III E. D., and Gursel Y., 1983 c, in P. Meystere and M. O. Scully (eds), *Proceedings of the NATO Advanced Study Institute, Bad Windsheim, West Germany, in Quantum Optics, Experimental Gravity and Measurement Theory*, Plenum, New York, 503.

- Drever R. W. P., 1984, in B. Bertotti et al. (eds) *General Relativity and Gravitation*, 397.
- Edelstein W. A., Hough J., Pugh J. R., and Martin W., 1978, *J. Phys. E. Sci. Instrum.*, **11**, 710.
- Epstein R., and Clark J. P. A., 1979, in L. Smarr (ed.) *Sources of Gravitational Radiation*, Cambridge University Press, Cambridge, 477.
- Estabrook F. B., and Wahlquist H. D., 1975, *Gen. Relat. Gravit.* **6**, 439.
- Faller J. E., and Rinker R. L., 1979 Sept., *Dimensions/NBS*, 25.
- Forward R. L., 1978, *Phys. Rev. D* **17**, **2**, 379.
- Frantti G. E., 1963, *Geophys.* **28**, 547.
- Hellings R. W., 1978, *Phys. Rev.* **D17**, 3158.
- Hellings R. W., 1981, *Phys. Rev.* **D23**, 832.
- Hellings R. W., Callahan P. S., Anderson J. D., and Moffet A. T., 1981, *Phys. Rev.* **D23**, 844.
- Herriott D. R., and Schulte H. J., 1965, *Appl. Opt.* **4**, 883.
- Hough J., Pugh J. R., Bland R., and Drever R. W. P., 1975, *Nature* **254**, 498.
- Hough J., Drever R. W. P., Munley A. J., Lee S.-A., Spero R., Whitcomb S. E., Ward H., Ford G. M., Hereld M., Robertson N. A., Kerr I., Pugh J. R., Newton G. P., Meers B., Brooks III E. D., and Gursel Y., 1983, in P. Meystere and M. O. Scully (eds), *Proceedings of the NATO Advanced Study Institute, Bad Windsheim, West Germany, in Quantum Optics, Experimental Gravity and Measurement Theory*, Plenum, New York, 515.
- Isacks B., and Oliver J., 1964, *Bull. Seismol. Soc. Am.* **54**, 1941.
- Kafka P., 1977, *Proc. of the Intern. School of Gen. Relat. Effects in Phys. and Astrophys.*
- Kawamura S., Kawasima N., Hirao J., 1984, *ISAS Report no. 615*.
- Lange B., 1964, *AIAA J.* **2**, 1590.
- Maischberger K., Rudiger A., Schilling R., Schnupp L., Winkler W., and Billing H., 1982, in *Proc. of the 2nd Marcel Grossmann Meeting on General Relativity*, (R. Ruffini ed.), 1083.
- Menon M. G. K., and Ramana Murthy P. V., 1967, in *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics*, 9, (North-Holland Publishing Co., Amsterdam).
- Moss G. E., Miller L. R., and Foward R. L., 1971, *Appl. Opt.* **10**, 2495.
- Owens D. K., 1972, *Quarterly Progress Report, Research Lab. of Electronics, M. I. T.* **108**, 67.
- Press W. H., and Thorne K. S., 1972, in *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 10, 335
- Shilling R., Schnupp L., Winkler W., Billing H., Maischberger K., and Rudiger A., 1981, *J. Phys. E. Sci. Instrum.* **14**, 65.
- Smarr L., 1979, *Sources of Gravitational Radiation* (Cambridge University Press).
- Taylor J. H., Weisberg J. M., 1982, *Astrophys. J.* **253**, 908.
- Thorne K. S., 1978, in N. R. Leibovitz, W. H. Reid, and P. O. Vandervoort (eds), *Theoretical Principles in Astrophysics and Relativity*, University of Chicago Press, Chicago, 149.
- Thorne K. S., 1980, *Rev. Mod. Phys.* **52**, 285.
- Tyson J. A., and Giffard R. P., 1978, *Ann. Rev. of Astro. Astrophysics* **16**, 521.
- Weber J., 1969, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1320.
- Weber J., 1970, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 276.
- Weiss R., 1972, *Quarterly Progress Report, Research Lab. of Electronics, M. I. T.* **105**, 54.
- Weiss R., 1979, in *Sources of Gravitational Radiation*, edited by L. Smarr (Cambridge University, Cambridge, England).
- Winkler W., 1977, in *Proc. of the Intern. Sympos. on Experimental Gravitation, Pavia, Sept. 1976* (Rome: Accad. Nazionale dei Lincei) 351.
- Ziel A. van der, 1971, *Noize* (Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey).