

令和6年度 卒業論文

重力波望遠鏡KAGRAの排水管の水流の分析と  
重力勾配雑音の推定

Estimation of Gravity Gradient Noise Due to  
Water Flow in the Drainage Pipes of  
the Gravitational Wave Telescope KAGRA

2025年2月13日

宗宮研究室

21B01627 吉留那由多

# 概要

本論文では、岐阜県飛騨市神岡町に建設された大型低温重力波望遠鏡 KAGRA において、排水管内部を流れる水が鏡に与える重力勾配雑音 (Newtonian noise) の大きさとその影響を評価する。一般相対性理論により予言された重力波の直接的な検出は、2015 年、アメリカの重力波望遠鏡 LIGO による GW150914 の観測以降大きな進展を遂げた。日本では KAGRA が重力波の観測を行っているが、重力波は非常に微小な空間の歪みの伝播であるため、重力波以外に鏡をわずかに動かすあらゆる雑音を抑制することが必要となる。KAGRA は地下に建設されており、地下水をパイプで排出する必要があるため、流量に応じてパイプ内の水の質量分布が局所的な重力変動を生み出すことになる。本研究では、この水による重力勾配雑音が KAGRA の設計感度に対してどの程度の影響を与えるかを解析した。流体シミュレーションソフトウェア Flow-3D を用いてパイプ内の水を再現し、詳細な質量分布の変化を取得して重力勾配雑音を見積もった。ここでは 20m の真っすぐな理想的パイプを対象に、パイプの傾きの違いが雑音レベルに及ぼす影響を調べた。シミュレーションの結果、どの条件においても水に起因する重力勾配雑音は KAGRA の設計感度を上回らず、実際の観測において顕在化する可能性は小さいと示唆された。本研究は、KAGRA における排水管周辺の雑音リスクを低減し、重力波観測の安定性を確保するための知見を提供した。

## はじめに

アインシュタインの一般相対性理論によれば、質量をもつ物体が加速度運動する際に、時空の歪みが波として伝播する重力波の存在が予言される。この重力波の直接観測は、ブラックホールや中性子星連星など従来の電磁波観測では捉えにくい天体现象への新たな観測手段として重要視されてきた。2015年9月にLIGOがGW150914を検出したことで、重力波の存在が初めて直接的に確認され、以降は各国の重力波望遠鏡が協調して様々な天体イベントの観測を続けている。

日本の大型重力波望遠鏡KAGRAは、岐阜県の神岡鉱山地下に建設された低温鏡を採用する特徴をもつ観測装置である。地下に設置することで地面振動を抑え、鏡を極低温に冷却することで熱雑音を低減する工夫が施されている。重力波は非常に微小な空間変化であり、鏡が受ける雑音を可能な限り除去することがKAGRAの感度向上に必要である。従来から量子雑音や熱雑音、懸架系の振動などが主要な雑音源として研究されてきたが、地下に設置されたKAGRAにおいては、新たな雑音要因として地下水の質量変動に伴う重力勾配雑音が考慮される。特に、KAGRAでは地下水を排水管を通じて外部へ排出しており、このパイプ内で水量や水面が揺らぐと鏡の近傍で局所的な重力の変動が生じる可能性がある。これがいわゆる水による重力勾配雑音(Newtonian noise)であり、パイプ位置が鏡に近いほど影響が大きいと予想される。しかし実際には水の流れや水面の振動は複雑であり、簡易な解析だけでは正確な雑音の大きさを把握するのが難しい。そこで本論文では、流体シミュレーションソフトウェアFlow-3Dを活用し、KAGRAの排水パイプ内の水の流れを数値的に再現し、その質量変動が生み出す重力勾配雑音を推定した。実際のパイプの傾きに加え、様々な傾きの理想的なパイプを考えることで、水流が鏡に与える重力の揺らぎを詳細に評価することを目的とする。さらに、Flow-3Dのメッシュサイズを変化させて解析を行い、シミュレーションの精度についても評価を行った。最終的には、本研究結果をもとに、現在の排水管がKAGRAの設計感度を上回るほどの雑音を生じるか否かを明らかにし、必要に応じて対策を検討する指針を得ること、またほかの重力波望遠鏡においても水流が観測精度に及ぼす影響を推定する手助けとなることを目指す。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>重力波とその観測</b>	<b>5</b>
1.1	重力波	5
1.1.1	アインシュタインの縮約記法	5
1.1.2	メトリックテンソル	5
1.1.3	Einstein 方程式	6
1.1.4	重力波	8
1.1.5	重力波の自由度	8
1.1.6	自由質点に対する重力波の影響	9
1.2	重力波干渉計	9
1.2.1	重力波の検出	9
1.2.2	周波数応答と基線長	12
<b>第 2 章</b>	<b>重力波望遠鏡</b>	<b>13</b>
2.1	重力波望遠鏡 KAGRA	13
2.2	KAGRA の感度	14
2.3	KAGRA における雑音	14
2.4	重力勾配雑音	15
2.4.1	水による重力勾配雑音	15
2.4.2	重力勾配雑音の定式化	15
2.4.3	シミュレーションによる評価	16
<b>第 3 章</b>	<b>KAGRA 排水管</b>	<b>17</b>
3.1	KAGRA 排水管の配置	17
3.2	KAGRA 排水管の様子	18
<b>第 4 章</b>	<b>水力学</b>	<b>19</b>
4.1	水流の分類	19
4.1.1	常流と射流	19
4.1.2	跳水について	20
4.2	水路の流れ	20
<b>第 5 章</b>	<b>流体シミュレーションソフト</b>	<b>22</b>
5.1	Flow-3D を用いたシミュレーション方法	22
5.1.1	解析環境とシミュレーション条件	22
5.1.2	物理モデルの設定	23
5.1.3	メッシュ領域と境界条件	23
5.1.4	シミュレーションの実行と時間設定	23
5.1.5	出力データと解析への利用	24

---

<b>第 6 章</b>	<b>KAGRA 排水管表面の分析</b>	<b>26</b>
6.1	排水管表面の粗さについて	26
6.1.1	相当粗度の計算	26
6.1.2	壁面粗さとの関係	26
6.2	クヌーセン数と滑り度	27
<b>第 7 章</b>	<b>解析結果</b>	<b>29</b>
7.1	シミュレーション内容	29
7.2	4種類のパイプ傾きにおけるシミュレーション	29
7.2.1	パイプ内水流の加速度変化	29
7.2.2	パイプ内水流の加速度変化 (ASD)	30
7.2.3	パイプ内水流の周波数と ASD の関係	31
7.2.4	水面のゆらぎの比較	32
7.2.5	重力勾配雑音の計算	33
7.3	3種類のメッシュサイズにおけるシミュレーション	34
7.3.1	パイプ内水流の加速度変化	34
7.3.2	パイプ内水流の周波数と ASD の関係	35
<b>第 8 章</b>	<b>結論</b>	<b>36</b>
<b>第 9 章</b>	<b>今後の展望</b>	<b>37</b>
	謝辞	39
	参考文献	39

# 第1章 重力波とその観測

## 1.1 重力波

重力波は、アインシュタインの一般相対性理論によって予言された現象であり、空間の歪みが光速で伝播するものである。物質が存在するとその万有引力により周囲の空間は歪み、物質の運動に合わせてこの歪みが波のように広がる。しかしながら、重力波の振幅は非常に小さいため、検出には極めて高精度な観測装置が必要となり、主に重力波望遠鏡による観測が行われている。

まず、一般相対性理論から導かれる Einstein 方程式について説明する。

### 1.1.1 アインシュタインの縮約記法

ここでは、ベクトル  $a^\mu = (a^0, a^1, a^2, a^3)$  と  $b_\nu = (b_0, b_1, b_2, b_3)$  の内積を

$$a^\mu b_\nu = \sum_{\mu, \nu=0}^3 a^\mu b_\nu = a^0 b_0 + a^1 b_1 + a^2 b_2 + a^3 b_3 \quad (1.1)$$

と定義する。また、あとに説明するメトリックテンソル  $g_{\mu\nu}$  を用いる場合、上付きと下付きの各添え字で和を取るため、以下のように記述される。

$$g_{\mu\nu} a^\mu b^\nu = \sum_{\mu, \nu=0}^3 g_{\mu\nu} a^\mu b^\nu \quad (1.2)$$

$$= g_{00} a^0 b^0 + g_{01} a^0 b^1 + g_{02} a^0 b^2 + g_{03} a^0 b^3 \quad (1.3)$$

$$+ g_{10} a^1 b^0 + g_{11} a^1 b^1 + g_{12} a^1 b^2 + g_{13} a^1 b^3 \quad (1.4)$$

$$+ g_{20} a^2 b^0 + g_{21} a^2 b^1 + g_{22} a^2 b^2 + g_{23} a^2 b^3 \quad (1.5)$$

$$+ g_{30} a^3 b^0 + g_{31} a^3 b^1 + g_{32} a^3 b^2 + g_{33} a^3 b^3. \quad (1.6)$$

### 1.1.2 メトリックテンソル

デカルト座標系では、ある点を  $(x, y)$  としたとき、そのごく近傍の点は  $(x + dx, y + dy)$  と表される。これを別の座標系  $x', y'$  で表すと、微小量である  $dx$  や  $dy$  に対応して新たな変化量  $dx'$  や  $dy'$  が現れ、2点間の微小距離は

$$ds^2 = a_1 dx'^2 + a_2 dx' dy' + a_3 dy' dx' + a_4 dy'^2 \quad (1.7)$$

と書ける。ここで、 $dx', dy'$  をそれぞれ  $dx^1, dx^2$  と記し、係数  $a_i$  をテンソル  $g_{\mu\nu}$  の成分と対応させると、微小距離は

$$ds^2 = g_{11}(dx^1)^2 + g_{12} dx^1 dx^2 + g_{21} dx^2 dx^1 + g_{22}(dx^2)^2 \quad (1.8)$$

のようになり、

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (1.9)$$

と表される。この  $g_{\mu\nu}$  をメトリックテンソルと呼ぶ。

### 1.1.3 Einstein 方程式

3次元の空間と1次元の時間を統一的に扱うミンコフスキー時空では、メトリックテンソル  $g_{\mu\nu}$  は

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

と表される。この  $\eta_{\mu\nu}$  は重力場の存在しない平坦な時空の計量を示しており、時間成分 ( $\mu = \nu = 0$ ) は  $-1$ 、空間成分 ( $\mu, \nu = 1, 2, 3$ ) は  $+1$  となる。また、時間と空間が混ざる成分は  $0$  となり、出現しないことがわかる。

重力場が存在する場合、時空は平坦ではなく曲がりをもつため、メトリックテンソル  $g_{\mu\nu}$  もそれに応じて変形する。このとき、時空の曲率は以下の Einstein 方程式によって決定される。

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (1.11)$$

ここで、 $G_{\mu\nu}$  はアインシュタインテンソルと呼ばれ、リッチテンソル  $R_{\mu\nu}$  およびリッチスカラー  $R$  を用いて

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R \quad (1.12)$$

と定義される。 $T_{\mu\nu}$  はエネルギー運動量テンソルであり、物質やエネルギーの分布を表す。さらに、 $G$  は万有引力定数、 $c$  は光速である。これらにより、物質・エネルギーが時空を曲げ、曲がった時空が物質・エネルギーの運動を決めるという一般相対性理論の基礎的な枠組みが示される。

時空の曲率を扱ううえで重要となる幾何学的な量としては、クリストッフエル記号  $\Gamma_{\nu\lambda}^\mu$  や、リーマン曲率テンソル  $R_{\nu\alpha\beta}^\mu$ 、リッチテンソル  $R_{\mu\nu}$ 、そしてリッチスカラー  $R$  がある。クリストッフエル記号

$$\Gamma_{\nu\lambda}^\mu = \frac{1}{2} g^{\mu\alpha} (g_{\alpha\nu,\lambda} + g_{\alpha\lambda,\nu} - g_{\nu\lambda,\alpha}) \quad (1.13)$$

はメトリックテンソルを掛け合わせて定義される量であり、座標変換の効果을考慮して時空の曲がり方を計算するために用いられる。リーマン曲率テンソルは

$$R_{\nu\alpha\beta}^\mu = \Gamma_{\nu\beta,\alpha}^\mu - \Gamma_{\nu\alpha,\beta}^\mu + \Gamma_{\gamma\alpha}^\mu \Gamma_{\nu\beta}^\gamma - \Gamma_{\gamma\beta}^\mu \Gamma_{\nu\alpha}^\gamma \quad (1.14)$$

により与えられ、時空の曲率を表すテンソルである。これを一部縮約して得られるリッチテンソル

$$R_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\alpha\nu}^\alpha \quad (1.15)$$

は時空の曲がり具合を簡潔に表し、そこからさらにリッチスカラー

$$R \equiv g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} \quad (1.16)$$

を導くことができる。平坦なミンコフスキー時空ではメトリックテンソルは  $\eta_{\mu\nu}$  のままとなるが、重力場がある場合にはこれらの量を用いた Einstein 方程式によって時空の曲がりが決まる。

**Einstein** 方程式の線型化

重力場が弱い領域では、メトリックテンソルを平坦な時空からの微小なずれとして扱う線型化近似が有効となる。すなわち、

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (1.17)$$

とし、 $\eta_{\mu\nu}$  はミンコフスキー時空の計量、 $h_{\mu\nu}$  はその摂動項で  $|h_{\mu\nu}| \ll 1$  と仮定する。このとき、 $h_{\mu\nu}$  のトレースを

$$h \equiv h^\alpha{}_\alpha, \quad (1.18)$$

さらに、トレースを引いた摂動量

$$\bar{h}_{\mu\nu} \equiv h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h \quad (1.19)$$

を定義すると、 $\bar{h}_{\mu\nu}$  に関しては 1 次の近似で以下のような式が得られる。

まず、クリストッフェル記号は

$$\Gamma^\mu{}_{\nu\lambda} = \frac{1}{2}(\bar{h}^\mu{}_{\nu,\lambda} + \bar{h}^\mu{}_{\lambda,\nu} - \bar{h}_\nu{}^{,\mu}{}_\lambda) \quad (1.20)$$

となり、またアインシュタインテンソル  $G_{\mu\nu}$  は

$$G_{\mu\nu} = -\frac{1}{2}(\bar{h}_{\mu\nu,\alpha}{}^\alpha + \eta_{\mu\nu}\bar{h}^{\alpha\beta}{}_{,\alpha\beta} - \bar{h}_{\mu\alpha,\nu}{}^\alpha - \bar{h}_{\nu\alpha,\mu}{}^\alpha) \quad (1.21)$$

となる。ここで、 $|\bar{h}_{\mu\nu}| \ll 1$  より、

$$\bar{h}^\mu{}_\nu = \eta^{\mu\alpha}\bar{h}_{\alpha\nu}, \quad \bar{h}^{\mu\nu} = \eta^{\nu\alpha}\bar{h}^\mu{}_\alpha \quad (1.22)$$

と簡略化できる。

さらに、Lorentz gauge 条件

$$\bar{h}^{\mu\nu}{}_{,\nu} = 0 \quad (1.23)$$

を課すと、先の  $G_{\mu\nu}$  は

$$G_{\mu\nu} = -\frac{1}{2}\square\bar{h}_{\mu\nu} \quad (1.24)$$

という形をとる。すると、Einstein 方程式

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.25)$$

は

$$\square\bar{h}_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.26)$$

と書ける。これが重力場を弱い摂動として扱う線型化 Einstein 方程式である。

ただし、ダランベール演算子  $\square$  (ダランベルシアン) は標準座標系  $(ct, x, y, z)$  を用いたミンコフスキー空間で

$$\square \equiv \partial_\mu\partial^\mu = \frac{\partial^2}{\partial(ct)^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (1.27)$$

と表される。

以上のように、弱い重力場での近似を導入することにより、平坦な時空からの微小摂動を扱う線型化 Einstein 方程式が得られ、重力波を理論的に取り扱うことが可能になる。

## 1.1.4 重力波

真空中ではエネルギー運動量テンソルが  $T_{\mu\nu} = 0$  となるため、線型化されたアインシュタイン方程式は

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \quad (1.28)$$

という単純な波動方程式に帰着する。ここで  $\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h$  と定義している。式 (1.28) の解として、典型的な平面波

$$\bar{h}_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} \exp(i k_\alpha x^\alpha) \quad (1.29)$$

を仮定する。このとき、ローレンツゲージの条件  $\bar{h}^{\mu\nu}_{;\nu} = 0$  を加えた真空の線型化方程式を同時に満たすためには、

$$A_{\mu\nu} k^\nu = 0 \quad (1.30)$$

および

$$k_\mu k^\mu = 0 \quad (1.31)$$

という二つの条件を課す必要がある。前者は平面波が横波の性質をもつことを示しており、後者はその伝播速度が光速であることを表す。これらの条件によって得られる式 (1.29) が重力波を表す平面波解である。線型近似の下では、このように重力波は真空を伝わる横波として記述される。

## 1.1.5 重力波の自由度

ローレンツゲージを課しただけではまだ座標選択の自由度が残るため、さらにトランスバース・トレースレスゲージ (TT ゲージ) を導入して計量摂動の不要な成分を取り除く。具体的には

$$A^\alpha{}_\alpha = 0 \quad (1.32)$$

および

$$A_{\mu\nu} U^\nu = 0 \quad (1.33)$$

という条件を与える。ここで  $U^\nu$  は任意の時間的な単位ベクトルであり、平坦な背景時空の時間方向を指し示すものである。さらに、重力波が  $z$  軸方向へ伝播すると仮定し、進行方向に対応する波数ベクトルを  $k$  とおき、波の角周波数  $\omega$  が  $\omega = ck$  であることを考慮すると、

$$\bar{h}_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} \exp\{i k (ct - z)\} \quad (1.34)$$

のように書ける。ここで、

$$A_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \bar{h}_+ & \bar{h}_\times & 0 \\ 0 & \bar{h}_\times & \bar{h}_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

という形をとる。この行列は、重力波に二つの物理的な偏波の自由度  $\bar{h}_+$  と  $\bar{h}_\times$  が存在することを示している。

### 1.1.6 自由質点に対する重力波の影響

重力以外の力が働かない粒子は、一般相対性理論において測地線方程式

$$\frac{d}{d\tau} U^\mu + \Gamma^\mu_{\alpha\beta} U^\alpha U^\beta = 0 \quad (1.36)$$

に従って運動する。ここで  $U^\mu$  は粒子の 4 元速度、 $\tau$  は固有時である。平坦な背景時空において静止している粒子を考えると、その初期条件は

$$(U^\mu)_0 = (1, 0, 0, 0) \quad (1.37)$$

のように与えられる。式 (1.34)(1.35) より  $\bar{h}_{\alpha 0} = 0$  となることが多く、初期時刻において加速度

$$\left( \frac{dU^\mu}{d\tau} \right)_0 = -\Gamma^\mu_{00} = -\frac{1}{2} \eta^{\mu\alpha} (\bar{h}_{\alpha 0,0} + \bar{h}_{0\alpha,0} - \bar{h}_{00,\alpha}) \quad (1.38)$$

がゼロとなり消えてしまうことがわかる。これは座標系の取り方によっては、粒子が常に静止しているようにも見えるということを示すが、こうした表現はあくまで TT ゲージに特有の座標選択によるものである。

重力波の物理的影響を評価するには、二つの質点のあいだの固有距離が随伴して変化する様子を考察することが重要である。互いに静止している二つの粒子  $P_1$  と  $P_2$  を取り、その TT ゲージの座標を  $(0, 0, 0)$  および  $(\epsilon, 0, 0)$  ( $|\epsilon| \ll 1$ ) に置くとする。このとき、式 (1.34)(1.35) の重力波が入射すると、粒子間の固有距離は

$$\int_{P_1}^{P_2} \sqrt{g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu} \simeq \int_0^\epsilon \sqrt{g_{xx}} dx \quad (1.39)$$

$$\simeq \sqrt{g_{xx}(P_1)} \epsilon \quad (1.40)$$

$$\simeq \left[ 1 + \frac{1}{2} \bar{h}_{xx}(P_1) \right] \epsilon \quad (1.41)$$

となる。ここでは、空間的な摂動成分  $\bar{h}_{xx}$  によって二つの質点間の固有距離が時間とともに変化することがわかる。すなわち、重力波の偏波成分  $\bar{h}_+$  や  $\bar{h}_\times$  が粒子間の距離を振動させる効果をもつ。重力波観測においては、このような距離の微小変化が実験的に検知され、その存在が確かめられることになる。

## 1.2 重力波干渉計

### 1.2.1 重力波の検出

本節では、図 1.1 に示されるマイケルソン干渉計を取り上げ、 $z$  軸方向へ伝播する重力波を考察する。

マイケルソン干渉計は、光を二つの経路に分割して再結合することで干渉縞を観測する装置である。ビームスプリッターと呼ばれる半透明の鏡により、光は二手に分かれ、それぞれの経路で反射鏡により反射される。再びビームスプリッターに戻った光同士は、経路長の差に起因する位相差をもとに干渉を起こし、検出器やスクリーン上に明暗の縞模様として現れる。

この原理により、2つの経路の長さの微小な差を観測することができる。重力波が到達すると空間が歪んで経路長が変化するため、干渉縞の様子から重力波を間接的に検出することができる、という仕組みである。

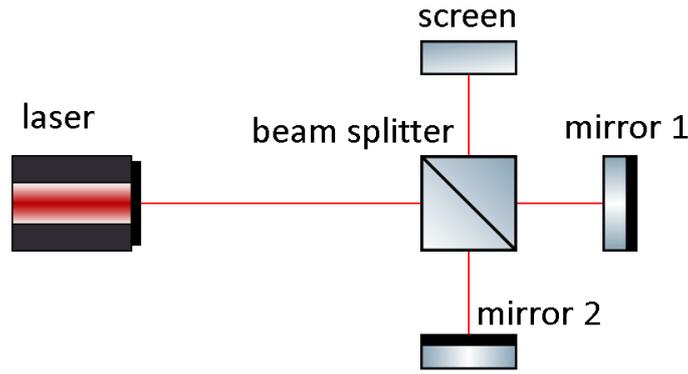


図 1.1: Michelson 干渉計

重力波は + 偏光を持ち、 $\bar{h}(t) = \bar{h}_+ \exp\{ik(ct-z)\}$  という形で入射すると仮定する。干渉計内では、ビームスプリッターから鏡までの距離をそれぞれ  $\xi^x$  と  $\xi^y$  とする。

ここで、四次元時空において、微小変位ベクトル  $dx^\mu$  の大きさの二乗を線素  $ds^2$  と呼ぶ。一般には

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (1.42)$$

と表され、メトリックテンソル  $g_{\mu\nu}$  が各座標方向の内積を決定する。平坦なミンコフスキー時空であれば

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.43)$$

という形で与えられ、これが  $\eta_{\mu\nu}$  である。しかし重力波が存在する場合、平坦計量に対して

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + \bar{h}_{\mu\nu} \quad (1.44)$$

のように微小摂動  $\bar{h}_{\mu\nu}$  を付け加えて表す。重力波が  $z$  軸方向に進む状況で、+ と  $\times$  の偏光成分を含む摂動テンソルは、座標に依存した振動項を伴い

$$\bar{h}_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \bar{h}_+ & \bar{h}_\times & 0 \\ 0 & \bar{h}_\times & -\bar{h}_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} e^{ik(ct-z)} \quad (1.45)$$

のように書かれる。そこで、 $\bar{h}_+ e^{ik(ct-z)}$  を単に  $\bar{h}(t)$  と略記すると、線素は

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + \{1 + \bar{h}(t)\} dx^2 + \{1 - \bar{h}(t)\} dy^2 + dz^2 \quad (1.46)$$

となる。 $x$  軸方向を往復する光のみを考えると  $dy = dz = 0$  となるため、以下の式が得られる。

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + \{1 + \bar{h}(t)\} dx^2 \quad (1.47)$$

さらに、光は常に光速  $c$  で移動するので、その世界線に沿った線素は

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = 0 \quad (1.48)$$

が成り立つ。平坦時空のときには  $-c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2 = 0$  が光の世界線を表すが、重力波が加わった場合でも、局所的には計量に変化していても光速が保たれるため、同様に  $ds^2 = 0$  となる。

この式を変形すると、

$$\frac{dx^2}{c^2 dt^2} = \frac{1}{1 + \bar{h}(t)} \quad (1.49)$$

が得られる。摂動  $\bar{h}(t) \ll 1$  の近似のもとテイラー展開を一次の項までとって

$$\frac{1}{c} \frac{dx}{dt} \simeq \left(1 + \bar{h}(t)\right)^{-\frac{1}{2}} \simeq 1 - \frac{1}{2} \bar{h}(t) \quad (1.50)$$

となるので、

$$1 - \frac{1}{2} \bar{h}(t) = \frac{1}{c} \frac{dx}{dt} \quad (1.51)$$

が得られる。さらに、時間微分  $\frac{dx}{dt}$  に対して  $c dt$  を掛け合わせると

$$\left(1 - \frac{1}{2} \bar{h}(t)\right) c dt = dx \quad (1.52)$$

という関係式が得られる。

光子がビームスプリッターと鏡の間を往復するのに要する時間を  $\Delta t_x$  としたとき、 $t - \Delta t_x$  から  $t$  までを変数  $t'$  で積分すると

$$\int_{t-\Delta t_x}^t \left(1 - \frac{1}{2} \bar{h}(t')\right) dt' = \frac{1}{c} \int_{t-\Delta t_x}^t \frac{dx}{dt} dt' \quad (1.53)$$

となる。右辺の速度  $\frac{dx}{dt}$  は光子が  $x$  軸に沿って往復している間のもので、往復分  $2\xi^x$  と等しく

$$\int_{t-\Delta t_x}^t \left(1 - \frac{1}{2} \bar{h}(t')\right) dt' = \frac{2\xi^x}{c} \quad (1.54)$$

に変形できる。さらに左辺の時間積分を分配して整理すると

$$\Delta t_x = \frac{2\xi^x}{c} + \frac{1}{2} \int_{t-\Delta t_x}^t \bar{h}(t') dt' \quad (1.55)$$

となる。ここで  $\Delta t_x$  は光子が片道  $\xi^x$  を往復 ( $2\xi^x$ ) する時間であるため、 $\Delta t_x \simeq \frac{2\xi^x}{c}$  と近似し、積分の下限を  $t - \frac{2\xi^x}{c}$  に置き換えれば

$$\Delta t_x \simeq \frac{2\xi^x}{c} + \frac{1}{2} \int_{t-\frac{2\xi^x}{c}}^t \bar{h}(t') dt' \quad (1.56)$$

が得られる。レーザー光の角周波数を  $\Omega$  とすると、 $x$  軸上を往復する光子の位相変化  $\phi_x$  は

$$\phi_x = \Omega \Delta t_x = \frac{2\xi^x \Omega}{c} + \frac{\Omega}{2} \int_{t-\frac{2\xi^x}{c}}^t \bar{h}(t') dt' \quad (1.57)$$

と書き下せる。

同様に、 $y$  軸方向を往復する光子の場合は、計量に含まれる  $\bar{h}(t)$  の符号が反転する形で効いてくる。その結果、同様の計算を経て

$$\phi_y = \Omega \Delta t_y = \frac{2\xi^y \Omega}{c} - \frac{\Omega}{2} \int_{t-\frac{2\xi^y}{c}}^t \bar{h}(t') dt' \quad (1.58)$$

が導かれ、 $x$  軸の場合とは異なる符号をもつ項が生じる。これは  $\bar{h}(t)$  が  $\pm$  方向で空間成分に与える摂動が異なるためである。

もしビームスプリッターから鏡までの距離がほぼ等しく  $l \simeq \xi^x \simeq \xi^y$ 、かつ  $l_- \equiv \xi^x - \xi^y$  と仮定すると、

$$\phi_- = \phi_x - \phi_y = \frac{2(\xi^x - \xi^y) \Omega}{c} + \Omega \int_{t-\frac{2l_-}{c}}^t \bar{h}(t') dt' = \frac{2l_- \Omega}{c} + \delta\phi_{\text{GR}} \quad (1.59)$$

となる。ここで

$$\delta\phi_{\text{GR}} = \Omega \int_{t-\frac{2l}{c}}^t \bar{h}(t') dt' \quad (1.60)$$

は重力波によって時間に依存して生じる位相変化を表しており、第 1 項  $\frac{2l_- \Omega}{c}$  はビームスプリッターから二つの鏡までの距離がわずかに異なる場合に生じる定數位相差である。実際の干渉計では、この定數位相差は装置の調整によって補正できるため、重力波に由来する  $\delta\phi_{\text{GR}}$  が観測の主要なターゲットとなる。

### 1.2.2 周波数応答と基線長

次に、Michelson 干渉計の重力波に対する周波数応答を考察する。重力波の摂動  $\bar{h}(t)$  をフーリエ成分へ分解して

$$\bar{h}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{h}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega \quad (1.61)$$

と書き表す。この表式を上式の位相変化に代入して計算を進めると、

$$\delta\phi_{\text{GR}} = \Omega \int_{t-\frac{2l}{c}}^t \bar{h}(t') dt' = \int_{-\infty}^{\infty} H_{\text{MI}}(\omega) \bar{h}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega \quad (1.62)$$

という形になる。ここで

$$H_{\text{MI}}(\omega) = \frac{2\Omega}{\omega} \sin\left(\frac{l\omega}{c}\right) e^{-i\frac{l\omega}{c}} \quad (1.63)$$

は Michelson 干渉計が角周波数  $\omega$  の重力波に対してどの程度応答するかを示す関数である。特定の周波数  $\omega$  に対して、この応答関数を基線長  $l$  の関数とみなせば、 $\frac{l\omega}{c} = \frac{\pi}{2}$  のときに振幅  $|H_{\text{MI}}(\omega)|$  は最大となる。すなわち、この条件で重力波を最も効率的に観測できることがわかる。

## 第2章 重力波望遠鏡

### 2.1 重力波望遠鏡 KAGRA

日本の大型低温重力波望遠鏡 KAGRA は、岐阜県飛騨市神岡町にある神岡鉱山の地下およそ 200 m に建設された装置であり、片腕 3 km の長さをもつ L 字型の重力波検出器である。これはレーザー干渉計型重力波望遠鏡として世界的に採用されている方式の一種で、直交する二本の腕にレーザー光を通して干渉させ、微小な空間の伸縮を読み取ることで重力波を検出する。重力波は質量をもつ物体が運動する際に発生し、光速で伝播する「時空のさざ波」であるが、その振幅は極めて小さい。そのため、周囲のさまざまな雑音を可能な限り低減しなければ、信号を検出するのは困難である。



図 2.1: 重力波望遠鏡 KAGRA [1]

KAGRA は 2012 年に建設が開始され、2020 年 2 月から国際共同観測網の一員として運用を始めた。[1] 地面振動による雑音を抑えるため地下に設置されており、さらに鏡を極低温まで冷却して熱雑音を低減する。鏡はマイケルソン干渉計に必須の光学要素であり、KAGRA では腕の先端にファブリーペロー共振器を組み込むことで、光を何度も往復させて腕の実効的な長さを伸ばし、より感度を高める工夫が施されている。

KAGRA が採用するレーザー干渉計方式では、重力波が到来すると 2 本の腕がわずかに伸び縮みし、その差分をレーザー光の干渉縞から検出する。鏡にはサファイア素材を用いており、極低温環境によって熱雑音を低減するだけでなく、鏡の懸架システムにも工夫をこらすことで、地面振動の影響を大幅に抑えている。鏡は振り子の先に吊り下げられる形で取り付けられており、光軸方向には自由に動けるようになっている。この構造を多段化することで、地面の常時起こっているマイクロオーダーの振動を 10 億分の 1 ほどに抑制できる。その結果、重力波が引き起こす極微小な空間の変化を検出しやすくなっている。

ただし、KAGRA は地下にあるとはいえ、巨大地震など非常に大きな地面揺れが発生すると、

吊り下げ構造全体が激しく振動し、設計時想定よりはるかに大きな揺れが生じる。そのため、鏡が極端に振られすぎないようにストッパーが設置されている。万一、鏡がワイヤーから外れそうになってもストッパーが鏡を受け止め、落下などの重大な事態を防ぐようになっている。

KAGRA は、こうした地中設置や極低温技術、多段振り子による防振構造などを駆使し、高感度を目指して継続的な改良を行っている。KAGRA は 100 Hz 付近で最も優れた感度を発揮するように考えられており、現在も運転を続けながら段階的に性能を向上させている。今後もさらなる雑音低減策と安定運用によって、より高い精度で重力波を捉えられることが期待されている。

## 2.2 KAGRA の感度

以下に、KAGRA の感度曲線を示す。

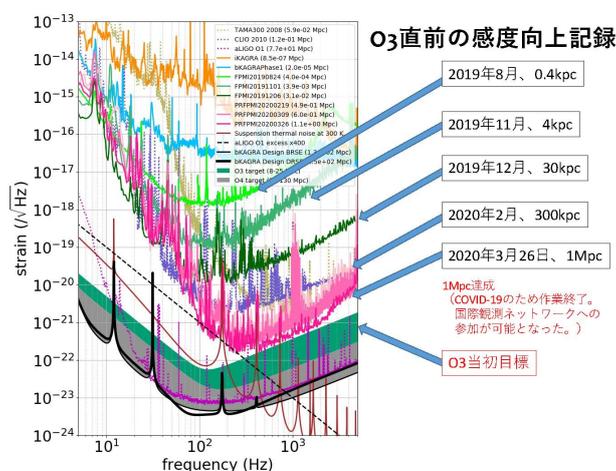


図 2.2: KAGRA 感度 [1]

## 2.3 KAGRA における雑音

KAGRA では、鏡を用いたマイケルソン干渉計によって重力波を検出しており、この装置に影響を及ぼす雑音は多岐にわたる。一般に、重力波干渉計の雑音は定常的なものと突発的なものに大別される。定常的な雑音としては、地面振動や熱雑音、量子雑音などが挙げられ、突発的な雑音としては、ハードウェア由来の大きな信号が一時的に発生する場合が挙げられる。

以下に、主な雑音の種類とその特徴を示す。

- 地面振動雑音

地面の自然な振動や周囲の活動による揺れが鏡に伝わることで生じる雑音である。KAGRA では、地下に設置して多段振り子を用いることでこの振動の影響を大幅に抑えている。

- 熱雑音

鏡や懸架ワイヤーの内部で発生する熱的なランダム運動によって、鏡がわずかに振動することで生じる雑音である。特に高周波帯域で影響が大きくなるため、KAGRA では極低温環境を利用し、機械損失の小さいサファイアを用いることで雑音を低減している。

- 重力勾配雑音

周囲の質量分布が時間とともに変化することで局所的な重力場が揺らぎ、鏡に力が働くことで生じる雑音である。地下水の流動などが原因となり、完全に遮断することは困難である。低周波帯（数 Hz 領域）の感度を制限する要因の一つとされている。

- 輻射圧雑音

レーザー光が鏡で反射する際、光の運動量の変化によって鏡が微小な力を受けることで発生する雑音である。光強度を増やすと輻射圧雑音が増大するため、適切な光強度の制御が求められる。量子力学的な光子数のばらつきが原因であるため、完全に消去することは難しい。

- 散乱雑音

レーザー光の光子数が統計的に揺らぐことで生じる雑音である。光子数のばらつきはポアソン統計に従い、周波数によらないホワイトノイズとして現れる。光の強度を上げることで相対的にこの雑音を抑えることができるが、その代わりに輻射圧雑音が増加するというトレードオフが存在する。

- 標準量子限界

輻射圧雑音と散乱雑音のトレードオフによって決まる量子力学的な感度の限界である。光強度を強くすると散乱雑音は減少するが、輻射圧雑音は増加するため、最適なバランスを取る必要がある。

KAGRA では、これらの雑音を低減するために、地下設置・低温冷却・高性能な防振装置などを駆使し、極めて高感度な重力波観測計となっている。

## 2.4 重力勾配雑音

重力勾配雑音 (Newtonian Noise) は、周辺の質量分布が時間変化することで局所的に生じる重力の揺らぎによって直接鏡を動かすことで生じ、低周波数帯の観測で重要な制限要因となる。

地面の振動、地下水や空気の密度変動、設備の振動などが質量密度分布を変動させ、その結果として鏡に働く重力が時間的に変化する。たとえば地下施設に設置された重力波観測装置であっても、岩盤の振動や地下水の影響で生じる重力勾配雑音が問題となる可能性が残る。大型重力波望遠鏡においては、低周波数帯の感度向上が目標となっており、重力勾配雑音をいかに推定・低減するかが大きな課題である。

### 2.4.1 水による重力勾配雑音

観測装置付近を流れる水が変動する場合、水の重力の揺らぎによって、鏡に重力勾配雑音が生じる。実際の水の流れは複雑であり、単純な理論モデルのみでは正確に把握しきれない部分も存在するため、流体シミュレーションなどを用いて水面変動をより現実的に再現し、その結果生じる重力勾配雑音の大きさを数値的に見積もることが有効である。

### 2.4.2 重力勾配雑音の定式化

水が引き起こす重力勾配雑音を定量的に評価する際、観測装置の鏡を質点（テストマス）とみなし、水の各体積要素から受ける重力の寄与を積分によって求める。例えば、ある時間  $t$  にお

る水面分布を  $b(x, y, t)$  とし、テストマスの座標を  $(x_{TM}, y_{TM}, z_{TM})$  とすると、光軸方向への加速度  $a$  は次のように表される。

$$a = G\rho \iint \frac{(x - x_{TM})b(x, y, t)}{\left[(x - x_{TM})^2 + (y - y_{TM})^2 + (z - z_{TM})^2\right]^{3/2}} dx dy, \quad (2.1)$$

ここで、 $G$  は万有引力定数、 $\rho$  は水の密度、 $z$  は水面の高さやパイプの位置を含む座標を表す。 $b(x, y, t)$  が時間とともに変化すれば、 $a$  も随時変動するため、これが重力勾配雑音となって観測に影響を与える。

さらに、観測装置の感度を議論する際は周波数領域での雑音スペクトルを比較することが多い。周波数領域に変換した加速度スペクトルを  $\tilde{a}(\Omega)$ 、パワースペクトルを  $S_a$  とすると、

$$\langle \tilde{a}(\Omega) \tilde{a}(\Omega') \rangle = S_a \delta(\Omega - \Omega'), \quad \sqrt{S_h} = \frac{1}{L\Omega^2} \sqrt{S_a}, \quad (2.2)$$

ここで  $L$  は干渉計の腕の長さ、 $\Omega$  は角周波数である。重力勾配雑音による加速度ゆらぎ  $S_a$  を求め、それを上式によりひずみ感度に換算すると、直接干渉計の感度曲線と比較できる。

### 2.4.3 シミュレーションによる評価

水面変動が観測装置の近傍でどのように生じているかを実測することは難しい場合がある。特に、パイプ内部を直接観察できない状況では、水の振動や流れの様子を把握するために数値シミュレーションが役立つ。流体シミュレーションを通じて、パイプ形状や流量などの条件を設定し、得られた水面高分布を式 (2.1) に代入することで、重力勾配雑音の時間変化や周波数特性を定量的に推定できる。

このように理論的な定式化と数値シミュレーションを組み合わせることで、様々な環境条件での重力勾配雑音の大きさを評価し、観測装置の設計や設置条件の最適化に反映させることが可能となる。

## 第3章 KAGRA 排水管

### 3.1 KAGRA 排水管の配置

KAGRA は地下に設置された大規模なレーザー干渉計であり、運用において地下水の排出が重要な課題となる。地下水は壁面や床面から常に染み出しており、これを適切に排出するために排水パイプがアームに沿って配置されている（図 3.2）。これらのパイプは、流入した地下水を集約し、適切に排水することで観測装置への影響を最小限に抑える役割を果たす。

本研究では、特に Y-end 付近の排水パイプに注目する。Y-end には鏡が設置されており、この鏡の近傍に配置される排水管が重力勾配雑音を引き起こす可能性が指摘されている。Y-end 内部の排水パイプは、主に 1 本の中央排水管と 3 本の強制排水管から構成されるが、強制排水管は通常時は水が流れないため、本論文では中央排水管のみを考える。

中央排水管は鏡に近接しており、横方向に約 5m、縦方向に 1~2m ほどしか離れていない。そのため、この排水管内を流れる水の質量変動が局所的な重力場の揺らぎを引き起こし、KAGRA の観測精度に影響を与える可能性がある。特に、中央排水管は地中に埋設されているため、その移設には大規模な工事が必要となり、雑音対策を検討する際には慎重な評価が求められる。

排水管の勾配は、KAGRA のアーム全体でおおよそ 0.3% に設定されており、Y-end 内部でも原則として 0.3% の傾斜が採用されているが、一部 0.13% の傾斜が使用されている区間も存在する。

Y-end は大規模な地下空間であり、壁や床の各所から地下水が染み出している。この地下水を効率的に排水管へ誘導し、外部へ排出することが不可欠である。特に、鏡に近接する中央排水管における水流の影響を正確に評価することが、本研究の主な目的である。排水パイプの配置や水流特性を正確に把握し、シミュレーションを通じて影響を定量的に評価することが重要となる。

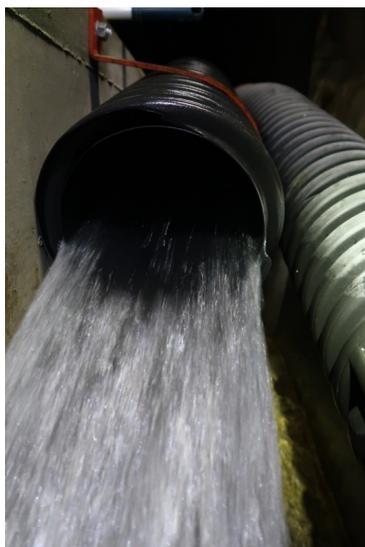


図 3.1: KAGRA 排水管 (1)



図 3.2: KAGRA 排水管 (2)



図 3.3: Y-end 内の様子

## 3.2 KAGRA 排水管の様子

KAGRA の排水パイプは、外観が蛇腹状になっており、内部にも細かな凹凸がある（図 3.1）。ただし、パイプの内側における凹凸は比較的小さく、シミュレーションの解析精度に大きな影響を与えないと考えられるため、本研究では理想化し、平滑な円筒としてモデル化する。

KAGRA 内の地下水は壁や床から自然に染み出すため、排水システムの適切な設計が求められる。現在の排水管は重力波望遠鏡の真空配管と並列に設置されており、大規模な変更には地盤改修や新たな配管工事が必要となる。

パイプの形状や材質は、流体の挙動に影響を及ぼす重要な要素である。KAGRA で使用されている排水管は、一般的な硬質プラスチック製であり、表面の摩擦係数は比較的低い。しかし、水流によって生じる乱流や局所的な渦が重力勾配雑音の主な原因となる可能性があるため、本研究ではシミュレーションを通じて流速変動や水面の揺らぎを詳細に解析する。

## 第4章 水力学

### 4.1 水流の分類

#### 4.1.1 常流と射流

水路における開水路の流れを考える。ある水路断面で横断方向に速度が一様 ( $V$ ) とみなし、水深を  $h$ 、水路の底面から測った高さを  $y$  とすると、流体の圧力  $p$  は

$$\frac{p}{\rho g} = h - y \quad (4.1)$$

となる。ここで  $\rho$  は流体の密度、 $g$  は重力加速度である。すると、水路の底面を基準とした全ヘッド  $H_0$  は

$$H_0 = \frac{V^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} + y = \frac{V^2}{2g} + h \quad (4.2)$$

となり、これは断面内のどの点をとっても同じ値をとる。

また、断面積を  $A$ 、流量を  $Q$  とすると、全ヘッド  $H_0$  は

$$H_0 = \frac{1}{2g} \left( \frac{Q}{A} \right)^2 + h \quad (4.3)$$

の形で書ける。幅が一定で広い長方形水路を単位幅あたりで考えると、流量は  $Q = bq$ 、断面積は  $bh$  (ただし  $b$  は水路の幅) なので、流速  $V$  は

$$V = \frac{Q}{A} = \frac{q}{h} \quad (4.4)$$

となる。よって上式は

$$H_0 = \frac{1}{2g} \left( \frac{q}{h} \right)^2 + h \quad (4.5)$$

と表せる。このとき、 $H_0$  が最小となる水深を求めるために、上式を  $h$  で微分してゼロとおく。すなわち

$$\frac{dH_0}{dh} = -\frac{q^2}{gh^3} + 1 = 0 \quad (4.6)$$

から

$$h = \left( \frac{q^2}{g} \right)^{1/3} \quad (4.7)$$

が得られる。このときの  $H_0$  の最小値は

$$H_{0\min} = \frac{1}{2g} \left( \frac{q}{h} \right)^2 + h = \frac{3}{2} \left( \frac{q^2}{g} \right)^{1/3} \quad (4.8)$$

となる。ここで定義される

$$h_c = \left( \frac{q^2}{g} \right)^{1/3}, \quad H_{0\min} = \frac{3}{2} h_c \quad (4.9)$$

を、それぞれ限界水深 (critical depth) およびそのときの全ヘッドの最小値という。さらに、限界水深時の流速を限界速度 (critical velocity) と呼び、

$$V_c = \frac{q}{h_c} = \sqrt{gh_c} \quad (4.10)$$

とあらわされる。

ここで、ある断面での水深が限界水深  $h_c$  より深い流れは常流 (subcritical flow) と呼ばれ、逆に  $h_c$  より浅い流れは射流 (supercritical flow) と呼ばれる。単位幅流量  $q$  が一定である場合には、上式から常流においては  $V < V_c$ 、射流においては  $V > V_c$  となる。すなわち、水路の流れが常流か射流かを判定するためには、以下の関係のいずれかを満足すればよい。

$$\begin{aligned} \text{常流: } h &> \left(\frac{q^2}{g}\right)^{1/3}, \quad h > \frac{2}{3}H_0, \quad V < \sqrt{gh}, \\ \text{射流: } h &< \left(\frac{q^2}{g}\right)^{1/3}, \quad h < \frac{2}{3}H_0, \quad V > \sqrt{gh} \end{aligned} \quad (4.11)$$

常流はダムの貯水池のようなゆっくりとした流れで、水深が深く、速度が遅い。射流は急流などの勢いのある流れで、水深が浅く速度が速い。



図 4.1: 常流と射流 [2]

図 4.2: 左下の安定している部分が常流、右下の波が立っている部分が射流である。

#### 4.1.2 跳水について

跳水とは、水流が射流から常流に変わるときに見られる現象であり、水の流れの速度が急激に減少し、水深が一気に増加する。例えば、ダムの放水路や急な斜面を流れる水が平坦な場所に達したとき、跳水が発生する。見た目には、水面が段差のように盛り上がっているように見えるのが特徴である。

## 4.2 水路の流れ

水路を流れる水の平均速度を求める際には、ジェシーの公式がよく用いられる。ジェシーの公式は

$$V = C\sqrt{mi} \quad (4.12)$$



図 4.3: 跳水

で表され、 $V$  は平均流速、 $m$  は水力平均深さ、 $i$  はエネルギー勾配、 $C$  はジェシーの係数である。ジェシーの係数は

$$C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}} \quad (4.13)$$

と書くことができ、 $\lambda$  は無次元の摩擦係数、 $g$  は重力加速度である。水路の流れを解析する際、ジェシーの係数  $C$  はさまざまな実験式で与えられる。

バザンの公式は、壁面特有の数値を  $p$  として

$$C = \frac{87}{1 + (p/\sqrt{m})}, \quad (4.14)$$

ガンギエ-クッターの公式は

$$C = \frac{23 + (0.00155/i) + (1/n)}{1 + \{23 + (0.00155/i)\}(n/\sqrt{m})}, \quad (4.15)$$

マンングの公式は

$$C = \frac{1}{n} m^{1/6} \quad (4.16)$$

となり、いずれも開水路の流れに対して広く用いられる実験式である。これらの式によって導かれる  $C$  を用いてジェシーの公式を適用すれば、エネルギー勾配  $i$  と水力平均深さ  $m$  を与えることで、平均流速  $V$  を容易に求めることができる。[3]

## 第5章 流体シミュレーションソフト

### 5.1 Flow-3D を用いたシミュレーション方法

本研究では、Flow Science, Inc. 社が開発・提供する数値流体力学ソフトウェア Flow-3D を用いて、パイプ内を流れる水の挙動を解析した。Flow-3D は自由表面流れの解析を得意とし、独自の VOF 法 (Volume of Fluid) によって気液界面を高精度に追跡できることが大きな特徴である。さらに熱伝導や乱流など、多岐にわたる物理現象を考慮できるため、水理解析だけでなく鋳造やポンプ解析など幅広い分野で用いられている。[4] 本節では、実際にシミュレーションを行う際の設定や手順を中心に、その方法を記述する。

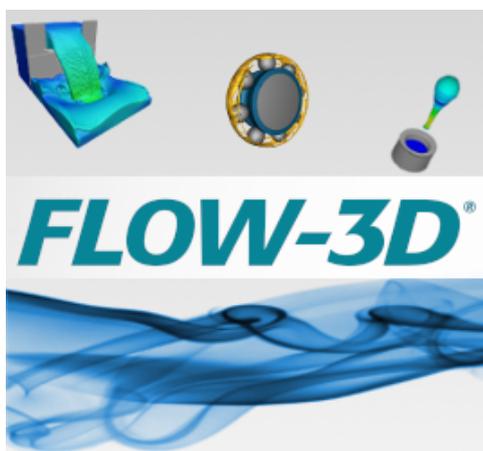


図 5.1: Flow-3D ロゴ

#### 5.1.1 解析環境とシミュレーション条件

まずシミュレーション上の基本環境として、大気圧下 (約 1013 hPa)、気温は 20 °C に設定した。KAGRA 内で想定されるパイプの周辺環境は外気と同程度であり、密閉空間ではないため、入口・出口を通して外気に通じていると考えられる。このため圧力条件は大気圧とし、パイプ内部に特別な減圧や加圧は施さないようにした。

流体としては、温度 20 °C、密度 1000 kg/m<sup>3</sup>、動粘性係数 0.001 kg/m/s (水の典型的な値) を採用している。実際の地下水には多少の不純物が含まれる可能性が高いが、水の運動を追う目的のため純水モデルを使用した。重力加速度は  $z$  方向に 9.8 m/s<sup>2</sup> を設定し、パイプの傾斜はオブジェクト自体を特定の角度で配置することで再現する。乱流モデルとしては RNG モデルを用いた。

シミュレーション時間は 5 秒間とし、シミュレーション開始から約 995 秒の間は、パイプ全体の流れや水面の高さが比較的安定するまでの立ち上がり時間とみなした。

### 5.1.2 物理モデルの設定

本研究で使用した主な物理モデルは、重力項と乱流モデルである。重力および慣性力の設定には「Gravity and Non-inertial Reference」を利用し、 $-z$  方向に重力加速度  $9.8 \text{ m/s}^2$  を与えた。パイプの傾斜は、解析領域（オブジェクト）の配置そのものを傾けて再現している。また乱流モデルには RNG モデルを用いた。

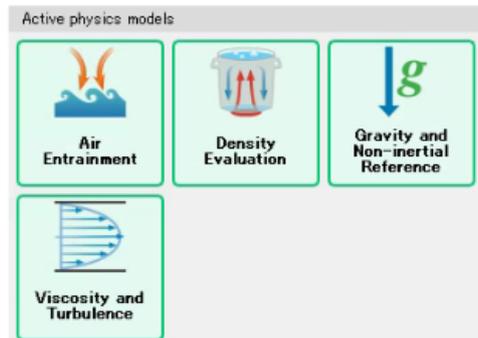


図 5.2: Flow-3D 物理モデル

### 5.1.3 メッシュ領域と境界条件

Flow-3D では、計算領域を直方体メッシュで分割し、その各面に対して境界条件を設定する。パイプ形状が円筒や曲線部を含む場合でも、メッシュ自体は直方体のブロックで覆い、その内部にパイプオブジェクトを配置する。すなわち、メッシュ領域はパイプの空洞部分を完全に含むように設定し、そのうえでパイプ壁や周囲の構造をモデリングする形となる。

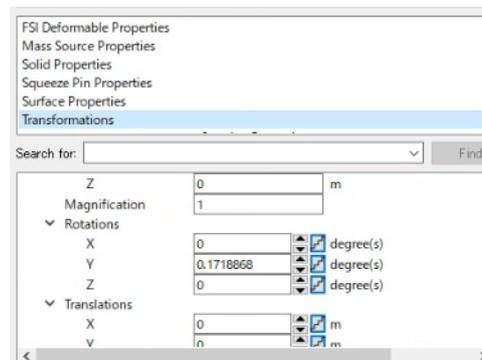


図 5.3: パイプ形状の設定画面

### 5.1.4 シミュレーションの実行と時間設定

前述の条件をすべて設定した後、シミュレーションを実行すると Flow-3D がナビエ-ストークス方程式や乱流方程式などを連立して解き、各時刻における流速や圧力、水深などを出力する。本研究では、パイプ内部の水が十分に流れ始めるまで約 995 秒を見込み、995 秒以降の 5 秒間を出力した。

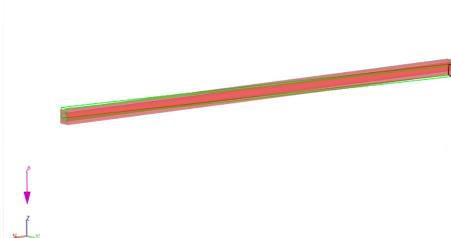


図 5.4: 設計したパイプ

### 5.1.5 出力データと解析への利用

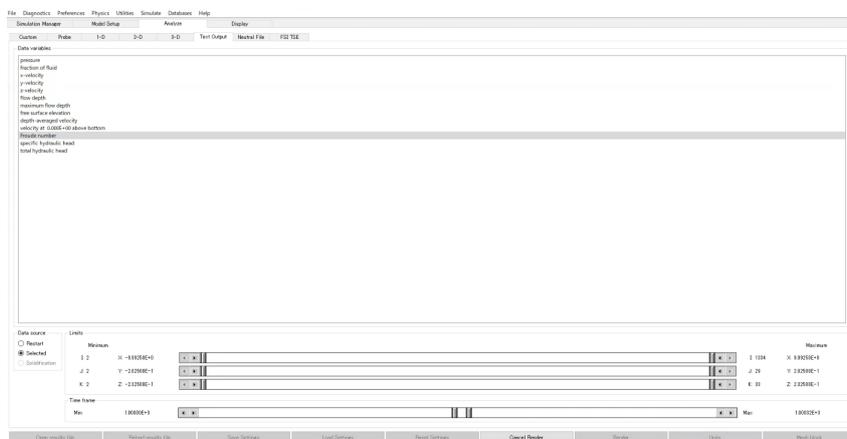
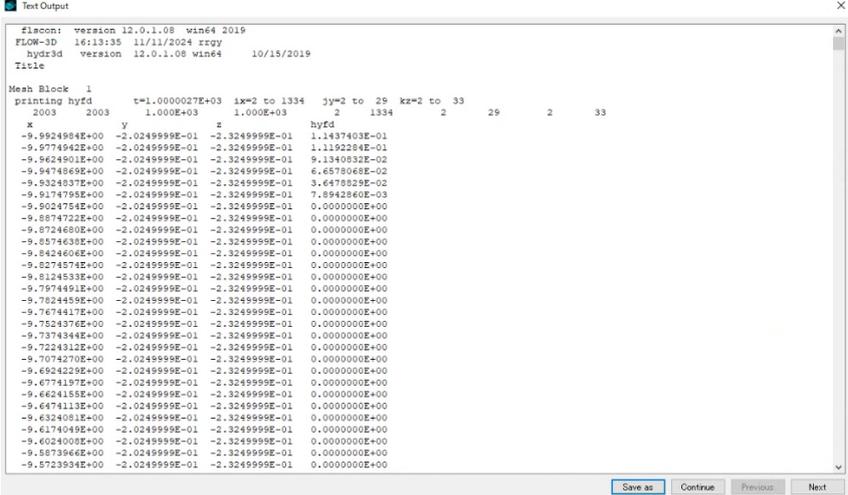


図 5.5: データの出力画面

Flow-3D からは、メッシュ内の各セルや各座標における流体の物理量をテキストデータとして出力できる。本研究においては、パイプ内の水深（flow depth）と下部壁面の座標（terrain elevation）の情報を重力勾配雑音の計算に用いた。flow depth はメッシュの分割に合わせて各  $x, y$  座標における水深を記録した値であり、パイプ内部の水面の位置を把握するのに有用である。一方、terrain elevation はオブジェクトの下面に相当する  $z$  座標を示すため、水深との組み合わせにより実際の水面高さを求めることができる。



```
filecon version 12.0.1.08 win64 2019
FLOW-3D 16:13:35 11/11/2024 rcgy
hydr3d version 12.0.1.08 win64 10/15/2019
Title
Mesh Block 1
printing hyfd
t=1.0000027E+03 ix=2 to 1334 jy=2 to 29 kz=2 to 33
1.000E+03 1.000E+03 2 1334 2 29 2 33
x y z hyfd
-9.9924964E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 1.1437403E-01
-9.9774942E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 1.1192284E-01
-9.9624901E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 9.1340632E-02
-9.9474860E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 6.6576166E-02
-9.9324837E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 3.6478829E-02
-9.9174795E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 7.8942860E-03
-9.9024754E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.8874723E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.8724680E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.8574638E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.8424606E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.8274574E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.8124533E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.7974491E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.7824450E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.7674417E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.7524376E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.7374344E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.7224312E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.7074270E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.6924229E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.6774197E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.6624155E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.6474113E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.6324081E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.6174049E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.6024008E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.5873966E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
-9.5723934E+00 -2.0249999E-01 -2.3249999E-01 0.0000000E+00
```

図 5.6: Flow-3D 出力結果

## 第6章 KAGRA 排水管表面の分析

### 6.1 排水管表面の粗さについて

流体力学において、パイプの壁面粗さは流れの特性に大きな影響を与えるパラメータである。本節では、KAGRA におけるパイプの粗さパラメータについて、マンニングの粗度係数および相当粗度の観点から考察する。

流体の解析を行う際には「管摩擦係数」を用いることが多いが、満水でない場合、流れの上部に自由表面が存在してしまい開水路流れと同じ性質を持つため管摩擦係数を用いることはできない。そのため、部分充満流である KAGRA パイプ内の流れを解析するために、マンニングの粗度係数を用いることとする。KAGRA のパイプに関しては、提供会社のデータ [5] に基づき、マンニングの粗度係数が

$$n = 0.016 \quad (6.1)$$

とされている。この値は経水路やパイプの材質ごとに固有の値を持つ。マンニングの式によれば、粗度係数  $n$  は動水勾配  $i$  と径深  $m$  を用いて平均流速  $v$  を次の関係式で表すことができる。

$$v = \frac{m^{2/3} i^{1/2}}{n} \quad (6.2)$$

この式を用いることで、材質ごとの粗さを示す指標として粗度係数を利用することが可能である。

#### 6.1.1 相当粗度の計算

相当粗度  $k_s$  は壁面の平均的な高さを示す量であり、流れに対する摩擦抵抗の指標となる。ここで、マンニング-ストリクラーの式

$$n = \frac{k_s^{1/6}}{7.66\sqrt{g}} \quad (6.3)$$

を考える。ここで  $g$  は重力加速度である。この式を変形し、KAGRA のパイプにおける  $n = 0.016$  を代入すると、相当粗度は

$$k_s \approx 3.2 \text{ mm} \quad (6.4)$$

と求められる。

#### 6.1.2 壁面粗さとの関係

実際のパイプの表面粗さ  $R_a$  は、基準面に対する平均的な高さの偏差として測定される。実験的に得られた関係式によると、相当粗度と壁面粗さの間には

$$k_s \approx 2R_a \quad (6.5)$$

の関係があることが知られている。KAGRA のパイプについて、先行研究 [6] より壁面粗さが  $R_a = 50$  mm、最大粗さが  $R_y = 400$   $\mu$  m 程度であることが確認されており、相当粗度は次の範囲にあると推定される。

$$k_s = (2 \times R_a) \sim R_y = 0.1 \text{ mm} \sim 0.4 \text{ mm} \quad (6.6)$$

この値は理論値  $k_s = 3.2$  mm とは異なる結果となっており、測定手法に誤りがあった可能性や、粗さが一定でなかった可能性が考えられる。本研究では、一貫して 0.1 mm として解析を行った。

## 6.2 クヌーセン数と滑り度

クヌーセン数 (Knudsen number,  $Kn$ ) は、流体の振る舞いを連続体近似で扱うことができるかを判定するための無次元数である。これはデンマークの物理学者マルティン・クヌーセンにちなんで名付けられたものであり、流体中の分子の平均自由行程  $\lambda$  を、代表長さ  $L$  で割ることで定義される。

$$Kn = \frac{\lambda}{L} = \frac{k_B T}{\sqrt{2\pi\sigma^2 PL}} \quad (6.7)$$

ここで、 $\lambda$  は分子の平均自由行程 [m]、 $L$  は代表長さ [m] (本研究ではパイプの直径)、 $T$  は温度 [K]、 $P$  は圧力 [Pa]、 $\sigma$  は分子直径 [m]、 $k_B$  はボルツマン定数 [J/K] である。クヌーセン数の大きさによって流体の性質は次のように分類される。

- $Kn \sim 0$  : 連続流れ領域 (通常の流体力学が適用可能)
- $0 < Kn < 1$  : 滑り流れ領域 (壁面での滑りが発生)
- $Kn \sim 1$  : 遷移流れ領域 (連続体近似が成り立たない)
- $Kn > 1$  : 自由分子流れ領域 (分子運動論的な解析が必要)

KAGRA におけるパイプの流れを分析するために、パイプ内のクヌーセン数を計算する。KAGRA のパイプの直径は  $L = 0.4$  m、シミュレーション温度は  $T = 293$  K (20 °C)、ボルツマン定数は  $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$  J/K である。また、過去のシミュレーション結果から圧力  $P$  は 0.01~0.1 Pa の範囲にあり、水分子の直径は  $\sigma = 3.8 \times 10^{-10}$  m である。これらの値を用いると、

$$Kn = \frac{k_B T}{\sqrt{2\pi\sigma^2 PL}} = [0.158 \sim 1.58] \times 10^{-5} \ll 1 \quad (6.8)$$

となる。すなわち、クヌーセン数は 1 より大きく下回っており、KAGRA のパイプ内の流れは連続流れ領域に属することが確認できる。したがって、流体はナビエ・ストークス方程式に従い、通常の流体力学的解析が適用可能である。

また、壁面における流体の速度境界条件について考える。Flow-3D では、壁面上の流体速度  $w_s$  は以下のように定義される。

$$w_s = \frac{\frac{2\mu w}{A_z \delta x} + \kappa w_0}{\frac{2\mu}{A_z \delta x} + \kappa} \quad (6.9)$$

ただし、 $w_s$  は壁面上での流体の相対速度、 $\mu$  は粘性係数、 $w$  は壁面を含むセル内の流体速度、 $w_0$  は壁面の接線方向移動速度、 $A_z$  は面積開口率、 $\delta x$  はセルサイズ、 $\kappa$  は「滑り度」と呼ばれる独自のパラメータである。

連続流れ領域では、壁面の速度と流体の速度が連続であるとみなすことができ、壁面に接する流体が静止しているとする「No-slip condition」を適用できる。No-slip condition では滑り度は 0 とみなせる。よって、今後 Flow-3D において、滑り度を 0 とすることの正当性が示された。一方、滑り度を考慮する場合として、速度は壁面でわずかに減少し「Partial-slip condition」となり、滑り度が無限大の場合には「Free-slip condition」という状態となるが、これは極めて希薄な流体のみ現れる現象である。

# 第7章 解析結果

## 7.1 シミュレーション内容

本研究では、パイプの傾斜が水流に与える影響を評価するために、Flow-3D を用いた数値シミュレーションを用いて以下の二つの観点で解析を実施した。第一に、パイプの傾斜を変化させ、様々な傾きで水の質量変動や重力勾配雑音がどのように変化するかを観測する。第二に、同じ傾斜条件下でメッシュサイズを変化させ、解析精度と計算負荷の関係を検討する。

シミュレーションに用いたパイプは全長 20 m、内径 0.4 m の円筒形状であり、流体は密度  $1000 \text{ kg/m}^3$ 、動粘性係数  $0.001 \text{ kg/m}^2\text{s}$  の水を想定した。外部圧力は大気圧 (約  $1013 \text{ hPa}$ ) に固定し、温度は  $20^\circ\text{C}$  とした。重力加速度は座標系の  $z$  方向へ  $9.8 \text{ m/s}^2$  を設定し、パイプの傾斜はオブジェクト座標の角度を調整する形で再現している。初期状態ではパイプ内に水がないため、シミュレーション開始から 995 秒を立ち上がり時間として水面が安定するのを待ち、その後得られる物理量を解析に使用している。また、すべての場合において流量は  $109 \text{ t/h}$  とした。

本章では、本研究で得られたシミュレーション結果を示し、パイプの傾きを変化させた場合と、メッシュサイズを変化させた場合の 2 つの観点について考察する。各節では、得られた水の加速度や水面変動、またそれらを周波数領域で解析した結果を示す。

## 7.2 4種類のパイプ傾きにおけるシミュレーション

本節では、パイプの傾きを  $0.172^\circ$  (約  $0.30\%$ )、 $0.200^\circ$ 、 $0.500^\circ$  および  $1.000^\circ$  の 4 種類に変化させたシミュレーション結果を示す。傾きによって水流の加速度や水面の様子がどのように変化するかを時間や周波数を変化させて評価する。

### 7.2.1 パイプ内水流の加速度変化

図 7.1~7.4 に、それぞれの傾きにおける水の加速度変化を示す。 $1.000^\circ$  の場合に他の 3 つの条件と比較して著しく大きな変化を示した。なお、本解析では 5 秒間の短いシミュレーション時間を対象としたため、その間で見られた増減が必ずしも定常的な振る舞いを表すとは限らない。

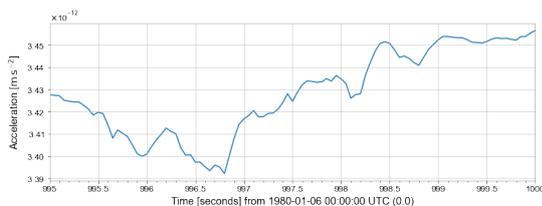


図 7.1: 傾き  $0.172^\circ$

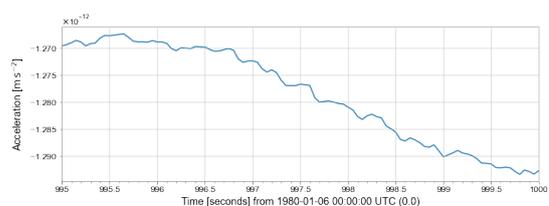


図 7.2: 傾き  $0.200^\circ$

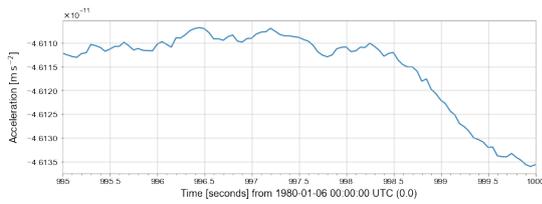


図 7.3: 傾き 0.500°

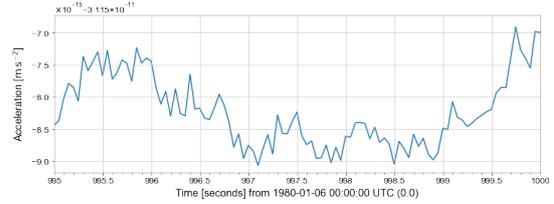


図 7.4: 傾き 1.000°

### 7.2.2 パイプ内水流の加速度変化 (ASD)

図 7.5~7.8 は、水の ASD(加速度スペクトル密度) と周波数の関係を示す。いずれの条件においても、およそ 10 kHz に近い周波数帯で小さなピークが見られる傾向にある。

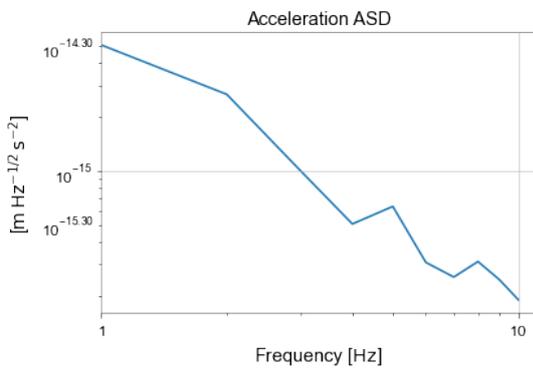


図 7.5: 傾き 0.172°

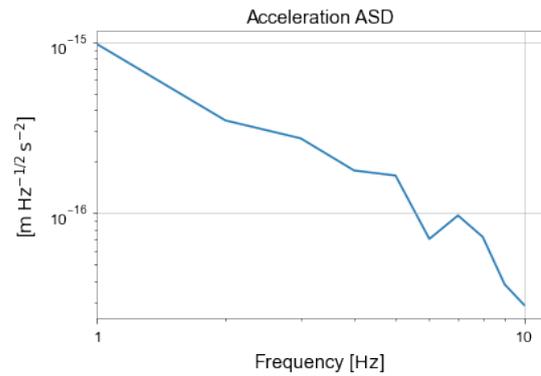


図 7.6: 傾き 0.200°

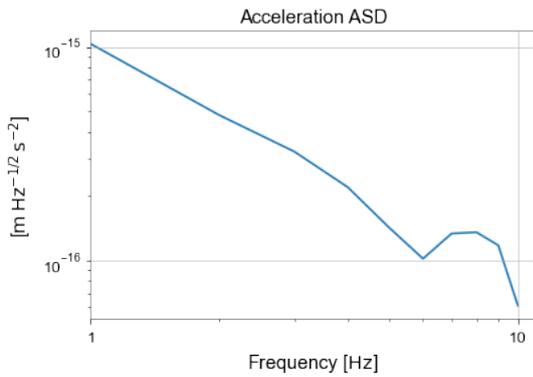


図 7.7: 傾き 0.500°

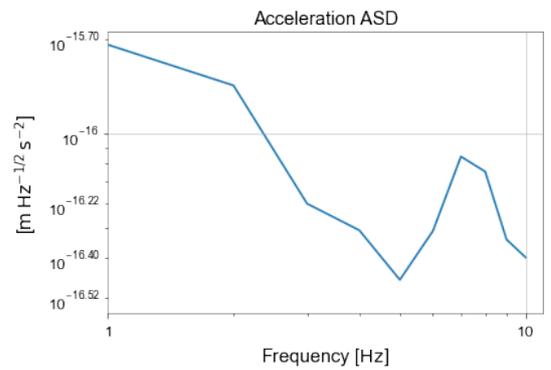
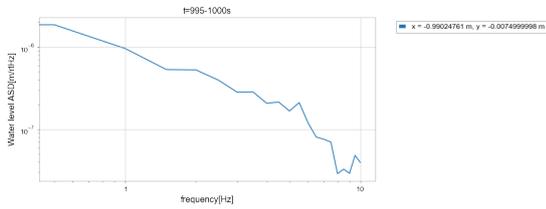
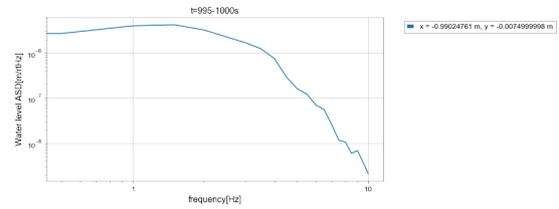
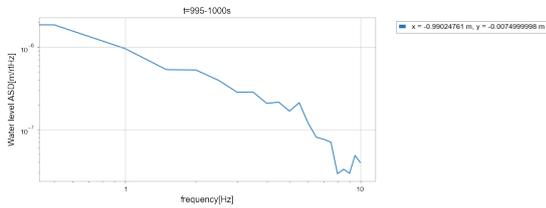
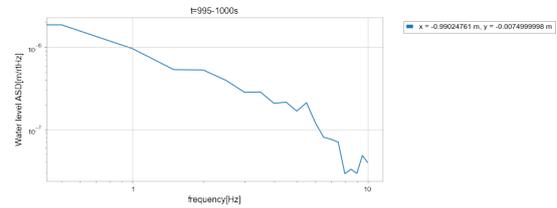


図 7.8: 傾き 1.000°

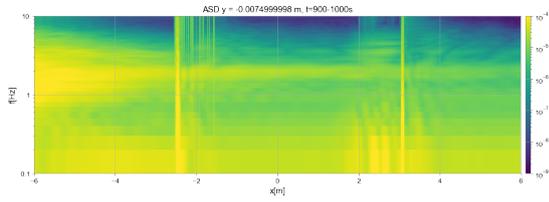
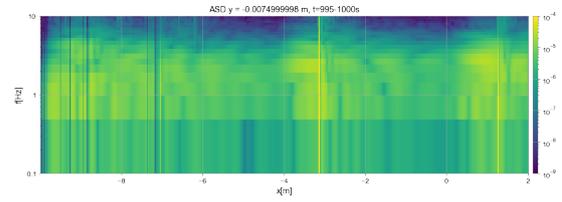
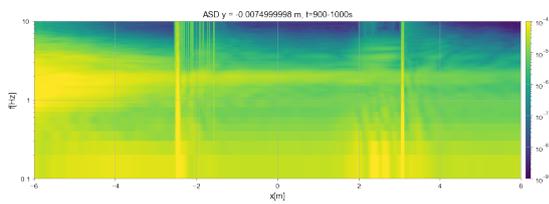
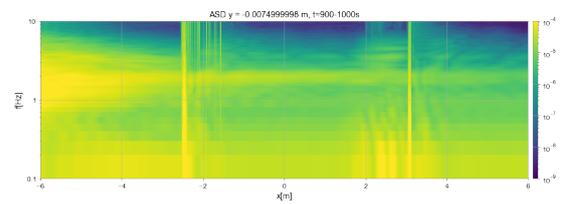
## 7.2.3 パイプ内水流の周波数と ASD の関係

図 7.9～7.12 は、水面高さの時間変化を周波数領域で解析した結果を示す。加速度の場合と同様に、10 kHz 付近にピークが存在しており、傾きの度合いによってピーク値の振幅に若干の差異が生じている。

図 7.9: 傾き  $0.172^\circ$ 図 7.10: 傾き  $0.200^\circ$ 図 7.11: 傾き  $0.500^\circ$ 図 7.12: 傾き  $1.000^\circ$

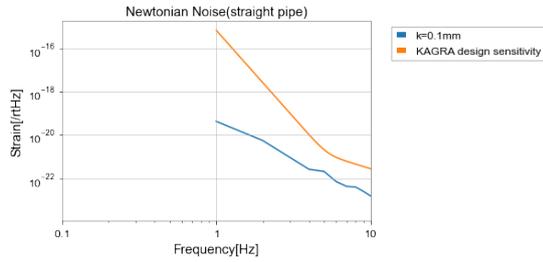
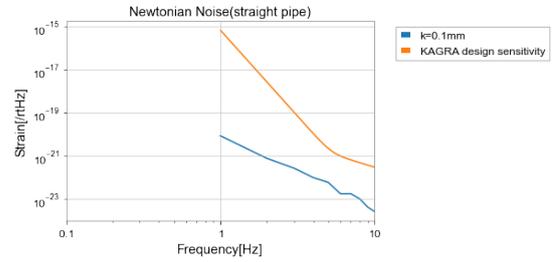
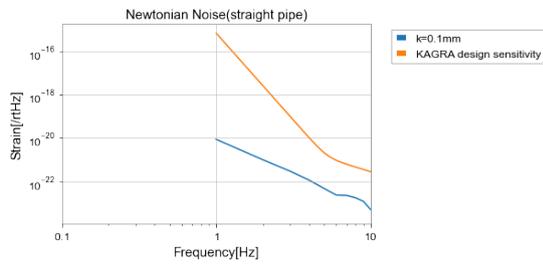
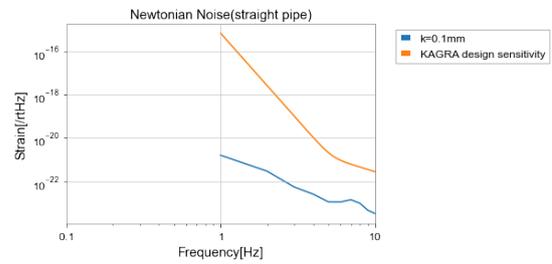
## 7.2.4 水面のゆらぎの比較

図 7.13～7.16 は、パイプの様々な位置と周波数における水面揺らぎの強度を示したカラーマップである。いずれの傾斜条件でも、相対的に周波数の低い領域で強度が高くなる傾向が見られる。

図 7.13: 傾き  $0.172^\circ$ 図 7.14: 傾き  $0.200^\circ$ 図 7.15: 傾き  $0.500^\circ$ 図 7.16: 傾き  $1.000^\circ$

## 7.2.5 重力勾配雑音の計算

図 7.17～7.20 は、水流によって生じる重力勾配雑音を推定し、KAGRA の設計感度と比較したものである。オレンジ色の線が KAGRA の感度、青色の線が重力勾配雑音である。いずれの傾きにおいても、シミュレーション範囲内では KAGRA の感度を超えるほどの寄与は見られなかった。

図 7.17: 傾き  $0.172^\circ$ 図 7.18: 傾き  $0.200^\circ$ 図 7.19: 傾き  $0.500^\circ$ 図 7.20: 傾き  $1.000^\circ$

### 7.3 3種類のメッシュサイズにおけるシミュレーション

本節では、パイプの傾き (0.30%) や流量条件を固定したうえで、メッシュサイズを 1.5cm, 3.0cm, 15cm の 3 種類に変化させたシミュレーション結果を示す。なお、メッシュサイズごとのシミュレーションにかかった実時間は以下の通りである。

表 7.1: メッシュサイズごとの計算時間

メッシュサイズ	所要時間時間	
1.5 cm	826496 s	約 9.5 日
3 cm	24846 s	約 7 時間
15 cm	201 s	

#### 7.3.1 パイプ内水流の加速度変化

図 7.21～7.23 は、各メッシュサイズにおける水の加速度の時間変化を示したものである。特にメッシュサイズ 15cm においては加速度が線形に減少しており、水流の様子が適切に再現されていない可能性が考えられる。

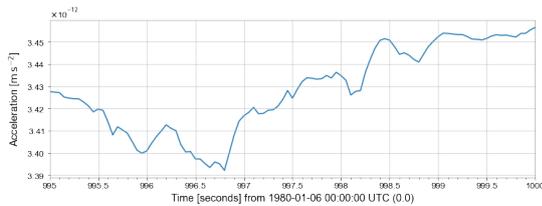


図 7.21: メッシュサイズ 1.5cm

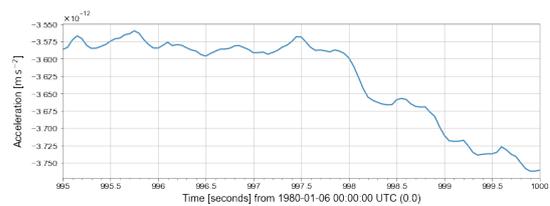


図 7.22: メッシュサイズ 3.0cm

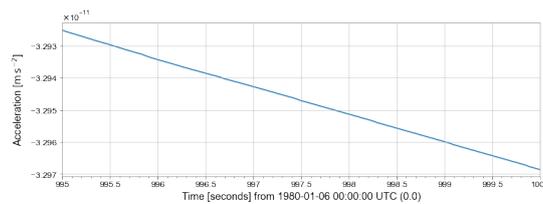


図 7.23: メッシュサイズ 15cm

## 7.3.2 パイプ内水流の周波数と ASD の関係

メッシュサイズ 15cm の場合、他の 2 つの条件と大きく異なるスペクトル分布が得られており、こちらでも大きなスケールの乱れしか再現されていない可能性が高い。

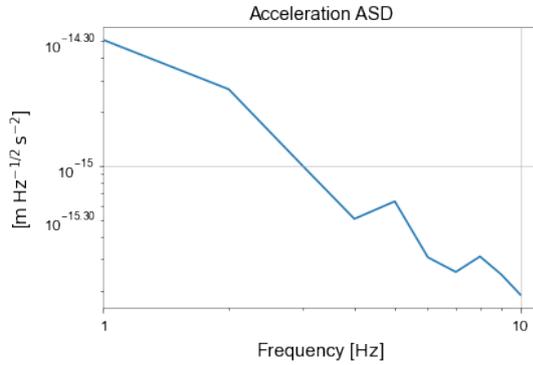


図 7.24: メッシュサイズ 1.5cm

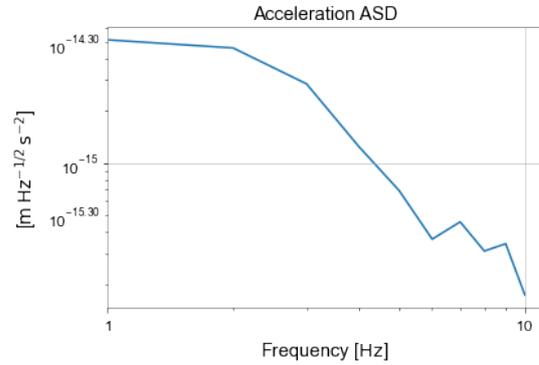


図 7.25: メッシュサイズ 3.0cm

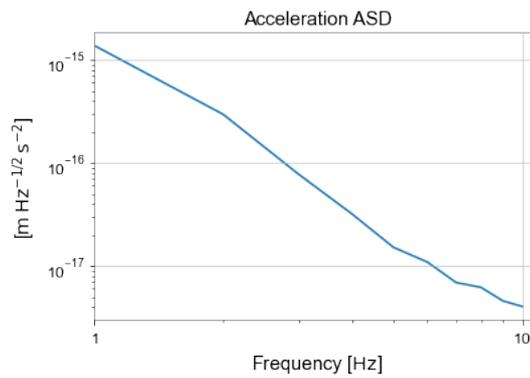


図 7.26: メッシュサイズ 15cm

## 第8章 結論

本研究では、重力波望遠鏡 KAGRA における排水管の水流がもたらす重力勾配雑音の大きさを評価するため、パイプの傾きやメッシュサイズを変化させてシミュレーションを行った。また、KAGRA 排水管のパイプの粗さについて分析し、水流の流れをどのように扱うかを判断した。水流や重力勾配雑音に関するシミュレーションでは、パイプの傾きを  $0.172^\circ$ 、 $0.200^\circ$ 、 $0.500^\circ$ 、 $1.000^\circ$  の 4 種類に設定し、さらにメッシュサイズを 1.5 cm, 3.0 cm, 15 cm の 3 通りで比較した。本研究で解析した範囲では、KAGRA の感度性能を制限するほどの雑音は見られなかった。パイプの傾きについては、最大  $1.000^\circ$  まで傾斜を増やしても、得られた重力勾配雑音は KAGRA の設計感度を上回るレベルに達しないことがわかった。ただし、 $1.000^\circ$  の傾きの下では他の条件と比較して水の加速度が大きく変動する傾向が見られた。メッシュサイズに関しては、15 cm のように粗い場合、水面の揺らぎが十分に再現されず、加速度の時間変化や周波数スペクトルの傾向が明らかに他の条件と異なる結果となった。したがって、15 cm メッシュでは十分な解析精度を持たないと考えられる。

## 第9章 今後の展望

今回の研究では、KAGRA のパイプ内水流に関するいくつかの成果を得ることができたが、シミュレーションの精度向上およびより深い考察に向けて、さらなる取り組みが必要である。特に、本研究では跳水に関する解析は行っておらず、現状のパイプモデルにも理想化が多く含まれているため、より現実のパイプに近い形でより深く解析することが今後の課題として挙げられる。以下に、検討すべき具体的な項目を示す。

- **パイプ表面の粗さの決定および相当粗度の評価**  
パイプの壁面粗さが定まっていないため、実際のパイプを調査して測定結果をシミュレーションに反映させる必要がある。これにより、壁面摩擦や流速分布をより正確に再現することが期待できる。
- **跳水の発生条件と重力勾配雑音への影響の解析**  
今回は跳水の確認は行っていないが、今後はパイプ内で意図的に急激な流れの変化を生じさせ、その出現条件を詳細に調べる。跳水が起きる場合、局所的な水面変動が大きくなるため、それが重力勾配雑音に与える影響を定量的に評価することが重要となる。
- **メッシュサイズや配置を変えたシミュレーションの実施**  
解析精度と計算負荷にはトレードオフがあるため、メッシュサイズや配置を多角的に検証して最適化を図る。流動の乱れや水面揺らぎの再現性を確保しつつ、計算時間やリソースを効率的に活用できる工夫する必要がある。
- **実際のパイプ構造を CAD で再現した詳細シミュレーション**  
パイプの外観が蛇腹状となっているため、CAD データによる正確な幾何モデルを用いることで、より実態に近い流体挙動を再現する。複雑な凹凸が流体解析にどう影響するかを定量化する。
- **多様な初期流量条件を考慮した解析**  
実際の KAGRA ではさまざまな流量の水が流れたり、途中で流量が変化することも考えられる。初期流量やその変化率をさまざまに設定し、時間的に変動する水面や流速分布が雑音へ及ぼす影響を評価する。
- **強制排水管を含めた複合的な水流シミュレーション**  
本研究では主に中央排水管を対象としたが、強制排水管を含め複数の排水管を同時に解析することで、KAGRA 全体の排水状況をより正確に把握できる。流れの合流・分岐が局所的な渦や水位変動（特異変動水面）を引き起こすため、その効果を考慮する。
- **特異変動水面を回避する方法の検討と他のゆらぎ要因への拡張**  
跳水や局所的な乱流によって特異水面変動が生じる場合、観測感度の低下を招く可能性がある。そこで、パイプ勾配や流量制御などを工夫し、こうした特異変動を抑制する方策を考察

する。また、特異変動水面以外のゆらぎ要因に対しても、どの程度重力勾配雑音が発生するかを定量的に評価する必要がある。

以上のように、さまざまな要素を検討・検証することで、より実際に近い環境下でのシミュレーションを実現し、重力勾配雑音をより正確に評価していく予定である。特に、跳水の発生条件の解明による水面変動の抑制は、安定した観測を維持するために重要である。今後は、これらの課題に総合的に取り組むことで、KAGRA の感度維持・向上と、将来の重力波望遠鏡設計に寄与することを目指したい。

## 謝辞

本論文の作成にあたり、終始適切な助言と丁寧なご指導を賜りました指導教官の宗宮教授に深く感謝申し上げます。定期的に面談の機会を設けていただき、研究計画の立案からシミュレーション方法の検討、さらには発表練習に至るまで細やかなご指導をいただきました。

また、研究の方向性や今後の指針についてアドバイスを頂戴した鷺見先生にも厚く御礼申し上げます。KAGRA パイプの研究全般にわたり貴重なご意見を頂戴し、研究の視野を広げることができました。

さらに、本研究の先行研究を行っていた同研究室の先輩である鈴木氏には、多岐にわたってご助力いただきました。ご多忙の中にもかかわらず直接研究室へ足を運んでいただき、Flow-3D の使用方法や研究遂行のポイントを詳しく教えてくださいました。また、引き継ぎファイルに含まれる重力勾配雑音の解析プログラムを共有してくださったおかげで、本研究の結果分析や考察を大きく前進させることができました。

加えて、卒業論文執筆をサポートしてくれた同研究室の羽場先輩ならびに浜野君にも感謝いたします。羽場先輩は、私の初めての卒論執筆や研究計画で迷いが生じた際、親身に相談に乗っていただき、研究の進め方について有益な助言を頂戴しました。浜野君からは彼自身の研究内容や進捗状況も聞かせてもらうことで、新たな視点を得ることができました。

最後になりましたが、本研究に関わる全ての方々に心より感謝申し上げます。皆様からのご支援とご協力がなければ、本研究をここまで形にすることは叶いませんでした。ここに深く御礼を申し上げます。

## 参考文献

- [1] KAGRA 公式ホームページ、 <https://gwcenter.icrr.u-tokyo.ac.jp/aboutkagra>
- [2] 長野県公式観光サイト、 [https://db.go-nagano.net/topics\\_detail11/id=12031](https://db.go-nagano.net/topics_detail11/id=12031)
- [3] 宮井善弘・木田輝彦・仲谷仁志・巻幡敏秋共著、水力学第2版、森北出版株式会社、2014
- [4] Flow-3D 公式ホームページ、 <https://www.flow3d.co.jp/products/flow-3d/index.htm>
- [5] 株式会社クリモトポリマー公式ホームページ、 [https://www.kuripoly.jp/product/kurimoto\\_press/](https://www.kuripoly.jp/product/kurimoto_press/)
- [6] 鈴木孝典著、流体シミュレーションを用いた重力波望遠鏡 KAGRA の地下水がもたらす重力勾配雑音の推定、宗宮研修論、2023