日本物理学会シンポジウム「重力波宇宙論の展望」
オンライン 2022.3.18

宇宙論、重力波、そして重力子

早田次郎

神戸大学理学研究科

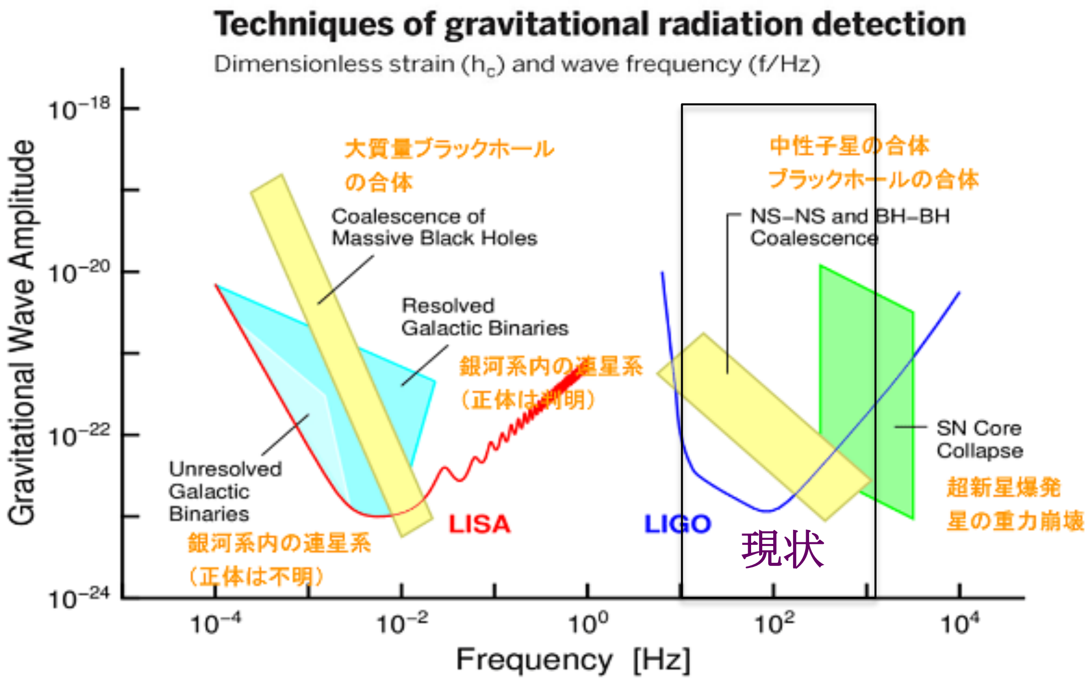
重力波:人類の新たな眼

重力波天文学 → マルチメッセンジャー天文学

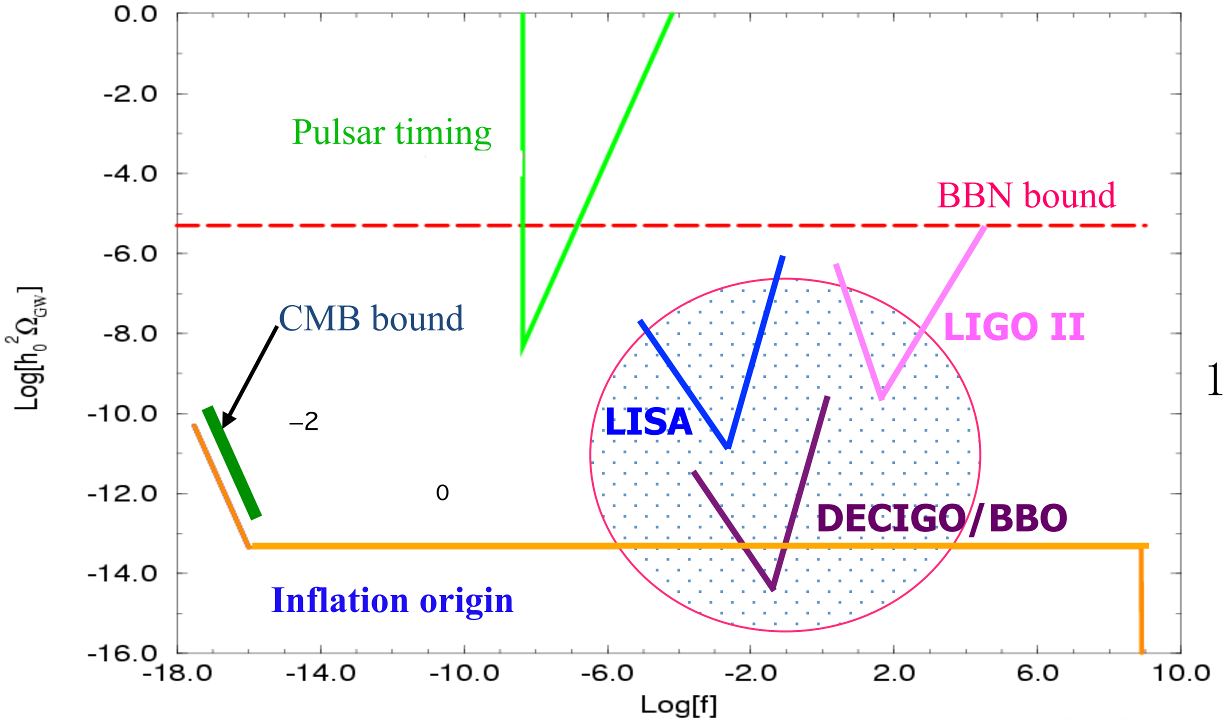
ニュートリノ、電磁波、重力波、宇宙線

↓

重力波宇宙論

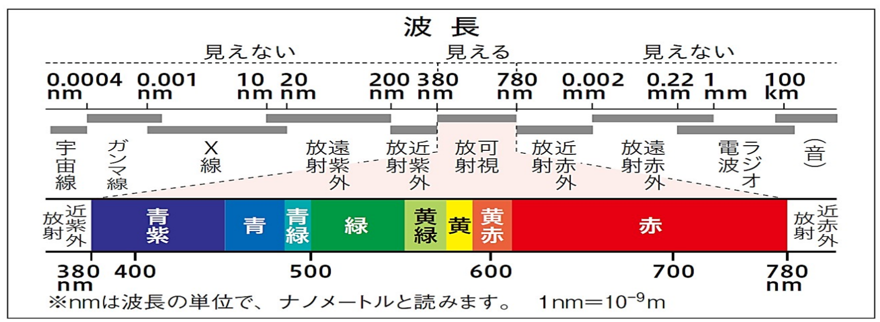


周波数フロンティア



10kHz ––– 10THzまでが重要

［電磁波の波長と光（可視放射）のスペクトル］



20桁程度

高周波重力波物理学

電磁波は電波からガンマ線まで約20桁

干渉計では10Hz-1kHz

LISA, DECIGOでは1mHzまで

PTAでもnHzが限界

10kHzから10THzくらいまでいければ

太陽質量以下の原始ブラックホール
QCDアクシオン
インフレーション終了時の物理
素粒子相転移現象
重力子観測
その他予期せぬこと

Axion – Graviton 双対対応

Axion – magnon – graviton 転換

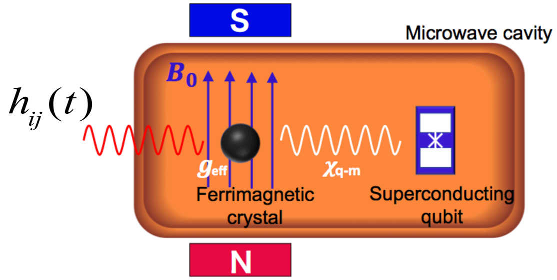
Photon, phonon, any excitation mode

A. Ito, T. Ikeda, K. Miuchi and J.S,
``Probing GHz gravitational waves with graviton-magnon resonance,''
Eur. Phys. J. C80, no.3, 179 (2020) [arXiv:1903.04843 [gr-qc]].

A. Ito and J.S,
``A formalism for magnon gravitational wave detectors,''
Eur. Phys. J. C80, no.6, 545 (2020) [arXiv:2004.04646 [gr-qc]].

マグノンによるGHz重力波探索

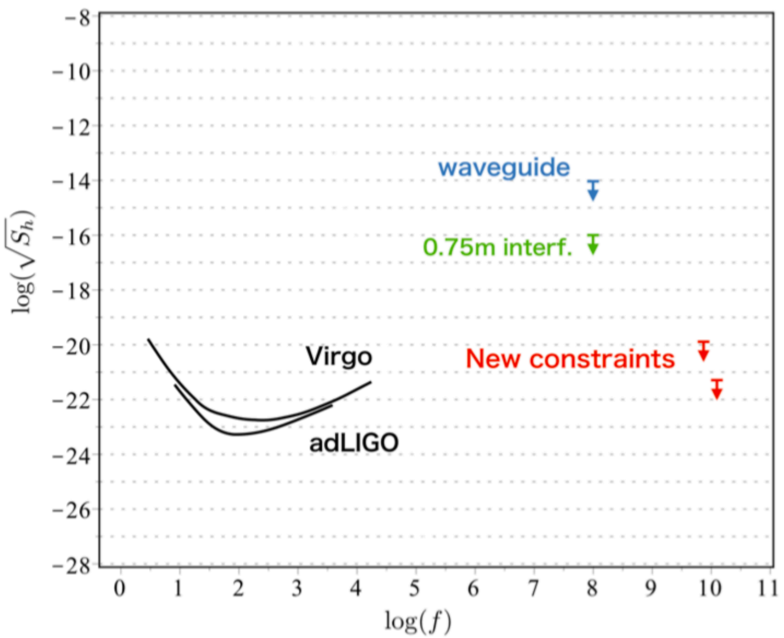
Ito et al. 2018
Ito & J.S. 2020



アクシオンへの制限

$$g_{eff} < \begin{cases} 3.5\times10^{-12}\,\mathrm{eV} & \text{QUAX, Crescini et al. 2018} \\ 3.1\times10^{-11}\,\mathrm{eV} & \text{Flower et al. 2018} \end{cases}$$

$$H_{m-q} = \hbar\omega c^\dagger c + g_{eff}\left(c^\dagger e^{-i\omega_h t} + c e^{i\omega_h t}\right) \qquad \hbar\omega = 2\mu_B B_0$$



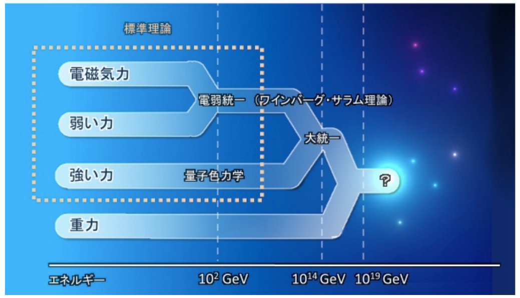
$$g_{eff} = \frac{1}{4\sqrt{2}}\mu_B B_z \sin\theta\sqrt{N}\left[\cos^2\theta\left(h^{(+)}\right)^2 + \left(h^{(\times)}\right)^2 + 2\cos\theta\sin\theta h^{(+)}h^{(\times)}\right]^{1/2}$$

$$\sqrt{S_h} < \begin{cases} 7.6\times10^{-22}\,\mathrm{Hz}^{-1/2} & \text{at } 14\ \mathrm{GHz} \\ 1.2\times10^{-20}\,\mathrm{Hz}^{-1/2} & \text{at } 8.2\ \mathrm{GHz} \end{cases}$$

重力波を使った基礎物理学研究

自然界の4つの相互作用の統一

電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用、重力相互作用

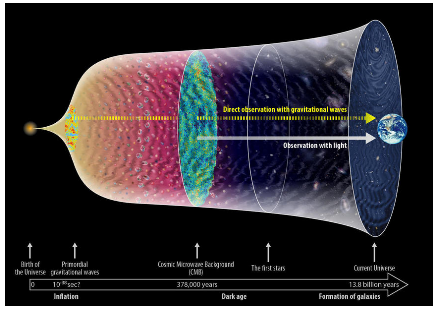


→ 重力波で相転移を探る

宇宙やブラックホールの時空構造を探る

→ 重力波で重力理論を探る

インフレーション中に生成される原始重力波



→ 重力波で量子重力理論を探る

B-モード観測は量子重力の証拠か？

時空の量子ゆらぎ -> 原始重力波 -> CMBのBモード観測 -> 量子重力の証拠

Objection: 線形重力を量子化したところで古典的重力波と何が違うのか？

調和振動子は量子的か？ $$L = \frac{1}{2} m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 - \frac{1}{2} m \omega^2 x^2$$

量子状態を観測できればよい $$|\psi\rangle = |x_1(t)\rangle + |x_2(t)\rangle$$

Objection: そんなもの観測できるのか？

できないという証明は存在しない

できるかどうか分からないから面白い

CMB Bモード観測は量子重力理論への大きな一歩となることは間違いない

ここから先の話

- 原始重力波の基本
- 統計分布の観測
- ベル不等式
- HBT強度干渉計
- デコヒーレンス
- まとめ

原始重力波の基本

原始重力波

FLRW 宇宙

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)\left[dx^2 + dy^2 + dz^2\right]$$
$$= a^2(\eta)\left[-d\eta^2 + \delta_{ij}dx^i dx^j\right]$$

膨張の歴史

$$a(\eta) = \begin{cases} \dfrac{1}{-H(\eta - 2\eta_1)} & \text{inflation} \\ \dfrac{\eta}{H\eta_1^2} & \text{radiation} \end{cases}$$

グラビトンの作用

$$S_g = \int dt \sum_{\mathbf{k},A}\left[\frac{1}{2}h_{\mathbf{k}}'^{A}(\eta)h_{-\mathbf{k}}'^{A}(\eta) - \frac{1}{2}\left(k^2 - \frac{a''}{a}\right)h_{\mathbf{k}}^{A}(\eta)h_{-\mathbf{k}}^{A}(\eta)\right]$$

$$h_{ij} = \frac{2}{a(\eta)M_p\sqrt{V}}\sum_{\mathbf{k},A} h_{\mathbf{k}}^{A}(\eta)e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}e_{ij}^{A}(\mathbf{k})$$

グラビトンのモード関数

$$h_k''^{A}(\eta) + \left(k^2 - \frac{a''}{a}\right)h_k^{A}(\eta) = 0$$

$$u_k(\eta)\Big|_{\text{inflation}} = \frac{1}{\sqrt{2k}}\left(1 - \frac{i}{k\left(\eta - 2\eta_1\right)}\right)e^{-ik(\eta - 2\eta_1)}$$

$$v_k(\eta)\Big|_{\text{radiation}} = \frac{1}{\sqrt{2k}}e^{-ik\eta}$$

スクイーズ状態

Grishchuk 1998

初期条件は

BD 真空　$a_k|BD\rangle = 0$　$h_k^A(\eta) = a_k u_k(\eta) + a_k^\dagger u_k^*(\eta)$

２つの基底の間の関係　$u_k(\eta) = \alpha_k v_k(\eta) + \beta_k v_k^*(\eta)$

$$\alpha_k = \left(1 + \frac{i}{k\eta_1} - \frac{1}{2k^2\eta_1^2}\right) e^{2ik\eta_1} \qquad \beta_k = \frac{1}{2k^2\eta_1^2}$$

ボゴリューボフ変換　$a_k = \alpha_k^* b_k - \beta_k^* b_k^\dagger$

スクイーズ状態　$|BD\rangle \propto \exp\left[\sum_k \frac{\beta_k^*}{\alpha_k^*} b_k^\dagger b_{-k}^\dagger\right] |0_R\rangle$　$b_k|0_R\rangle = 0$

$$\propto |0_{\mathbf{k}}\rangle \otimes |0_{-\mathbf{k}}\rangle + \frac{\beta_k^*}{\alpha_k^*} |1_{\mathbf{k}}\rangle \otimes |1_{-\mathbf{k}}\rangle + \frac{1}{2}\left(\frac{\beta_k^*}{\alpha_k^*}\right)^2 |2_{\mathbf{k}}\rangle \otimes |2_{-\mathbf{k}}\rangle + \cdots$$

宇宙膨張が two-modeがentangleした　スクイーズ状態　を作る

統計分布の観測

スクイーズ状態を統計的に観測できるか？

B. Allen et al. 2000

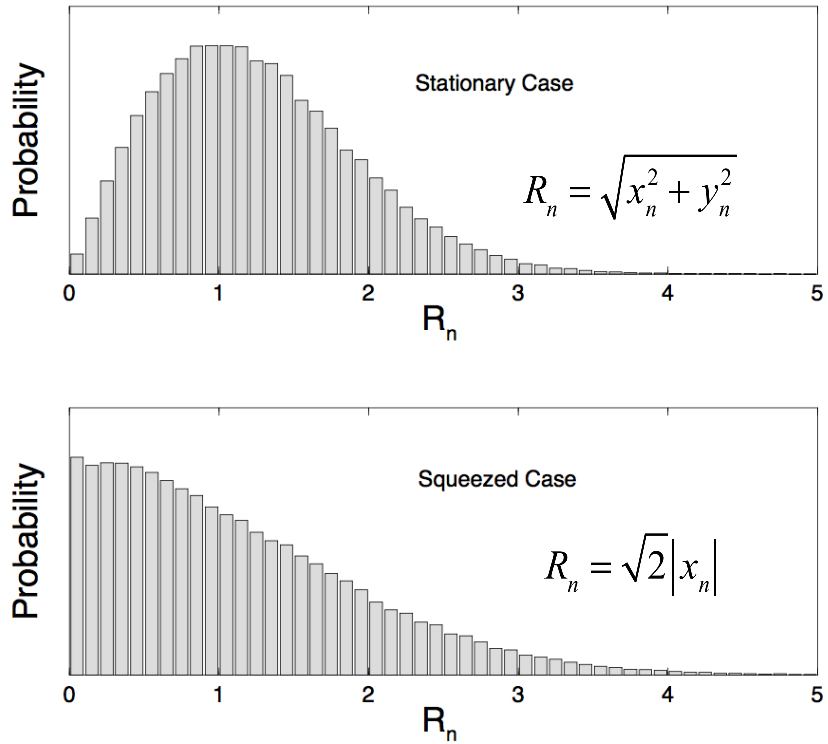


FIG. 1. Histogram of amplitudes R_n for the *stationary* (upper panel) and *squeezed* (lower panel) cases for a mode with $\sigma_n^2 = 1$, from a total of 10^5 points.

$$h_{\text{stationary}}(t,0) = \sum_{n=1}^{\infty} \left[x_n \cos nt + y_n \sin nt \right]$$

$$h_{\text{squeezed}}(t,0) = \sum_{n=1}^{\infty} \sqrt{2}\, x_n \cos nt$$

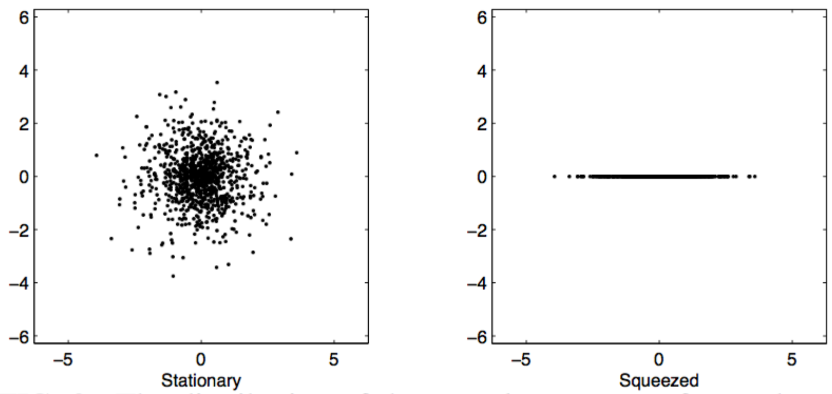


FIG. 2. The distribution of the complex vectors of a mode with $\sigma_n^2 = 1$ in the *stationary* and in the *squeezed* case (from a total of 10^3 points).

ベルの不等式

擬スピン演算子

Chen et al. 2002

場の理論でベルの不等式を構成するためには擬スピン演算子

$$s_z = \sum_{n=0}^{\infty} \{ |2n+1\rangle\langle 2n+1| - |2n\rangle\langle 2n| \}$$

$$s_- = \sum_{n=0}^{\infty} |2n\rangle\langle 2n+1| = (s_+)^\dagger$$

を定義する

$$[s_z, s_\pm] = \pm 2 s_\pm \qquad [s_+, s_-] = s_z$$

単位方向ベクトル $\vec{a} = (\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta)$

測定演算子

$$O = \vec{a}\cdot\vec{s} = \cos\theta\, s_z + \sin\theta\left(e^{i\varphi} s_- + e^{-i\varphi} s_+\right) \Longrightarrow O^2 = 1$$

スクイーズ状態におけるベルの不等式

Kanno & J. S. 2017

バンチ・デービス状態 $$\left|BD\right\rangle = \prod_{\mathbf{k}} \frac{1}{\cosh r_k} \sum_{n=0}^{\infty} \tanh^n r_k \left|n_{\mathbf{k}}^{out}\right\rangle \otimes \left|n_{-\mathbf{k}}^{out}\right\rangle$$

密度演算子 $$\rho = \left|BD\right\rangle\left\langle BD\right|$$

測定演算子 $$O = \cos\theta\, s_z + \sin\theta\left(s_- + s_+\right)$$

$$E\left(a_1, a_2\right) = \mathrm{Tr}\, O_1 \otimes O_2\, \rho \quad = \cos\theta_1 \cos\theta_2 + \tanh 2r_k \sin\theta_1 \sin\theta_2$$

$$\theta_1' = -\theta_1, \quad \theta_2 = 0, \quad \theta_2' = \frac{\pi}{2}$$

$$\left\langle BD\right| M_2 \left|BD\right\rangle = \frac{1}{2}\left[E\left(a_1, a_2\right) + E\left(a_1, a_2'\right) + E\left(a_1', a_2\right) - E\left(a_1', a_2'\right)\right]$$

$$= \cos\theta_1 + \tanh 2r_k \sin\theta_1$$

$\tan\theta_1 = \tanh 2r_k$ のとき最大で

$$\left\langle BD\right| M_2 \left|BD\right\rangle = \sqrt{1 + \tanh^2 2r_k} > 1$$

ベルの不等式は破れている

HBT強度干渉計

HBT 強度干渉計

強度相関

$$g^{(2)}(\tau)=\frac{\langle E^-(t)E^-(t+\tau)E^+(t+\tau)E^+(t)\rangle}{\sqrt{\langle E^-(t)E^+(t)\rangle\langle E^-(t+\tau)E^+(t+\tau)\rangle}}=\frac{\langle :I(t)I(t+\tau):\rangle}{\sqrt{\langle I(t)\rangle\langle I(t+\tau)\rangle}}$$

古典論では、必ずバンチング　$g^{(2)}\geq 1$ ⟷ アンチバンチング　$g^{(2)}<1$　ならば量子的

スクイーズ状態に対しては

$$g^{(2)}=1+\frac{|\alpha|^2\left[\left(e^{-4r}-e^{-2r}\right)\cos^2\left(\theta-\frac{\varphi}{2}\right)+\left(e^{4r}-e^{2r}\right)\sin^2\left(\theta-\frac{\varphi}{2}\right)\right]+\sinh^2 r+2\sinh^4 r}{\left[|\alpha|^2\left[e^{-2r}\cos^2\left(\theta-\frac{\varphi}{2}\right)+e^{2r}\sin^2\left(\theta-\frac{\varphi}{2}\right)\right]+\sinh^2 r\right]^2}$$

$$=1+\frac{(\Delta n)^2-\langle\alpha|\hat{n}|\alpha\rangle}{\langle\alpha|\hat{n}|\alpha\rangle^2}$$

サブポアッソン分布　$(\Delta n)^2<\langle\alpha|\hat{n}|\alpha\rangle$　であればアンチバンチング

原始重力波の量子性を観測できるのか？

Kanno & J.S. 2019

位相が $\theta - \dfrac{\varphi}{2} = 0$ のときアンチバンチングの条件 $g^{(2)} < 1$ は

$$|\alpha|^2 \left(e^{-2r} - e^{-4r}\right) > \sinh^2 r + 2\sinh^4 r$$

アンチバンチングの条件

$$|\alpha|^2 > \sinh^6 r \simeq \left(\frac{f_c}{f}\right)^{12} \qquad f_c = 10^9 \sqrt{\frac{H}{10^{-4} M_p}}\ \mathrm{Hz}$$

$$\Rightarrow \quad f > 10^9 |\alpha|^{-\frac{1}{6}} \left(\frac{H}{10^{-4} M_p}\right)^{\frac{1}{2}}\ \mathrm{Hz}$$

ゲージ場がある場合 $\quad |\alpha|^2 \approx \left(\dfrac{H}{M_p}\right)^4 e^{4\pi\xi} \quad \Rightarrow \quad f > 10^{10} e^{-\frac{\pi}{3}\xi} \left(\dfrac{H}{10^{-4} M_p}\right)^{\frac{1}{6}}\ \mathrm{Hz}$

For $\xi \approx 10,$

$$f > 100\ \mathrm{kHz}$$

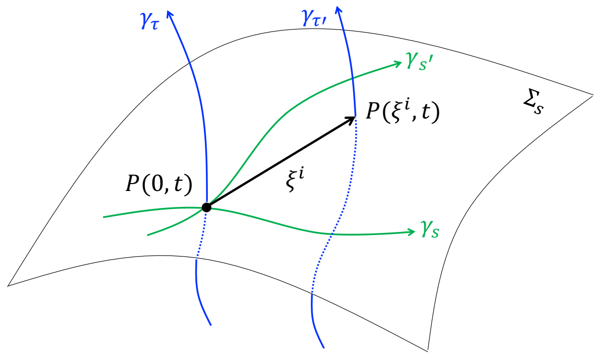
高周波重力波が観測できればチャンスはある

デコヒーレンス

重力子背景での測地線偏差方程式

$$\ddot{h}^A(\mathbf{k},t)+k^2h^A(\mathbf{k},t)=\frac{m}{2M_p\sqrt{V}}e_{ij}^{*A}(\mathbf{k})\frac{d^2}{dt^2}\left\{\xi^k(t)\xi^l(t)\right\}$$

$$\ddot{\xi}(t)=\frac{1}{M_p\sqrt{V}}\sum_{\mathbf{k},A}e_{ij}^A(\mathbf{k})\ddot{h}^A(k,t)\xi^j(t)$$



量子化

$$h^A(\mathbf{k},t)=h_I^A(\mathbf{k},t)+\frac{m}{2M_p\sqrt{V}}e_{ij}^{*A}(\mathbf{k})\int_0^t dt'\frac{\sin k(t-t')}{k}\frac{d^2}{dt'^2}\left\{\xi^k(t')\xi^l(t')\right\}$$

$$h_I^A(\mathbf{k},t)=a_A(\mathbf{k})u_k(t)+a_A^\dagger(-\mathbf{k})u_k^*(t) \qquad \left[a_A(\mathbf{k}),a_{A'}^\dagger(\mathbf{k}')\right]=\delta_{AA'}\delta_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}$$

量子ランジュバン方程式

Parikh, Wilczek, Zahariade 2020,2021
Kanno, Tokuda, J.S. 2021

$$\ddot{\xi}^i(t)+\frac{m}{40\pi M_p^2}\left(\delta_{ik}\delta_{jl}+\delta_{il}\delta_{jk}-\frac{2}{3}\delta_{ij}\delta_{kl}\right)\xi^j\frac{d^5}{dt^5}\left\{\xi^k\xi^l\right\}=-N_{ij}\xi^j$$

$$N_{ij}=\frac{2}{M_p\sqrt{V}}\sum_{\mathbf{k},A}k^2h^A(\mathbf{k},t)e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}e_{ij}^A(\mathbf{k})$$

ノイズ相関関数

ノイズ相関

$$\langle\psi|\{N_{ij}(t),N_{ij}(0)\}|\psi\rangle=\frac{1}{10\pi^2M_p^2}\left(\delta_{ik}\delta_{jl}+\delta_{il}\delta_{jk}-\frac{2}{3}\delta_{ij}\delta_{kl}\right)F(\Omega_m t)$$

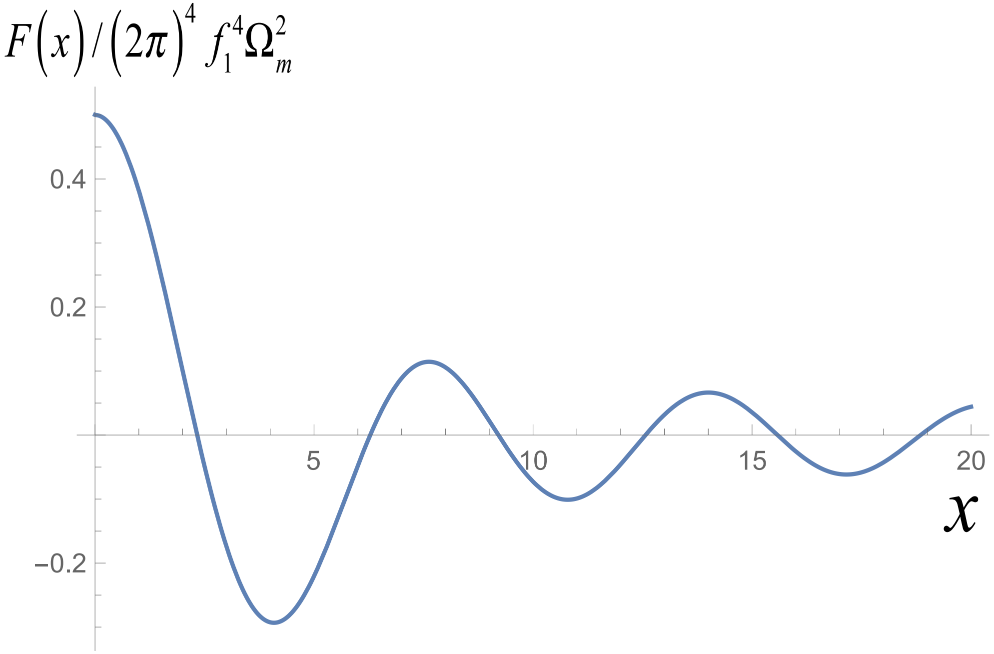
$$F(\Omega_m t)=\int_0^{\Omega_m}dk\,k^6\,\mathrm{Re}\left(u_k^{sq}(t)u_k^{sq*}(0)\right)\qquad u_k^{sq}(t)=u_k^M(t)\cosh r_k-e^{-i\varphi_k}u_k^{M*}(t)\sinh r_k\qquad u_k^M(\eta)=\frac{1}{\sqrt{2k}}e^{-i\omega\eta}$$

ボゴリューボフ係数を思い出すと

$$\beta_k=\sinh r_k=\frac{1}{2k^2\eta_1^2}$$

$r_k\gg 1$　のとき

$$F(x)=(2\pi)^4f_1^4\Omega_m^2\frac{x\sin x+\cos x-1}{x^2}$$



実験セットアップ

量子制御技術によって重い鏡を基底状態に制御できる

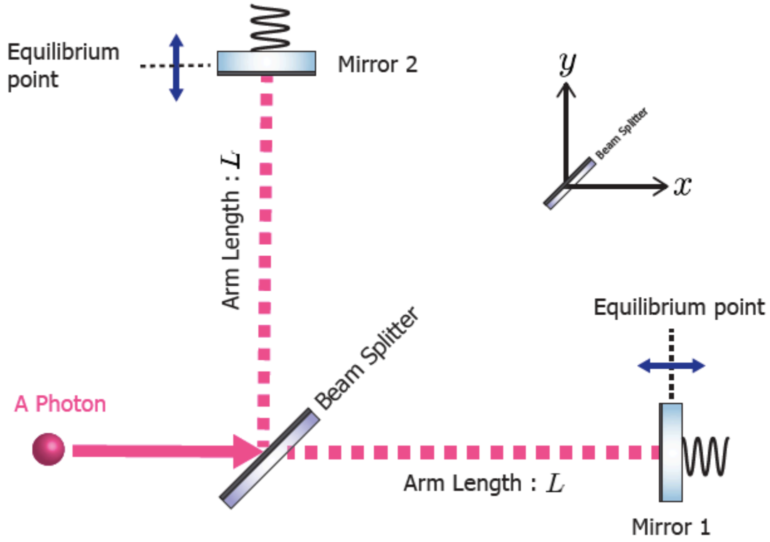
$$|\psi(t_i)\rangle = |0\rangle \otimes |0\rangle \otimes |g\rangle$$

光子１個をビームスプリッターに入射させて重ね合わせ状態をつくる

光子が鏡に衝突することで鏡の振動状態をつくる

鏡の振動の重ね合わせ状態ができる

$$|\psi(t_i)\rangle = \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} |\xi_1\rangle \otimes |0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |0\rangle \otimes |\xi_2\rangle \right\} \otimes |g\rangle$$



鏡の密度演算子

$$\rho(t_i) = \mathrm{Tr}_g |\psi(t_i)\rangle\langle\psi(t_i)|$$

$$= \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} |\xi_1\rangle \otimes |0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |0\rangle \otimes |\xi_2\rangle \right\} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \langle\xi_1| \otimes \langle 0| + \frac{1}{\sqrt{2}} \langle 0| \otimes \langle\xi_2| \right\}$$

$$= \frac{1}{2} |\xi_1\rangle\langle\xi_1| \otimes |0\rangle\langle 0| + \underbrace{\frac{1}{2} |0\rangle\langle\xi_1| \otimes |\xi_2\rangle\langle 0| + \frac{1}{\sqrt{2}} |\xi_1\rangle\langle 0| \otimes |0\rangle\langle\xi_2|}_{\text{interference terms}} + \frac{1}{\sqrt{2}} |0\rangle\langle 0| \otimes |\xi_2\rangle\langle\xi_2|$$

エンタングルした鏡のデコヒーレンス

鏡は重力場と相互作用する

$$S \simeq \sum_{A=1,2} \int dt \left[\frac{m}{4} \ddot{h}_{11}\left(0,t\right) \xi_A^1 \xi_A^1 + \frac{m}{4} \ddot{h}_{22}\left(0,t\right) \xi_A^2 \xi_A^2 \right]$$

結果として、鏡と重力子の間にエンタングルメントが生じる

$$\left|\psi(t_i)\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left|\xi_1\right\rangle \otimes \left|0\right\rangle \otimes \left|g;\xi_1\right\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} \left|0\right\rangle \otimes \left|\xi_2\right\rangle \otimes \left|g;\xi_2\right\rangle$$

結果的に重力子によって鏡の状態にデコヒーレンスが起きる

$$\rho(t) = \mathrm{Tr}_g \left|\psi(t)\right\rangle \left\langle \psi(t)\right|$$

$$= \frac{1}{2} \left|\xi_1\right\rangle \left\langle \xi_1\right| \otimes \left|0\right\rangle \left\langle 0\right| + \underbrace{\frac{1}{2} \left\langle g;\xi_1 \middle| g;\xi_2 \right\rangle \left|0\right\rangle \left\langle \xi_1\right| \otimes \left|\xi_2\right\rangle \left\langle 0\right| + \frac{1}{\sqrt{2}} \left\langle g;\xi_2 \middle| g;\xi_1 \right\rangle \left|\xi_1\right\rangle \left\langle 0\right| \otimes \left|0\right\rangle \left\langle \xi_2\right|}_{\text{interference terms}} + \frac{1}{\sqrt{2}} \left|0\right\rangle \left\langle 0\right| \otimes \left|\xi_2\right\rangle \left\langle \xi_2\right|$$

デコヒーレンス時間

デコヒーレンス汎関数

$$\Gamma(\Omega_m t) = \frac{m^2}{120 M_p^2}\int_0^t dt'\Delta\xi_1^2(t')\int_0^t dt''\Delta\xi_1^2(t'')F(t'-t'')$$
$$+\frac{m^2}{120 M_p^2}\int_0^t dt'\Delta\xi_2^2(t')\int_0^t dt''\Delta\xi_2^2(t'')F(t'-t'') - \frac{m^2}{120 M_p^2}\int_0^t dt'\Delta\xi_1^2(t')\int_0^t dt''\Delta\xi_2^2(t'')F(t'-t'')$$

non-Markovian master equationを解くと

$$\Gamma = \frac{4\pi^3}{5}\underbrace{\left(\frac{m}{M_p}\right)^2}_{\text{effective coupling}}\underbrace{(L f_c)^4}_{\text{squeezing factor}}\left(\frac{A}{L}\right)^2\omega \qquad M_p \approx 10^{-5} g$$

例えば

$$m = 40\text{kg}\,,\quad \text{L=40 km}\,,\quad \text{A}=10\frac{\hbar}{\sqrt{2m\omega}} = 10^{-17}\text{cm}\,,\quad \omega\text{=1kHz}\,,\quad \text{f}_c = 1\text{GHz}$$

20sという数字が得られる

まとめ

- マルチメッセンンジャー天文学と重力波宇宙論は順調に発展
- 相補的な方向性として、周波数フロンティアと重力波を使った基礎物理研究
- 原始重力波の観測は重要
- 原始重力波の量子性が観測できれば素晴らしい
- グラビトンが見つかれば良い
- HBT干渉計、デコヒーレンスなど量子情報を使った様々な方法が存在する
- 観測・実験の重要性はますます大きくなる

原始重力波の基本的な性質

宇宙膨張のために、ボゴリューボフ変換で特徴付けられる粒子生成が起きる

生成された粒子の個数

$$N_k = \langle BD | b_k^\dagger b_k | BD \rangle = |\beta_k|^2 = \frac{1}{4k^4\eta_1^4} = \frac{1}{4}\left(\frac{f_1}{f}\right)^4 \qquad k_1 = 2\pi f_1 = \frac{1}{\eta_1}$$

重力波のエネルギー密度

$$\rho_g = 2\int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} 2\pi f\, N_k = 16\pi^2 \int_0^\infty d\log f\, f\, f^4 N_k$$

最大の振動数はインフレーションのエネルギースケールで決まる

$$f_1 = 10^9 \sqrt{\frac{H}{10^{-4} M_p}}\,\mathrm{Hz}$$

結局、重力波の密度パラメータは

$$\Omega_g = \frac{1}{\rho_c}\frac{d\rho_g}{d\log f} = \frac{16\pi^2}{\rho_c} f^4 N_k = 10^{-14}\left(\frac{H}{10^{-4} M_p}\right)^2$$

1光子による鏡の励起

光子と鏡の結合　　　　L: キャビティーサイズ

$$\Omega = \frac{2\pi}{L-q} \approx \frac{2\pi}{L}\left(1-\frac{q}{L}\right) \approx \Omega_c - \Omega_c \frac{q}{L}$$

$$\Omega a^\dagger a \approx \Omega_c a^\dagger a - \Omega_c \frac{q_{zp}}{L} a^\dagger a \left(b+b^\dagger\right)$$

$$H = \Omega_c a^\dagger a + \omega_m b^\dagger b - \Omega_c \frac{q_{zp}}{L} a^\dagger a \left(b+b^\dagger\right)$$

$$q_{zp} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_m}}$$

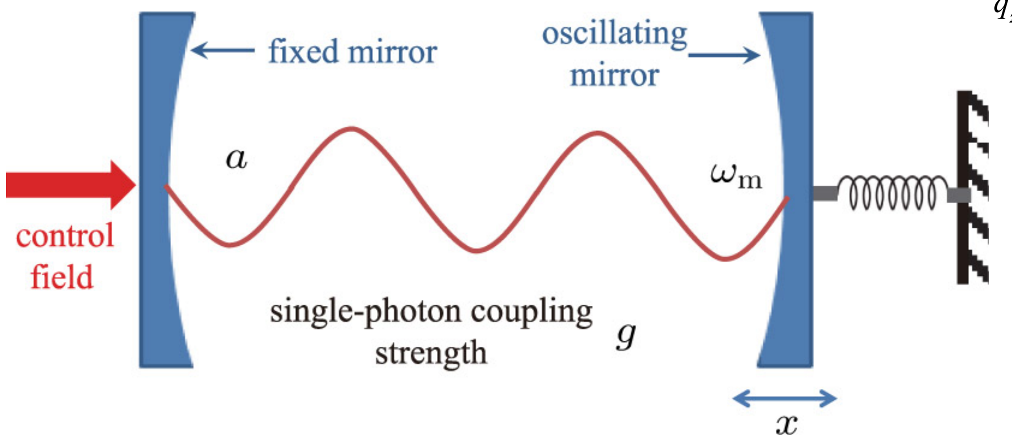
鏡の励起条件:

1個の光子からの運動量移送は鏡の運動量の量子論的不確定性より大きくなければいけない

$$\frac{\Omega_c}{c}\frac{2\pi}{\omega_m}\frac{1}{\frac{L}{c}} \geq \sqrt{m\omega_m} \quad \Longrightarrow \quad \kappa = \frac{\Omega_c}{\omega_m}\frac{q_{zp}}{L} \geq 1$$

$$q_{zp} = \sqrt{\frac{1}{10^{37} \times 10^{-15}}} = 10^{-11}\,\mathrm{eV}^{-1} = 10^{-16}\,\mathrm{cm}$$

$$\kappa = \frac{\Omega_c}{1\mathrm{Hz}}\frac{10^{-16}\,\mathrm{cm}}{10\mathrm{cm}} \Rightarrow \Omega_c = 10^{17}\,\mathrm{Hz}$$



空気分子によるデコヒーレンス

空気分子によるデコヒーレンスが熱的光子によるデコヒーレンスより効いていて

$$t_d = \frac{1}{\Lambda\left(\Delta x\right)^2} \qquad \Lambda = \frac{8}{3\hbar^2}\frac{N}{V}\left(2\pi m\right)^{1/2} a^2 \left(k_B T\right)^{3/2}$$

Δx : spatial separation of superposition states

a : particle size, m: mass of a molecule, N/V: number density

今の場合、デコヒーレンス時間は

$$t_d = 1200\left(\frac{a}{0.17\mathrm{m}}\right)^{-2}\left(\frac{T}{10\mathrm{K}}\right)^{-3/2}\mathrm{s}$$

重力場によるデコヒーレンス時間の方が短いので重力子の間接的観測が可能かもしれない