

# 原始ブラックホール周囲のホットスポットによる スカラー場への影響

早川怜一郎<sup>1</sup>

(東京大学大学院理学系研究科 素粒子論研究室)

共同研究者：濱口幸一、高橋広季

2025年3月5日

---

<sup>1</sup>rhayakawa@hep-th.phys.s.u-tokyo.ac.jp

# 原始ブラックホールとホットスポット

- **原始ブラックホール (Primordial black hole, PBH) :**  
初期宇宙に存在する可能性のあるブラックホール
  - ▶ 密度揺らぎの崩壊、相転移、トポロジカル欠陥の崩壊などによってつくられる  
cf. B. Carr et. al. (2026) [2601.06024]
  - ▶ 寿命  $\propto$  初期質量<sup>3</sup>  $\rightarrow$  質量によっては現在まで残存して DM 候補  
↑ これも面白いが……我々の研究で注目するのは PBH が**外部の現象に与える影響**
  - ▶ PBH は**ホーキング放射**により粒子を放出し、周囲に影響を与える  
 $\rightarrow$  応用の例：PBH の初期質量と個数に観測的制限

## 原始ブラックホールとホットスポット

- PBH からのホーキング放射が熱平衡化する際に非自明な現象が起きる：

PBH の周囲に**ホットスポット**と呼ばれる**局所的な高温領域**が形成

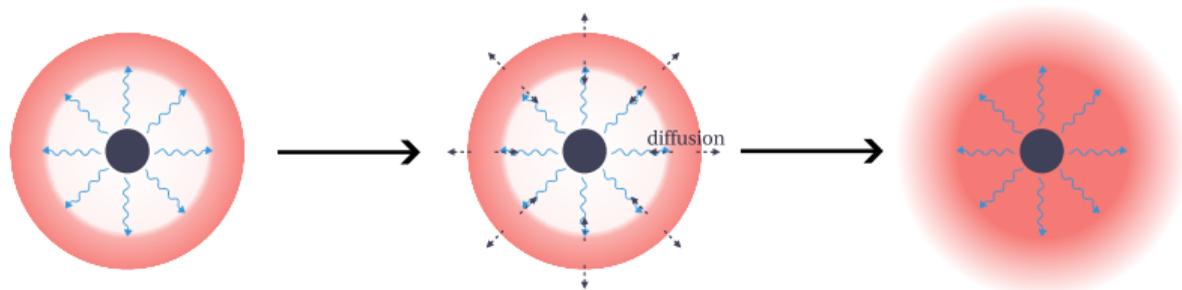
cf. M. He et. al. (2023) [2210.06238], M. He et. al. (2024) [2407.15926]

- ▶ ブラックホールのホーキング放射は、**ブラックホールの表面から離れたところで**熱平衡に達する (下図左)

↑ ホーキング放射される粒子に対するボルツマン方程式を数値的に解くことで導ける

- ▶ 散乱によって拡散 (下図中央) → 局所的な高温領域が形成

ホットスポットの  
形成過程のイメージ  
[2210.06238, Fig. 3]  
(一部改変)



## ホットスポットの温度分布

ホットスポットの中心の温度はブラックホールの蒸発に伴って上昇するが、最終的にブラックホールの初期質量によらない一定値に落ち着く。

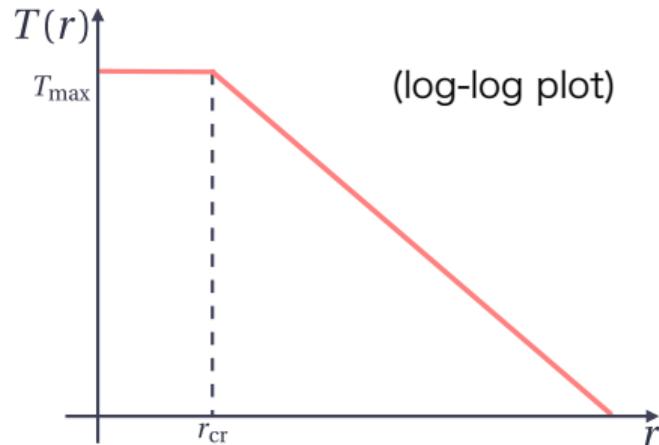
↑ ホーキング輻射の温度  $\propto 1/(\text{PBH mass})$  と、PBH 寿命までに拡散する距離に限界があることから従う  
M. He et. al. (2023) [2210.06238] を参照

そのときの中心部の温度  $T_{\text{max}} \sim 10^9 \text{ GeV}$ 、中心部の半径  $r_{\text{cr}} \sim 10^{13} M_{\text{pl}}^{-1} (\sim 10^{-21} \text{ m})$

具体的な温度分布の表式は

$$T(r) = T_{\text{max}} \times \begin{cases} 1 & (r < r_{\text{cr}}) \\ \left(\frac{r_{\text{cr}}}{r}\right)^{7/11} & (r > r_{\text{cr}}) \end{cases}$$

(右図参照)



## 我々の研究の説明

- ホットスポットによって PBH 外部の現象にどんな影響があるだろうか？
- ホットスポットにおいて、温度に依存するポテンシャルを受けるスカラー場の振る舞いを調べる (R. Hayakawa, H. Takahashi, and K. Hamaguchi, work in progress)

- 実際に考えたのは、 $\mathcal{L}(x) = \frac{1}{2}\partial^\mu\phi\partial_\mu\phi(x) - \frac{1}{2}m^2\phi(x)^2 + \frac{\phi(x)T(x)^4}{M}$  のようなラグランジアンに従うスカラー場  $\phi$

- ▶ ディラトン/モジュライと関連

cf. W. Buchmüller et. al. (2004) [hep-th/0404168],  
W. Buchmüller et. al. (2005) [hep-th/0411109]

- ▶ DM にもなる (thermal misalignment DM)

cf. B. Batell et. al. (2023) [2109.04476]  
D. Cyncynates et al. (2025) [2410.22409]

## 解析の流れ

- ラグランジアン  $\mathcal{L}(x) = \frac{1}{2}\partial^\mu\phi\partial_\mu\phi(x) - \frac{1}{2}m^2\phi(x)^2 + \frac{\phi(x)T(x)^4}{M}$  から  
オイラー・ラグランジュ方程式を導く

→ ホットスポットの温度分布  $T(r) = T_{\max} \times \begin{cases} 1 & (r < r_{\text{cr}}) \\ \left(\frac{r_{\text{cr}}}{r}\right)^{7/11} & (r > r_{\text{cr}}) \end{cases}$  を代入

→ 数値計算で  $\phi(x)$  の時間変化を求める

## $\phi$ の運動方程式

- ラグランジアン  $\mathcal{L}(x) = \frac{1}{2} \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi(x) - \frac{1}{2} m^2 \phi(x)^2 + \frac{\phi(x) T(x)^4}{M}$  から得られるオイラー・ラグランジュ方程式は

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + m^2 \phi - \frac{T(r)^4}{M} = 0 \quad (1)$$

(ホットスポットは球対称なので  $\phi$  も球対称としている)

- $\phi_0(x) := M\phi(x)$  を導入することで、方程式 (1) は

$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial t^2} - \left( \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \phi_0}{\partial r} \right) + m^2 \phi_0 - T(r)^4 = 0 \quad (2)$$

と  $M$  を含まない形に書き直せる。

- (2) 式:  $\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial t^2} - \left( \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \phi_0}{\partial r} \right) + m^2 \phi_0 - T(r)^4 = 0$  にホットスポットの温度分布を入れて解く

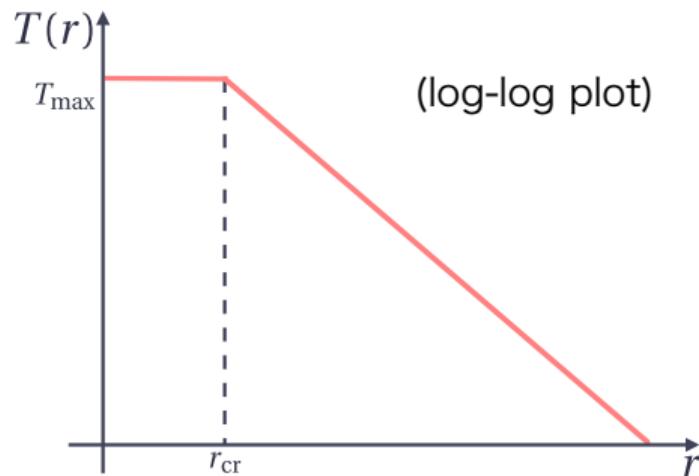
- ここでラグランジアンのパラメータ  $m$  の大きさによって場合分けが生じる!

- ▶  $m$  がホットスポットの半径  $r_{\text{cr}}$  の逆数  $r_{\text{cr}}^{-1}$  より**十分大きい**とき

$\phi$  は**振動する**

- ▶  $m$  が  $r_{\text{cr}}^{-1}$  より**十分小さい**とき

$\phi$  は**振動しない**



以下でこのような場合分けが生じる理由を見よう。

- 運動方程式  $\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial t^2} - \left( \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \phi_0}{\partial r} \right) + m^2 \phi_0 - T(r)^4 = 0$  の空間微分項を無視すると

$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial t^2} + m^2 \phi_0 - T(r)^4 = 0 \quad (3)$$

となる。

- この方程式の解のうち  $\phi_0 = 0$  を初期値とするものは

$$\phi_0 = \frac{T(r)^4}{m^2} (1 - \cos mt) \quad (4)$$

となる。

→ 空間微分項が無視できる場合、 $\phi_0$  は振幅  $\frac{T(r)^4}{m^2}$ 、周期  $\frac{2\pi}{m}$  の振動をする

- この解を用いると、運動方程式  $\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial t^2} - \left( \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \phi_0}{\partial r} \right) + m^2 \phi_0 - T(r)^4 = 0$  の空間微分項の大きさは

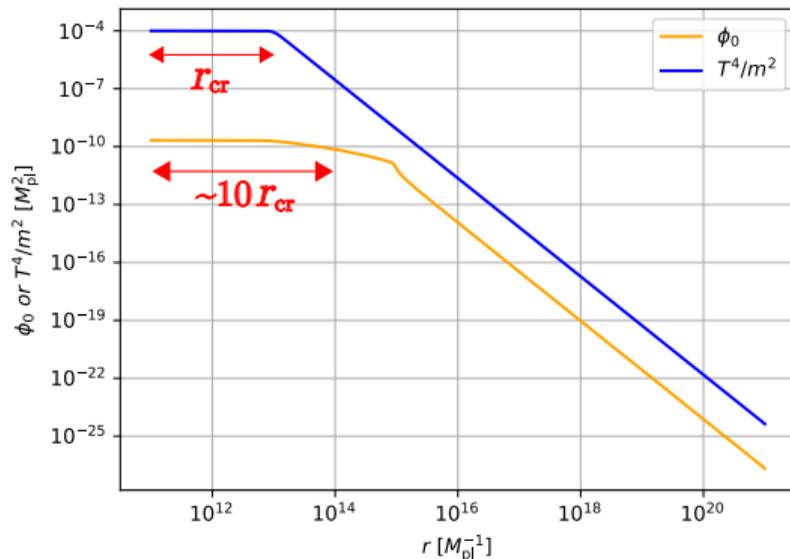
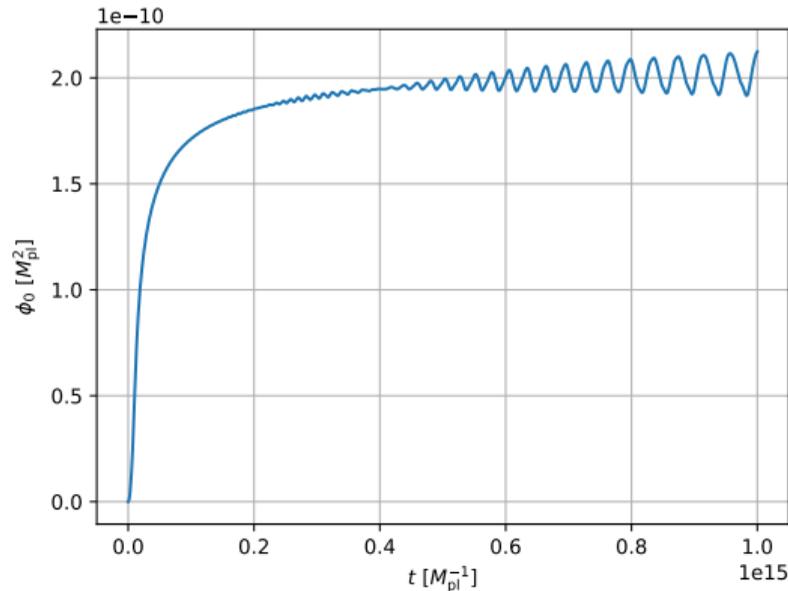
$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \phi_0}{\partial r} \sim \frac{1}{r_{\text{cr}}^2} \frac{T(r_{\text{cr}})^4}{m^2} \quad (5)$$

と見積もることができる。

よって空間微分項が無視できなくなる条件は

$$\frac{1}{r_{\text{cr}}^2} \frac{T(r_{\text{cr}})^4}{m^2} > T(r_{\text{cr}})^4 \Leftrightarrow m < r_{\text{cr}}^{-1} \sim 1 \times 10^{-13} M_{\text{pl}} \quad (6)$$

- 例として  $m = 10^{-16} M_{\text{pl}}$  の場合、 $\phi_0$  の時間変化は左図、PBH 蒸発直前の  $\phi_0$  は右図のようになる。(R. Hayakawa, H. Takahashi, and K. Hamaguchi, work in progress)
- $\phi_0$  は振動しない (一定値に張り付く)。
- $\phi_0$  の値が最も大きい部分の半径は  $10r_{\text{cr}} \sim 10^{14} M_{\text{pl}}^{-1}$  程度まで延びている。



- PBH 蒸発後、ホットスポットは急速に冷却 →  $\phi$  は励起されたまま残る
  - ▶  $\phi$  の寿命が 1 sec 程度なら BBN に影響
  - ▶  $\phi$  が長寿命で DM になる場合、DM としての残存量への影響も考えられる
- 詳細な解析は現在準備中。
- 最終的にやりたいことは、一般的に DM 模型にホットスポットの効果を取り入れたときに DM の残存量がどうなるか  
(おそらく今までちゃんとやった人はいない)  
(簡易的な解析は J. Gunn et. al. (2025) [2409.02173] にあり)

## まとめ

- PBH の周囲には局所的高温領域 (ホットスポット) が存在
- 初期宇宙で起きる現象に影響する可能性あり
- その例として (少なくともある種の) 場を励起できることを示した。

## backup

- ラグランジアンの中の  $\frac{\phi(x)T(x)^4}{M}$  の項の由来は？
  - ▶  $\phi$  がゲージ場の強さ  $F^{\mu\nu}$  と  $\phi F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$  のように結合しているとする。
  - ▶ ゲージ場が熱平衡にあるとき、この項の期待値をとると  $\phi(x)T(x)^4$  の形の有効ポテンシャルが出てくる (有限温度の場の理論の教科書を参照)

## backup

- BBN への影響は具体的にどのように与えられるか？
  - ▶  $\phi$  の寿命に応じ、 $\phi$  がもつエネルギー ÷ 標準模型粒子のエントロピーが制約される (下図参照) cf. M. Kawasaki et. al. (2018) [1709.01211]

- $\phi$  の寿命はゲージ場との結合項 ( $\phi F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$ ) から決まる
- $\phi$  のエネルギー密度は PBH の蒸発直前の  $\phi$  に基づいて計算できる

