

アーベリアン・ヒグス模型における非線形波動背景下でのゲージ場の安定性

稲垣 知宏（広島大学）

北殿 義雄（国立勤益科技大学）

Kitadono & Inagaki (2025, Phys. Rev. D 112)

Kitadono & Inagaki (2026, arXiv:2608.19855)

概要 | 研究の目的と主な結果

dn型非線形波動背景下で、縦偏極に parametric・spinodal 不安定性が共存する。

アーベリアン・ヒグス模型の非線形波動解の下で、ゲージ場の横・縦偏極の安定性をフロケ理論で解析する。周期的なdn 型振動に対する不安定性図を構築し、偏極依存の増幅機構と Z 型・W 型結合の違いを明らかにする。

研究背景

自発的対称性の破れを伴うヒグスポテンシャルの下では、古典場は基底状態のまわりで非線形振動する。この時間依存する背景はゲージ場の質量項を周期的に変化させ、その量子揺らぎを不安定にする可能性がある。これまでスカラー場の揺らぎは調べられてきた。本研究では、場がゼロを横切らない dn 型背景におけるゲージ場の横・縦偏極の違いと、それぞれの不安定性の発生機構を明らかにする。

01 アーベリアン・ヒグス模型と背景解

dn 型・1/dn 型の厳密解を背景場として用い、周期的な時間依存質量項をもつゲージ場の揺らぎを調べる。

N. Herring, S. Cao, and D. Boyanovsky (2024)

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + (D_\mu\Phi)^*(D^\mu\Phi) - V(\Phi),$$
$$V(\Phi) = -\mu^2|\Phi|^2 + \lambda|\Phi|^4, \quad \Phi = \frac{\phi}{\sqrt{2}}.$$
$$\ddot{\phi}_{\text{cl}} - \mu^2\phi_{\text{cl}} + \lambda\phi_{\text{cl}}^3 = 0, \quad v = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}}.$$
$$\phi_{\text{cl}}(t) = \begin{cases} \frac{\phi_0}{\text{dn}(m_{\text{cl}}t, \kappa_1)}, & 0 < \tilde{\phi}_0 < 1, \\ \phi_0 \text{dn}(m_{\text{cl}}t, \kappa_2), & 1 < \tilde{\phi}_0 < \sqrt{2}, \end{cases} \quad \tilde{\phi}_0 = \frac{\phi_0}{v}.$$
$$m_A^2(t) = g_A\phi_{\text{cl}}^2(t) > 0, \quad \omega_k^2(t) = k^2 + m_A^2(t).$$

横偏極 | transverse

$$\ddot{A}_T + \underbrace{(k^2 + m_A^2)}_{\Omega_T^2 > 0} A_T = 0.$$

有効周波数は常に正
パラメータ共鳴のみ

02 縦モード作用

フーリエモードを横・縦偏極に分解し、非力学的な時間成分 A_0 は消去する。

F. J. Maranon-Gonzalez and J. Navarro-Salas (2023)

$$S_L^{(2)} = \frac{1}{2} \int dt \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left[\left| \dot{A}_L - ikA_0 \right|^2 + m_A^2|A_0|^2 - m_A^2|A_L|^2 \right].$$

 A_0 の変分 = 非力学的自由度の消去

$$\frac{\delta S_L^{(2)}}{\delta A_0^*} = 0 \implies A_0 = -\frac{ik}{k^2 + m_A^2} \dot{A}_L.$$

$$S_L^{(2)} = \frac{1}{2} \int dt \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left[\frac{m_A^2}{k^2 + m_A^2} |\dot{A}_L|^2 - m_A^2|A_L|^2 \right].$$

正準変数により Hill 型方程式へ変換

$$\chi_L = \frac{m_A}{\omega_k} A_L, \quad \ddot{\chi}_L + \Omega_L^2(t)\chi_L = 0.$$

縦偏極 | longitudinal

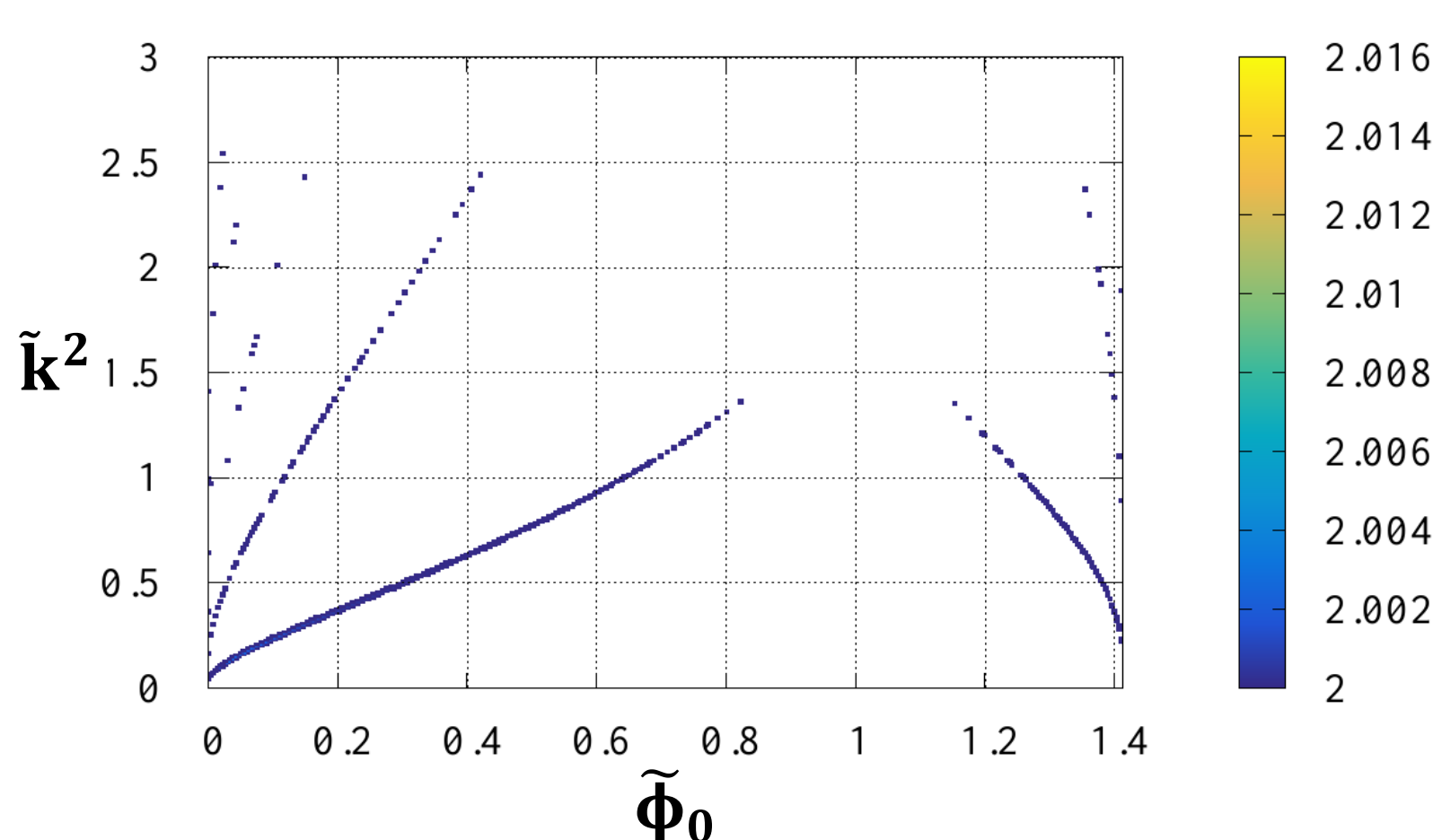
$$\Omega_L^2 = \omega_k^2 - \frac{k^2}{\omega_k^2} \frac{\ddot{\phi}_{\text{cl}}}{\phi_{\text{cl}}} + \frac{3g_A k^2 \dot{\phi}_{\text{cl}}^2}{\omega_k^4}$$

03 偏極別フロケ不安定性図

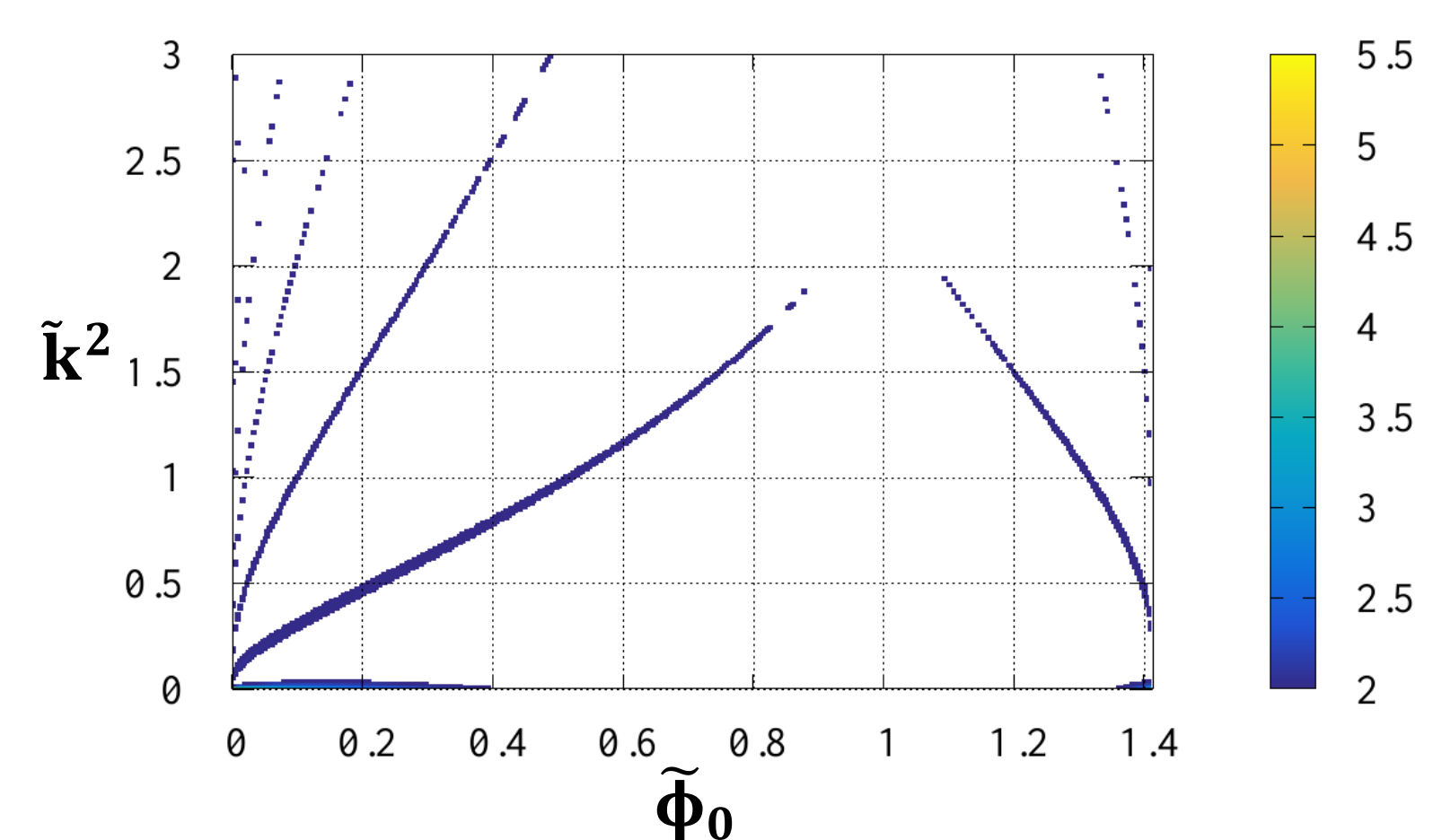
初期振幅 × 規格化運動量 | $d > 2$ を表示

$$d = |\text{tr } \mathcal{M}(T)|, \quad \begin{cases} d < 2: & \text{stable,} \\ d > 2: & \text{unstable,} \end{cases} \quad \begin{pmatrix} u(T) \\ \dot{u}(T) \end{pmatrix} = \mathcal{M}(T) \begin{pmatrix} u(0) \\ \dot{u}(0) \end{pmatrix}$$

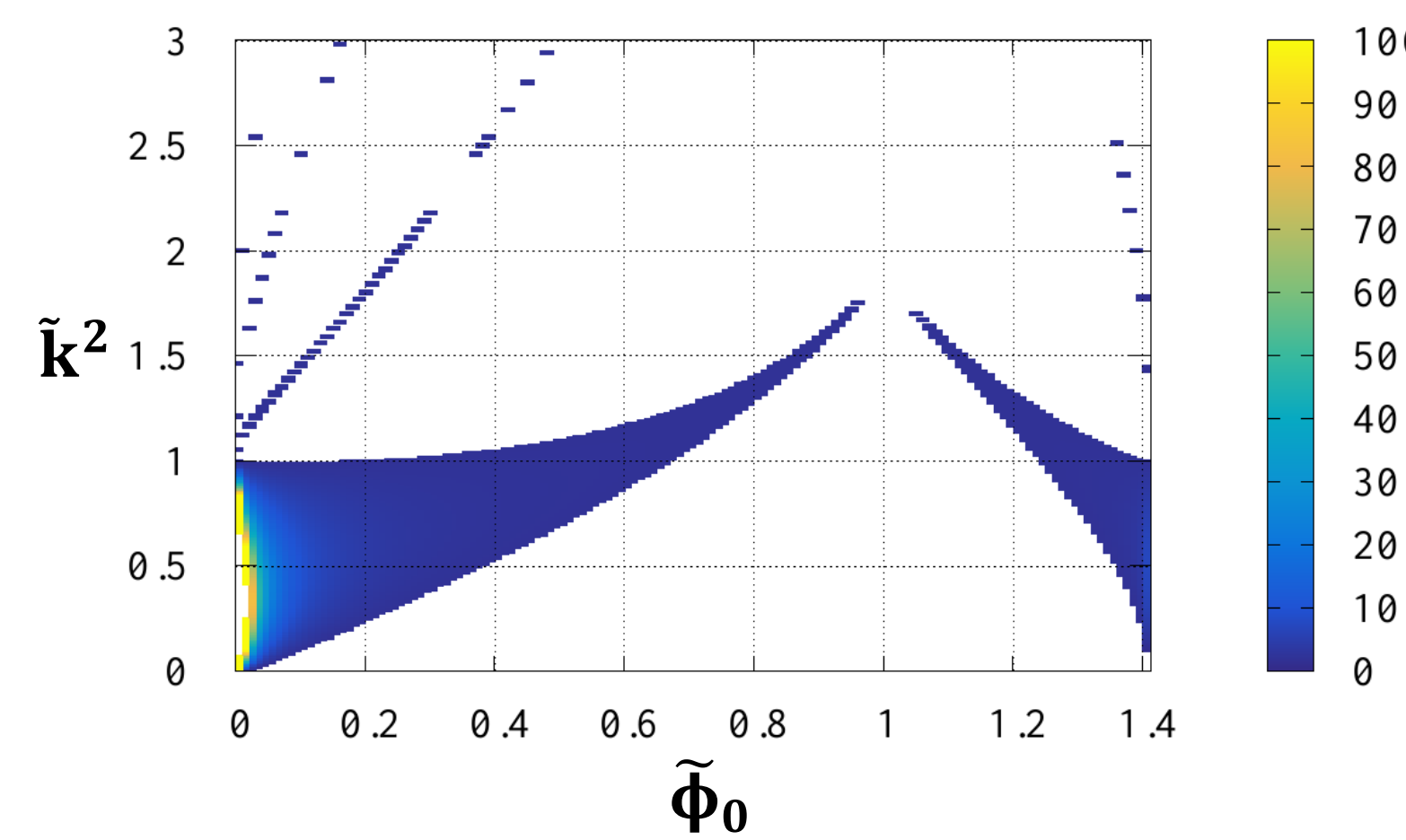
Z 型結合 | 横偏極 狭い共鳴帯



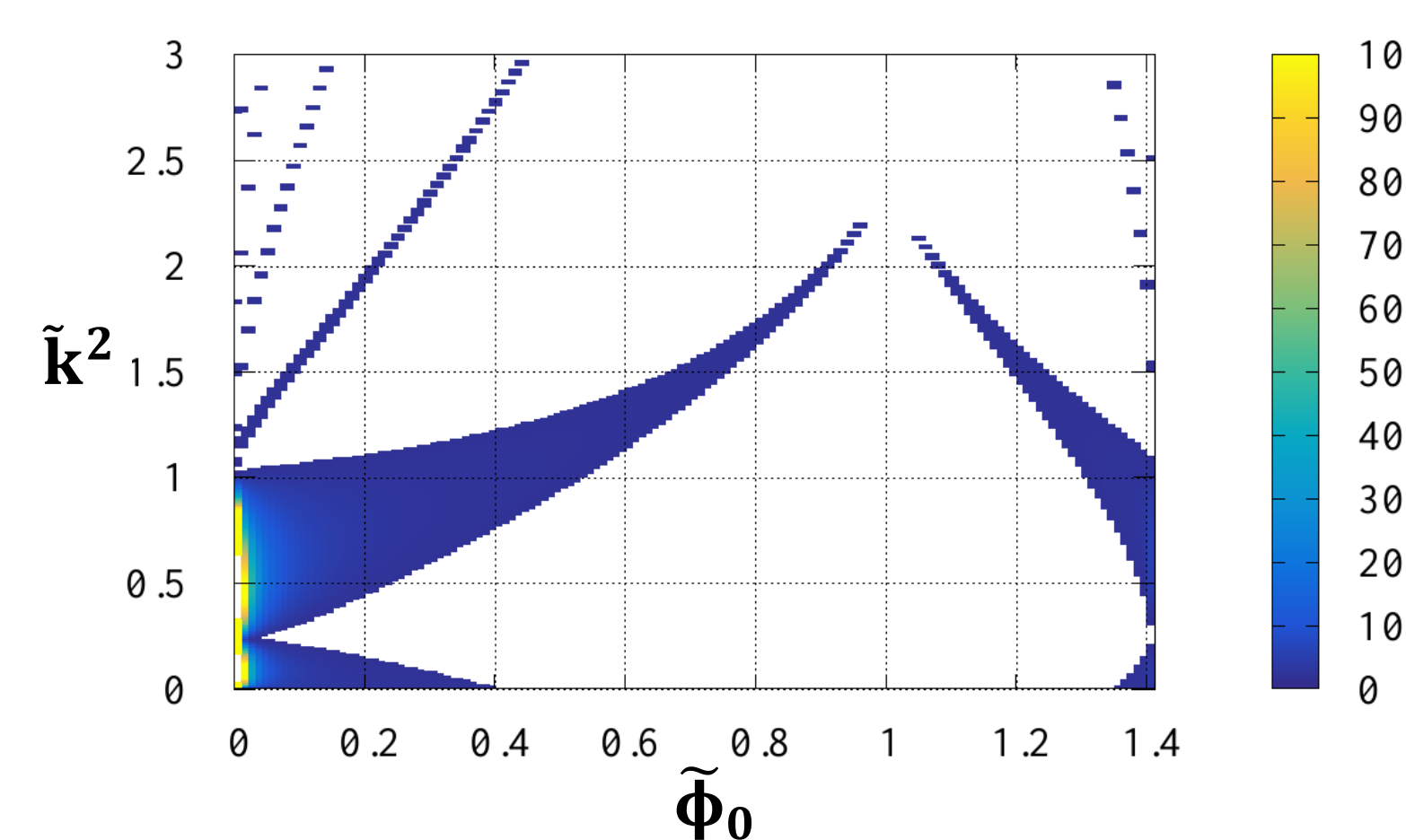
W 型結合 | 横偏極 低運動量に追加の不安定帯



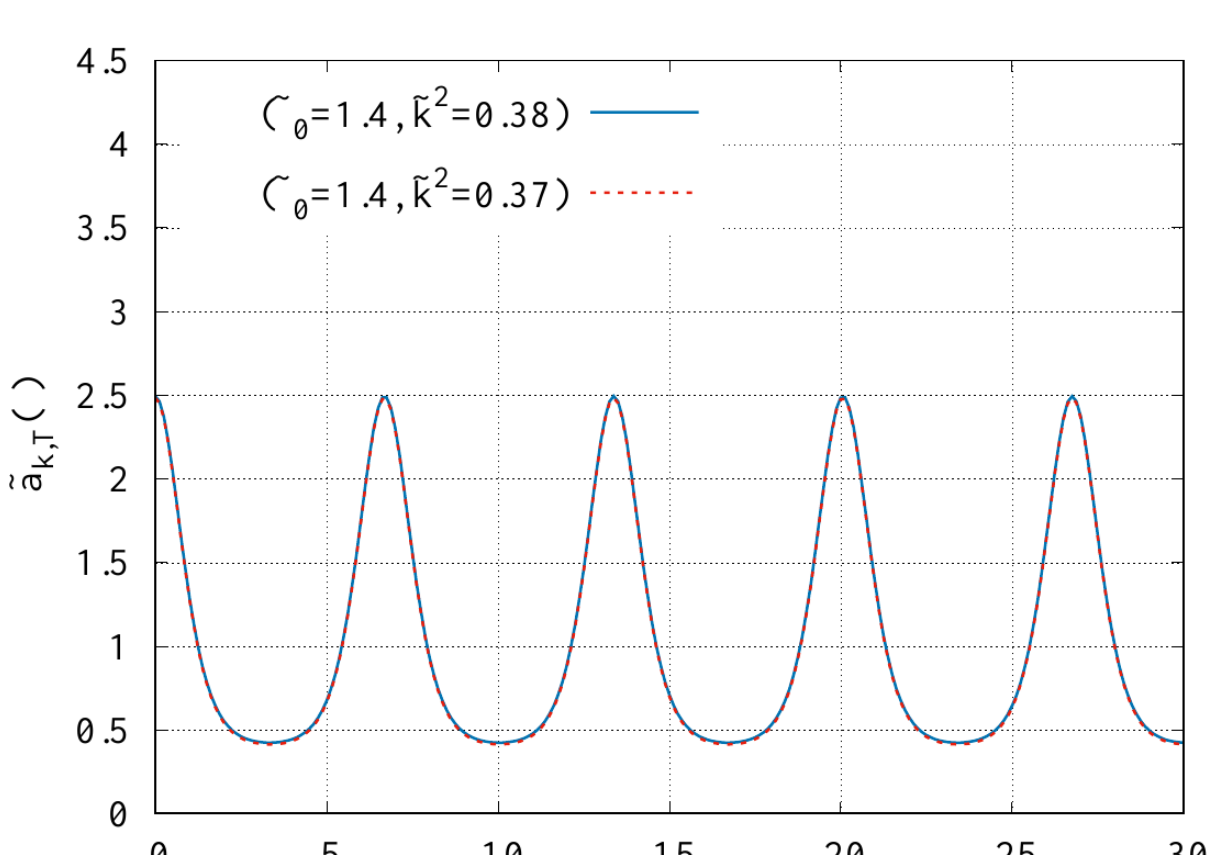
Z 型結合 | 縦偏極 広い帯状領域



W 型結合 | 縦偏極 広い帯状 + 低運動量の追加領域

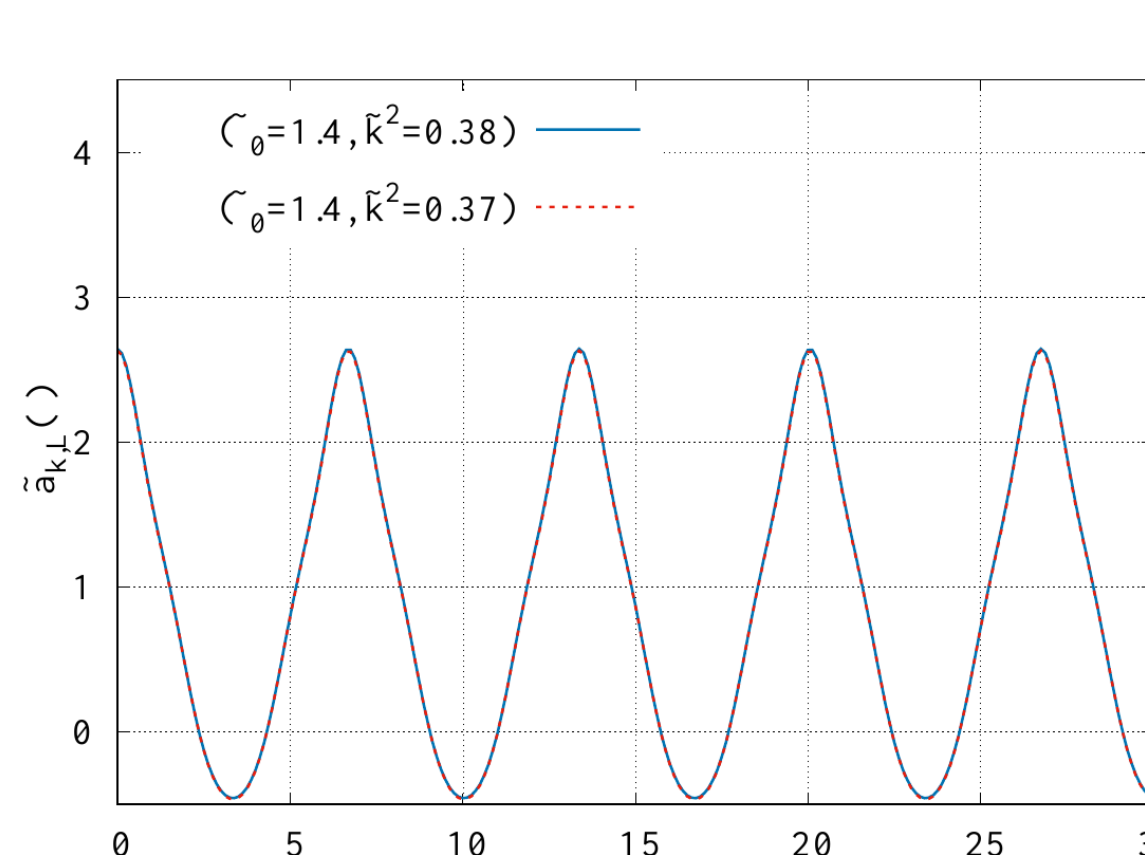


04 不安定性の起源

 $\lambda = 0.13$ $g_Z = 0.1374$ $g_W = 0.1066$ 

横偏極：パラメータ共鳴

有効周波数は常に正。
パラメータ共鳴による狭い帯が現れる。



縦偏極：parametric + spinodal

有効周波数が一時的に負となり、
広い帯と W 型の低運動量増幅が現れる。

05 まとめ | 本研究で明らかになったこと

ヒグスのdn 型非線形波動背景に対し、Z 型・W 型結合ごとに横・縦偏極のフロケ不安定性図を構築した。横偏極では狭いパラメータ共鳴帯が現れる一方、縦偏極ではパラメータ共鳴と spinodal 不安定性が共存する。縦偏極では広い帯状・角状の不安定領域が形成され、W 型結合では低運動量側に追加の増幅領域が現れる。これらの結果は、相転移時のゲージ場揺らぎや粒子生成を偏極ごとに評価するための基礎を与える。