ゲージボソン４点結合と電弱スキルミオン

倉知 昌史
KEK 理論センター

基研研究会　素粒子物理学の進展２０１７

２０１７年 7月３１日 − ８月４日

於 京都大学 基礎物理学研究所

Reference

Ryuichiro Kitano, Masafumi Kurachi

JHEP **1607**, 037 (2016) (arXiv:1605.07355)

JHEP **1704**, 150 (2017) (arXiv:1703.06397)

1. はじめに

素粒子物理学の進展

LHC 以前

Naturalness … TeV 領域に新しい物理

LHC

ヒッグス粒子（〜125 GeV）の発見

TeV 領域の新物理に対する厳しい制限

これから

二つの可能性

素粒子物理学の進展

LHC 以前

Naturalness … TeV 領域に新しい物理

LHC

ヒッグス粒子（～125 GeV）の発見

TeV 領域の新物理に対する厳しい制限

これから

・新粒子の発見

素粒子物理学の進展

<u>LHC 以前</u>

Naturalness … TeV 領域に新しい物理

<u>LHC</u>

ヒッグス粒子（〜125 GeV）の発見

TeV 領域の新物理に対する厳しい制限

<u>これから</u>

・新粒子の発見

・なかなか発見されない

素粒子物理学の進展

LHC 以前

Naturalness … TeV 領域に新しい物理

LHC

ヒッグス粒子（〜125 GeV）の発見

TeV 領域の新物理に対する厳しい制限

これから

・新粒子の発見

・**なかなか発見されない**

未知の物理 ＝ 新しい素粒子

ではない可能性

未知の物理 ＝ 新しい素粒子

ではない可能性

既知の粒子の異なる姿が新しい物理を記述

未知の物理 ＝ 新しい素粒子

ではない可能性

既知の粒子の異なる姿が新しい物理を記述

?

未知の物理 ＝ 新しい素粒子

ではない可能性

既知の粒子の異なる姿が新しい物理を記述

例：スキルミオン

未知の物理 ＝ 新しい素粒子

ではない可能性

既知の粒子の異なる姿が新しい物理を記述

例：スキルミオン

QCDの低エネルギー有効理論（カイラル摂動論）
登場する場はパイ中間子のみ

$\supset$ **核子**

（ソリトン解）

未知の物理 ＝ 新しい素粒子
ではない可能性

既知の粒子の異なる姿が新しい物理を記述

例：スキルミオン

QCDの低エネルギー有効理論（カイラル摂動論）
登場する場はパイ中間子のみ

$\supset$ **核子**（ソリトン解）

↓ analogy

電弱スキルミオン

ヒッグス場の低エネルギー有効理論

未知の物理 ＝ 新しい素粒子
ではない可能性

既知の粒子の異なる姿が新しい物理を記述

例：スキルミオン

QCDの低エネルギー有効理論（カイラル摂動論）
登場する場はパイ中間子のみ

⊃ **核子**
（ソリトン解）

analogy ?

電弱スキルミオン

ヒッグス場の低エネルギー有効理論

未知の物理 ＝ 新しい素粒子
ではない可能性

既知の粒子の異なる姿が新しい物理を記述

例：スキルミオン

QCDの低エネルギー有効理論（カイラル摂動論）
登場する場はパイ中間子のみ

$\supset$ **核子**
（ソリトン解）

analogy ?

電弱スキルミオン

ヒッグス場の低エネルギー有効理論

スケールは1,000倍以上違うが、対称性の破れの構造が似ている

未知の物理 ＝ 新しい素粒子
ではない可能性

既知の粒子の異なる姿が新しい物理を記述

例：スキルミオン

QCDの低エネルギー有効理論（カイラル摂動論）
登場する場はパイ中間子のみ

$\supset$ **核子**
（ソリトン解）

analogy

電弱スキルミオン

ヒッグス場の低エネルギー有効理論

$\supset$ **？？**
（ソリトン解）

未知の物理 ＝ 新しい素粒子

ではない可能性

既知の粒子の異なる姿が新しい物理を記述

例：スキルミオン

QCDの低エネルギー有効理論（カイラル摂動論）
登場する場はパイ中間子のみ

⊃ **核子**
（ソリトン解）

↓ analogy

電弱スキルミオン

ヒッグス場の低エネルギー有効理論

⊃ **暗黒物質**
（ソリトン解）

Talk plan

1. はじめに

例：スキルミオン

QCDの低エネルギー有効理論（カイラル摂動論）
登場する場はパイ中間子のみ

⊃ **核子**

（ソリトン解）

analogy

電弱スキルミオン

ヒッグス場の低エネルギー有効理論

⊃ **暗黒物質**

（ソリトン解）

Talk plan

1. はじめに
2. スキルム模型

例：スキルミオン

QCDの低エネルギー有効理論（カイラル摂動論）
登場する場はパイ中間子のみ

⊃ **核子**
（ソリトン解）

analogy

電弱スキルミオン

ヒッグス場の低エネルギー有効理論 ⊃ **暗黒物質**
（ソリトン解）

Talk plan

1. はじめに
2. スキルム模型
3. 電弱セクターへの応用

例：スキルミオン

QCDの低エネルギー有効理論（カイラル摂動論）
登場する場はパイ中間子のみ

$\supset$ **核子**
（ソリトン解）

analogy

電弱スキルミオン

ヒッグス場の低エネルギー有効理論

$\supset$ **暗黒物質**
（ソリトン解）

Talk plan

1. はじめに
2. スキルム模型
3. 電弱セクターへの応用
4. 暗黒物質としての電弱スキルミオン

例：スキルミオン

QCDの低エネルギー有効理論（カイラル摂動論）
登場する場はパイ中間子のみ

⊃ **核子**
（ソリトン解）

analogy

電弱スキルミオン

ヒッグス場の低エネルギー有効理論

⊃ **暗黒物質**
（ソリトン解）

Talk plan

1. はじめに
2. スキルム模型
3. 電弱セクターへの応用
4. 暗黒物質としての電弱スキルミオン　5. まとめと展望

例：スキルミオン

QCDの低エネルギー有効理論（カイラル摂動論）
登場する場はパイ中間子のみ

⊃ **核子**
（ソリトン解）

analogy

電弱スキルミオン

ヒッグス場の低エネルギー有効理論 ⊃ **暗黒物質**
（ソリトン解）

2. スキルム模型

スキルム

Tony Hilton Royle Skyrme

Tony Skyrme in 1946

Born	5 December 1922 Lewisham, London , England
Died	25 June 1987 (aged 64) Birmingham
Residence	United Kingdom
Nationality	British
Fields	Mathematics and physics

Wikipedia より

スキルム模型

T.H.R. Skyrme “A Nonlinear field theory,”
Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

核子（陽子、中性子）

⟷ カイラルラグランジアンに存在するソリトン解

（パイオンの非自明な場の配位）

スキルム模型

T.H.R. Skyrme "A Nonlinear field theory," Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

核子（陽子、中性子）

⟷ カイラルラグランジアンに存在するソリトン解

（パイオンの非自明な場の配位）

カイラルラグランジアン：

$\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{SU}(2)_R \,/\, \mathrm{SU}(2)_D$ により現れるNG場（パイオン）の低エネルギー有効理論

$U(x) = e^{i\,\pi^i(x)\,\sigma^i/f_\pi}$ に対する微分展開で $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{SU}(2)_R$ 不変な項を書いていく（ $U \longrightarrow LUR^\dagger$ ）

スキルム模型

T.H.R. Skyrme "A Nonlinear field theory,"
Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

核子（陽子、中性子）

$\Longleftrightarrow$ カイラルラグランジアンに存在するソリトン解

（パイオンの非自明な場の配位）

カイラルラグランジアン：

$\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{SU}(2)_R \,/\, \mathrm{SU}(2)_D$ により現れるNG場（パイオン）の低エネルギー有効理論

$U(x) = e^{i\,\pi^i(x)\,\sigma^i/f_\pi}$ に対する微分展開で $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{SU}(2)_R$ 不変な項を書いていく（ $U \;\longrightarrow\; LUR^\dagger$ ）

$\mathcal{O}(p^2)$

$\mathrm{Tr}[\partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger]$

スキルム模型

T.H.R. Skyrme “A Nonlinear field theory,”
Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

核子（陽子、中性子）

$\longleftrightarrow$ カイラルラグランジアンに存在するソリトン解

（パイオンの非自明な場の配位）

カイラルラグランジアン：

$\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{SU}(2)_R \,/\, \mathrm{SU}(2)_D$ により現れるNG場（パイオン）の低エネルギー有効理論

$U(x) = e^{i\,\pi^i(x)\,\sigma^i/f_\pi}$ に対する微分展開で $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{SU}(2)_R$ 不変な項を書いていく（ $U \longrightarrow LUR^\dagger$ ）

$\mathcal{O}(p^2) \quad + \quad \mathcal{O}(p^4)$

$\mathrm{Tr}[\partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger]$

$\mathrm{Tr}[\partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger]\,\mathrm{Tr}[\partial_\nu U \partial^\nu U^\dagger]$

$\mathrm{Tr}[\partial_\mu U \partial_\nu U^\dagger]\,\mathrm{Tr}[\partial^\mu U \partial^\nu U^\dagger]$

スキルム模型

T.H.R. Skyrme "A Nonlinear field theory,"
Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

核子（陽子、中性子）

$\Longleftrightarrow$ カイラルラグランジアンに存在するソリトン解

（パイオンの非自明な場の配位）

カイラルラグランジアン：

$\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{SU}(2)_R \,/\, \mathrm{SU}(2)_D$ により現れるNG場（パイオン）の低エネルギー有効理論

$U(x) = e^{i\,\pi^i(x)\,\sigma^i/f_\pi}$ に対する微分展開で $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{SU}(2)_R$ 不変な項を書いていく（ $U \longrightarrow LUR^\dagger$ ）

$$\mathcal{O}(p^2) \quad + \quad \mathcal{O}(p^4) \quad + \quad \mathcal{O}(p^6) \quad + \cdots$$

$\mathrm{Tr}[\partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger]$

$\mathrm{Tr}[\partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger]\,\mathrm{Tr}[\partial_\nu U \partial^\nu U^\dagger]$

$\mathrm{Tr}[\partial_\mu U \partial_\nu U^\dagger]\,\mathrm{Tr}[\partial^\mu U \partial^\nu U^\dagger]$

$\cdots$

スキルム模型

T.H.R. Skyrme “A Nonlinear field theory,”
Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

核子（陽子、中性子）

$\Longleftrightarrow$ カイラルラグランジアンに存在するソリトン解

（パイオンの非自明な場の配位）

スキルム模型のラグランジアン

$$\mathcal{L} = \frac{f_\pi^2}{4}\,\mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,\partial^\mu U(x)^\dagger\right] + \frac{1}{32e^2}\,\mathrm{Tr}\left[\,\partial_\mu U(x)\,U(x)^\dagger\,,\,\partial_\nu U(x)\,U(x)^\dagger\,\right]^2$$

スキルム模型

T.H.R. Skyrme “A Nonlinear field theory,”
Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

核子（陽子、中性子）

$\Longleftrightarrow$ カイラルラグランジアンに存在するソリトン解

（パイオンの非自明な場の配位）

スキルム模型のラグランジアン

$$\mathcal{L} = \boxed{\frac{f_\pi^2}{4}\,\mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,\partial^\mu U(x)^\dagger\right]} + \frac{1}{32e^2}\,\mathrm{Tr}\left[\,\partial_\mu U(x)\,U(x)^\dagger\,,\,\partial_\nu U(x)\,U(x)^\dagger\,\right]^2$$

$\mathcal{O}(p^2)$: kinetic term

スキルム模型

T.H.R. Skyrme "A Nonlinear field theory," Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

核子（陽子、中性子）

⟷ カイラルラグランジアンに存在するソリトン解
（パイオンの非自明な場の配位）

スキルム模型のラグランジアン

$$\mathcal{L} = \frac{f_\pi^2}{4}\,\mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,\partial^\mu U(x)^\dagger\right] + \boxed{\frac{1}{32e^2}\,\mathrm{Tr}\left[\,\partial_\mu U(x)\,U(x)^\dagger\,,\,\partial_\nu U(x)\,U(x)^\dagger\,\right]^2}$$

$\mathcal{O}(p^4)$ term（の特殊な組み合わせ）

スキルム模型

T.H.R. Skyrme "A Nonlinear field theory," Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

核子（陽子、中性子）

↔ カイラルラグランジアンに存在するソリトン解

（パイオンの非自明な場の配位）

スキルム模型のラグランジアン

$$\mathcal{L} = \frac{f_\pi^2}{4}\,\mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,\partial^\mu U(x)^\dagger\right] \boxed{+ \frac{1}{32e^2}\,\mathrm{Tr}\left[\,\partial_\mu U(x)\,U(x)^\dagger\,,\,\partial_\nu U(x)\,U(x)^\dagger\,\right]^2}$$

Skyrme term

スキルム模型

T.H.R. Skyrme “A Nonlinear field theory,”
Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

核子（陽子、中性子）

⟷ カイラルラグランジアンに存在するソリトン解
（パイオンの非自明な場の配位）

スキルム模型のラグランジアン

$$\mathcal{L} = \frac{f_\pi^2}{4} \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\, \partial^\mu U(x)^\dagger\right] + \boxed{\frac{1}{32e^2} \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\, U(x)^\dagger,\, \partial_\nu U(x)\, U(x)^\dagger\right]^2}$$

Skyrme term

この項があると
ソリトン解が存在できる

スキルム模型

T.H.R. Skyrme "A Nonlinear field theory," Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

ソリトン解の形

"hedgehog" solution

未知関数

$$U(x) = e^{iF(r)\sigma^i \hat{x}_i}$$

$$\left(\; r \equiv \sqrt{x_i x_i}, \quad \hat{x}_i \equiv x_i / r \; \right)$$

スキルム模型

T.H.R. Skyrme “A Nonlinear field theory,”
Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

ソリトン解の形

“hedgehog” solution

未知関数

$$U(x) = e^{iF(r)\sigma^i \hat{x}_i}$$

$$\left(\ r \equiv \sqrt{x_i x_i}, \quad \hat{x}_i \equiv x_i / r\ \right)$$

解の持つエネルギー

$$E\left[\tilde{F}(\tilde{r})\right] = 2\pi\left(\frac{f_\pi}{e}\right)\int_0^\infty d\tilde{r}\left[\left(\tilde{r}^2 + 2\sin^2\tilde{F}(\tilde{r})\right)\tilde{F}'(\tilde{r})^2 + \left(2\tilde{r}^2 + \sin^2\tilde{F}(\tilde{r})\right)\frac{\sin^2\tilde{F}(\tilde{r})}{\tilde{r}^2}\right]$$

$$\tilde{r} = \frac{r}{R}, \quad \text{where} \quad R \equiv \frac{1}{e\,f_\pi} \qquad \left(\ F(r) = F(\tilde{r}R) \equiv \tilde{F}(\tilde{r})\ \right)$$

スキルム模型

T.H.R. Skyrme "A Nonlinear field theory," Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

ソリトン解の形

"hedgehog" solution

未知関数

$$U(x) = e^{iF(r)\sigma^i \hat{x}_i}$$

$$\left(\ r \equiv \sqrt{x_i x_i}, \quad \hat{x}_i \equiv x_i / r\ \right)$$

解の満たすべき方程式

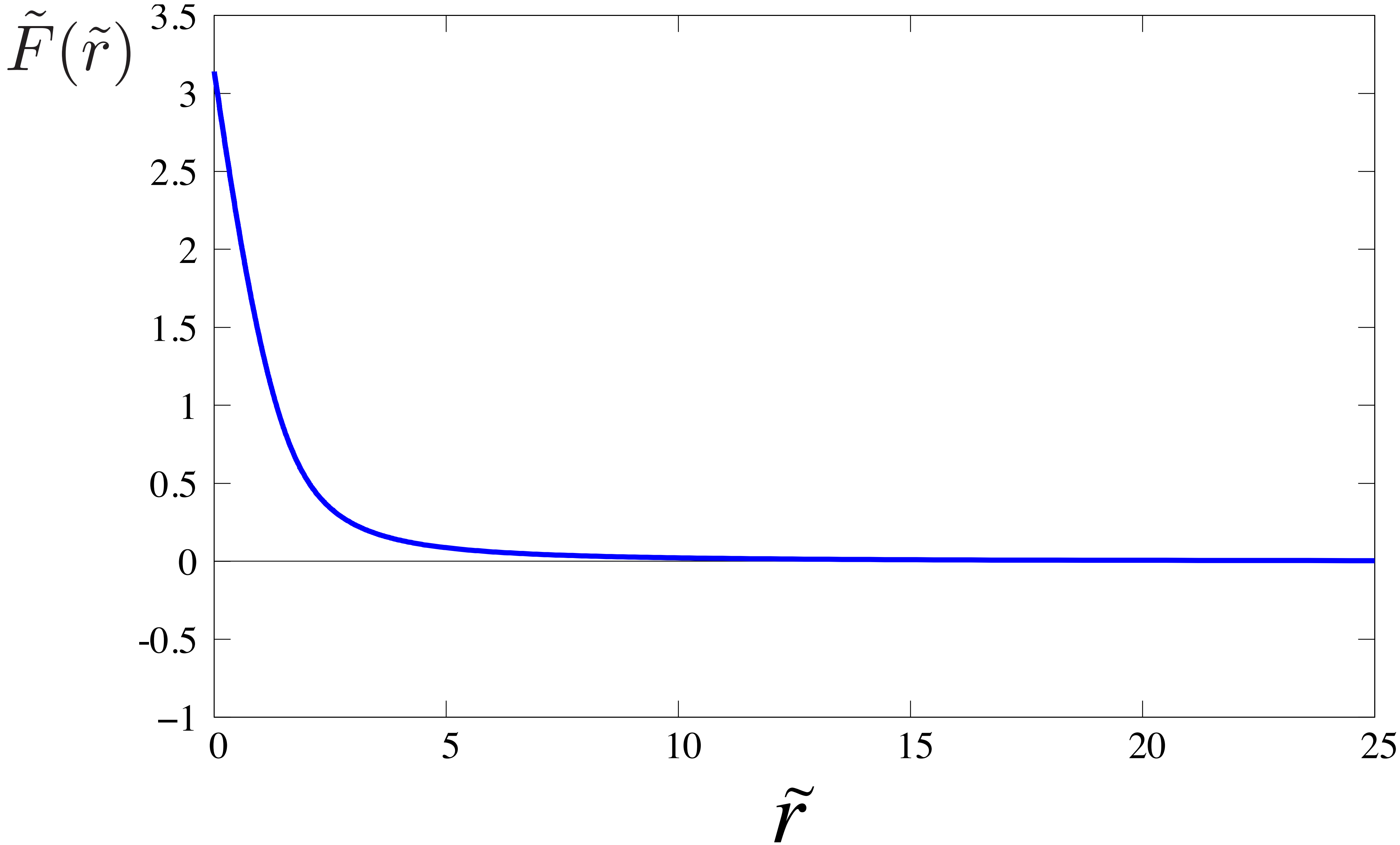
$$\left(\tilde{r}^2 + 2\sin^2\tilde{F}(\tilde{r})\right)\tilde{F}''(\tilde{r}) + 2\,\tilde{r}\,\tilde{F}'(\tilde{r}) + \sin 2\tilde{F}(\tilde{r})\left(\tilde{F}'(\tilde{r})^2 - 1 - \frac{\sin^2\tilde{F}(\tilde{r})}{\tilde{r}^2}\right) = 0$$

（方程式にラグランジアンのパラメターが現れない）

スキルム模型

T.H.R. Skyrme "A Nonlinear field theory,"
Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

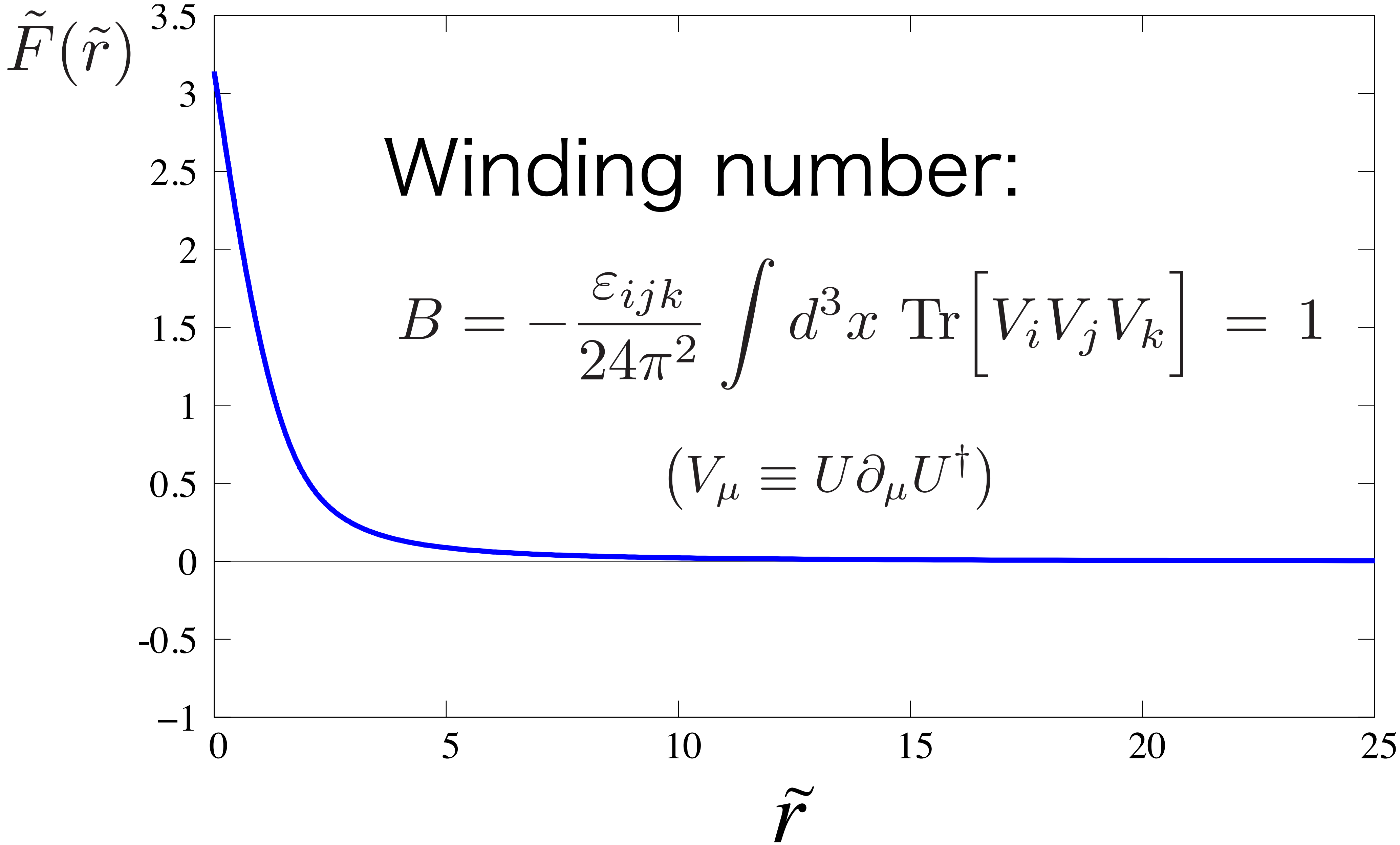
解



スキルム模型

T.H.R. Skyrme “A Nonlinear field theory,”
Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

解



$$B = -\frac{\varepsilon_{ijk}}{24\pi^2}\int d^3x\ \mathrm{Tr}\left[V_i V_j V_k\right] = 1$$

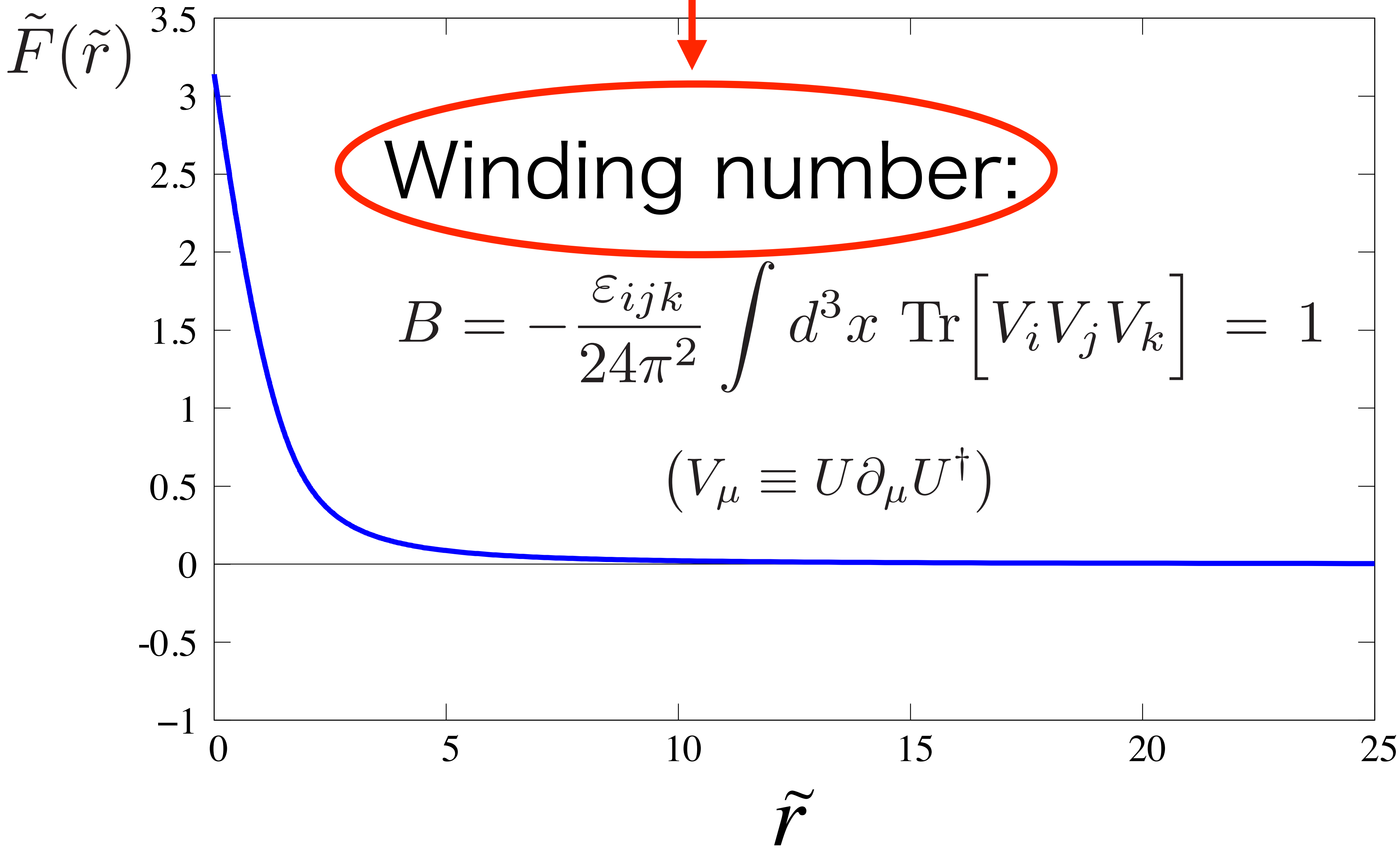
$$\left(V_\mu \equiv U\partial_\mu U^\dagger\right)$$

スキルム模型

T.H.R. Skyrme "A Nonlinear field theory," Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

解

場の配位の連続変形に対して不変



Winding number:

$$B = -\frac{\varepsilon_{ijk}}{24\pi^2}\int d^3x\ \mathrm{Tr}\left[V_i V_j V_k\right] = 1$$

$$\left(V_\mu \equiv U\partial_\mu U^\dagger\right)$$

スキルム模型

T.H.R. Skyrme "A Nonlinear field theory,"
Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

解

場の配位の連続変形に対して不変

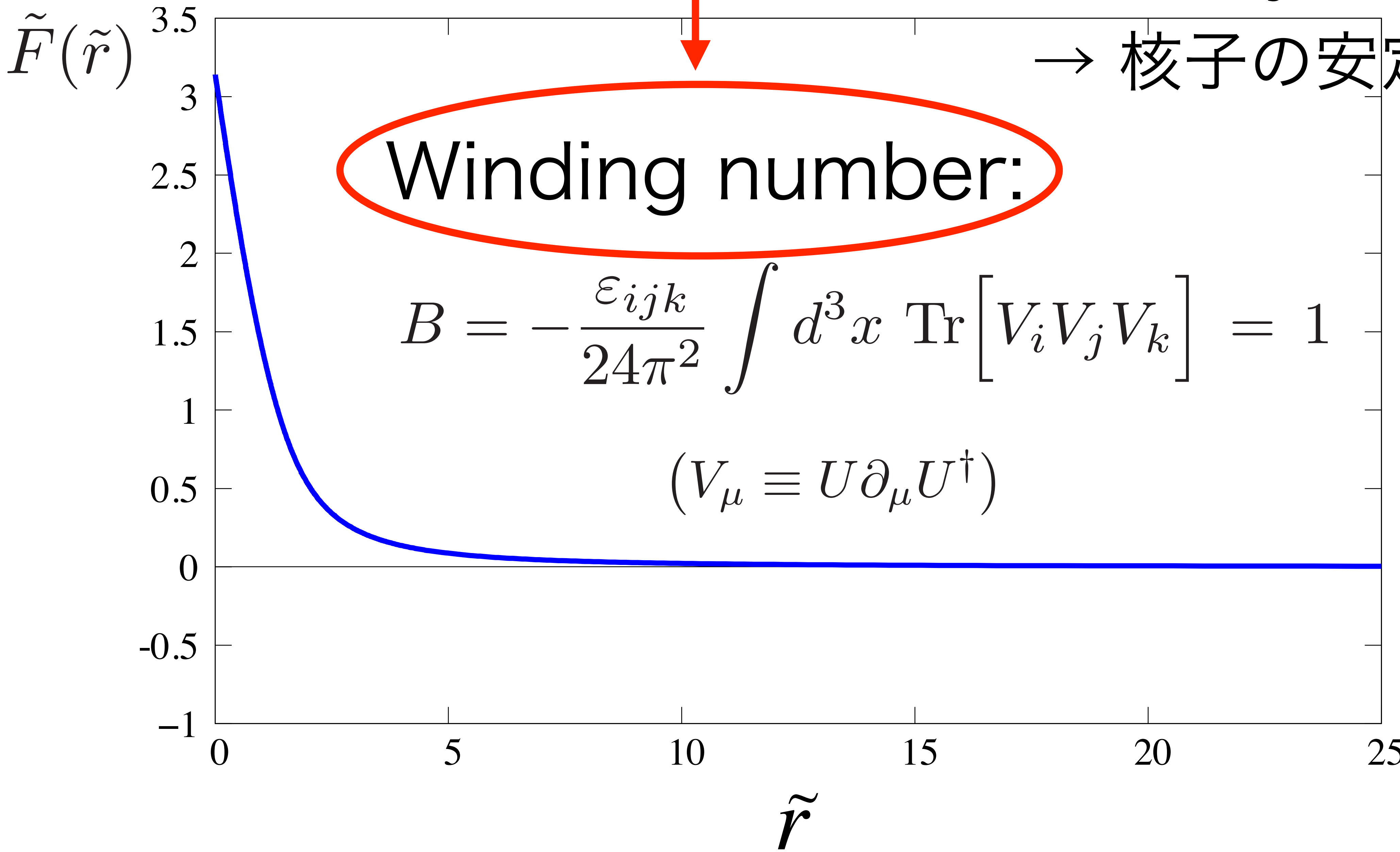
→ stability

→ 核子の安定性

Winding number:

$$B = -\frac{\varepsilon_{ijk}}{24\pi^2}\int d^3x \,\mathrm{Tr}\left[V_i V_j V_k\right] = 1$$

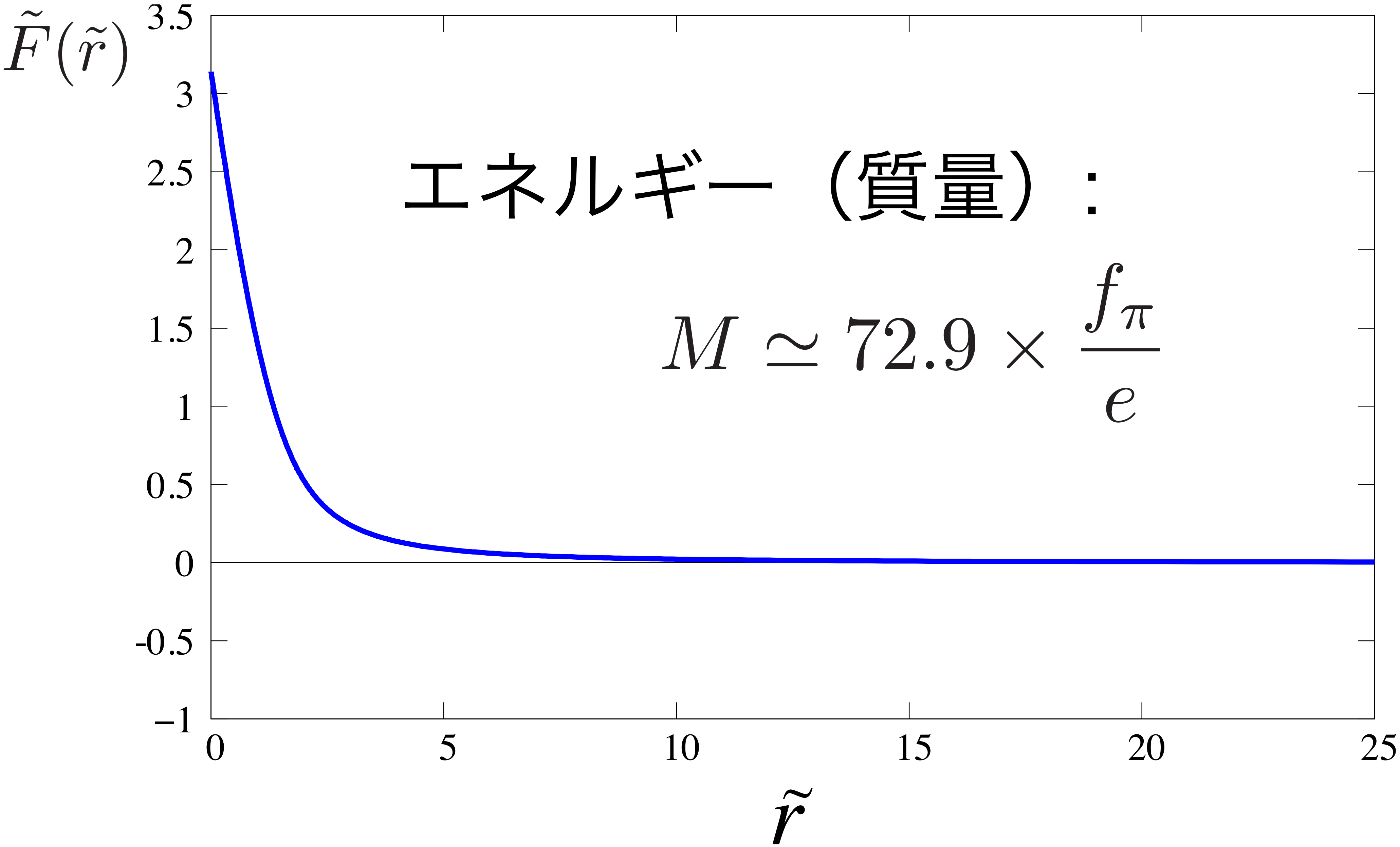
$$\left(V_\mu \equiv U\partial_\mu U^\dagger\right)$$



スキルム模型

T.H.R. Skyrme "A Nonlinear field theory," Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

解



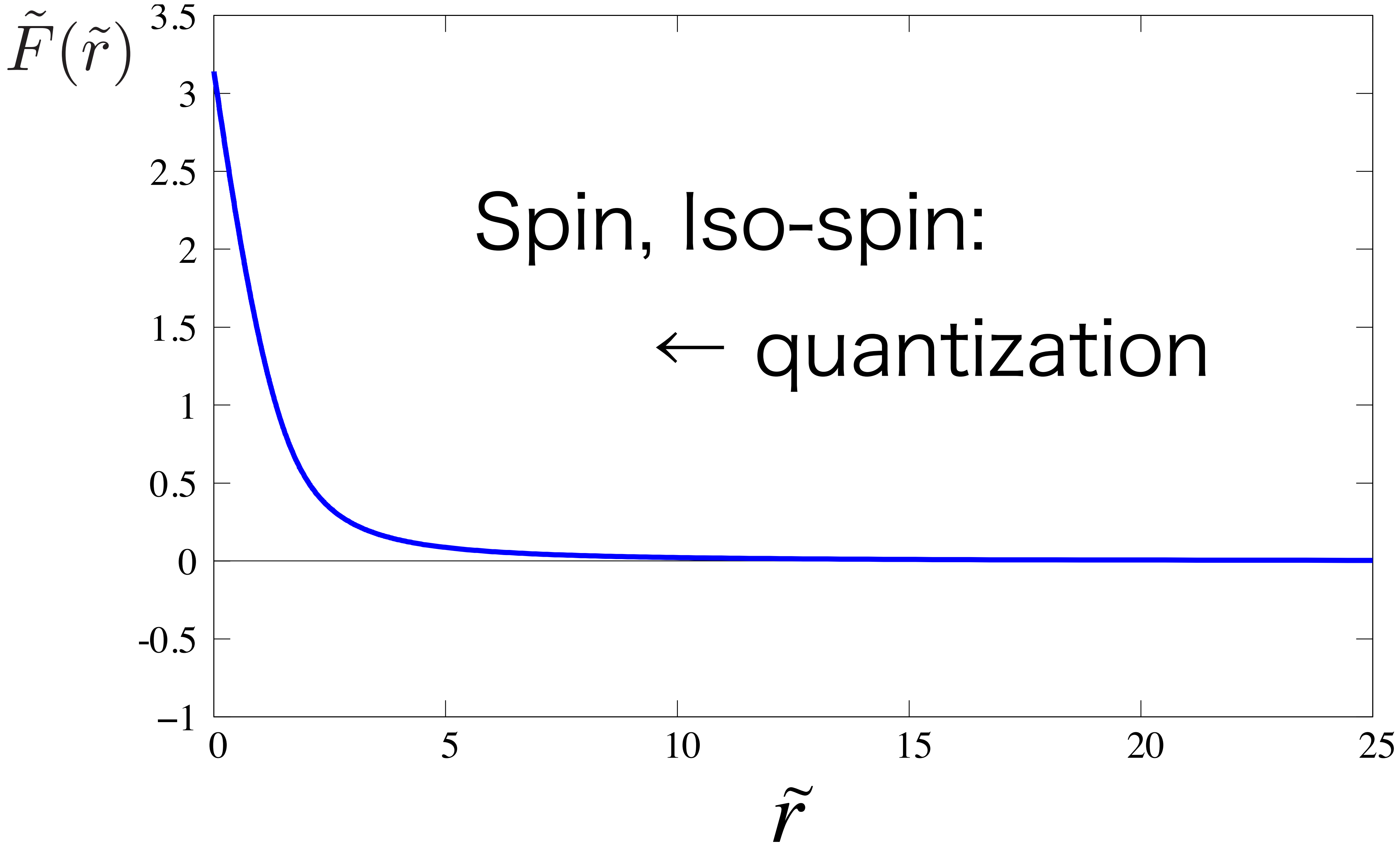
エネルギー（質量）：

$$M \simeq 72.9 \times \frac{f_\pi}{e}$$

スキルム模型

T.H.R. Skyrme "A Nonlinear field theory," Proc. Roy. Soc. Lond. A 260, 127 (1961)

解



3. 電弱セクターへの応用

3. 電弱セクターへの応用

スキルミオン

QCDの定エネルギー有効理論（カイラル摂動論）
登場する場はパイ中間子のみ

⊃ **核子**
（ソリトン解）

analogy

電弱スキルミオン

ヒッグス場の低エネルギー有効理論 ⊃ **暗黒物質**
（ソリトン解）

スケールは1,000倍以上違うが、対称性の破れの構造が似ている

ヒッグスセクターの構造（簡単のためゲージを無視）

Higgs doublet: $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ (conjugate: $\tilde{\phi} = i\sigma_2 \phi^*$)

2x2 matrix notation: $\Phi = \begin{pmatrix} \tilde{\phi} & \phi \end{pmatrix}$

$$\mathcal{L}_{\rm Higgs} = \frac{1}{2}{\rm Tr}\left[D_\mu \Phi^\dagger D_\mu \Phi\right] + \frac{\lambda}{4}\Big({\rm Tr}\left[\Phi^\dagger \Phi\right] - v_{\rm EW}^2\Big)^2$$

${\rm SU(2)}_L \times {\rm SU(2)}_R$ 変換 $\Phi \ \rightarrow \ L\Phi R^\dagger$ のもとで不変

ヒッグスセクターの構造（簡単のためゲージを無視）

Higgs doublet: $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ (conjugate: $\tilde{\phi} = i\sigma_2 \phi^*$)

2x2 matrix notation: $\Phi = \begin{pmatrix} \tilde{\phi} & \phi \end{pmatrix}$

$$\mathcal{L}_{\mathrm{Higgs}} = \frac{1}{2}\mathrm{Tr}\left[D_\mu \Phi^\dagger D_\mu \Phi\right] + \frac{\lambda}{4}\left(\mathrm{Tr}\left[\Phi^\dagger \Phi\right] - v_{\mathrm{EW}}^2\right)^2$$

$\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{SU}(2)_R$ 変換 $\Phi \rightarrow L\Phi R^\dagger$ のもとで不変

SSB $\langle \Phi \rangle = \frac{v_{\mathrm{EW}}}{\sqrt{2}} \mathbf{1}_{2\mathrm{x}2}$

$\mathrm{SU}(2)_D$

(custodial sym.)

ヒッグスセクターの構造（簡単のためゲージを無視）

Higgs doublet: $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ (conjugate: $\tilde{\phi} = i\sigma_2 \phi^*$)

2x2 matrix notation: $\Phi = \begin{pmatrix} \tilde{\phi} & \phi \end{pmatrix}$

$$\mathcal{L}_{\rm Higgs} = \frac{1}{2}{\rm Tr}\left[D_\mu \Phi^\dagger D_\mu \Phi\right] + \frac{\lambda}{4}\left({\rm Tr}\left[\Phi^\dagger \Phi\right] - v_{\rm EW}^2\right)^2$$

$\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{SU}(2)_R$ 変換 $\Phi \rightarrow L\Phi R^\dagger$ のもとで不変

SSB $\langle \Phi \rangle = \dfrac{v_{\rm EW}}{\sqrt{2}} \mathbf{1}_{2{\rm x}2}$

$\mathrm{SU}(2)_D$
(custodial sym.)

パイオンの物理と対称性の破れの構造は同じ

$\Phi(x)$ を“極分解” $\Phi(x) = \frac{v_{\rm EW} + h(x)}{\sqrt{2}} U(x)$

$\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{SU}(2)_R$ 変換

NG field : $U(x) = e^{i\,\pi^i(x)\,\sigma^i / v_{\rm EW}}$ $U \longrightarrow LUR^\dagger$

Scalar (Higgs) : $h(x)$ $h \longrightarrow h$

$U(x)$ に対して（一般的には）パイオンのカイラルラグランジアンと同じような低エネルギー有効ラグランジアンが書ける

EW chiral Lagrangian:

$$\mathcal{L}_{\rm EWCL} = \mathcal{L}_{\mathcal{O}(p^2)} + \mathcal{L}_{\mathcal{O}(p^4)} + \cdots$$

$$\mathcal{L}_{\mathcal{O}(p^2)} = \frac{v_{\rm EW}^2}{4} \mathrm{Tr}\left[D_\mu U^\dagger D^\mu U\right]$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\mathcal{O}(p^4)} &= \alpha_4\, \mathrm{Tr}\left[D_\mu U^\dagger D_\nu U\right] \mathrm{Tr}\left[D^\mu U^\dagger D^\nu U\right] \\ &\quad + \alpha_5\, \mathrm{Tr}\left[D_\mu U^\dagger D^\mu U\right] \mathrm{Tr}\left[D_\nu U^\dagger D^\nu U\right]\end{aligned}$$

ただし、パイオンのカイラルラグランジアンの場合とは違って電弱セクターには**軽いスカラー**（ヒッグス粒子）が存在するので、、、

$U(x)$ に対して（一般的には）パイオンのカイラルラグランジアンと同じような低エネルギー有効ラグランジアンが書ける

EW chiral Lagrangian:

$$\mathcal{L}_{\mathrm{EWCL}} = \mathcal{L}_{\mathcal{O}(p^2)} + \mathcal{L}_{\mathcal{O}(p^4)} + \cdots$$

$$\mathcal{L}_{\mathcal{O}(p^2)} = \frac{v_{\mathrm{EW}}^2}{4} \mathrm{Tr}\left[D_\mu U^\dagger D^\mu U\right]$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\mathcal{O}(p^4)} &= \alpha_4\, \mathrm{Tr}\left[D_\mu U^\dagger D_\nu U\right] \mathrm{Tr}\left[D^\mu U^\dagger D^\nu U\right] \\ &\quad + \alpha_5\, \mathrm{Tr}\left[D_\mu U^\dagger D^\mu U\right] \mathrm{Tr}\left[D_\nu U^\dagger D^\nu U\right]\end{aligned}$$

（しかも低エネルギーで標準模型のラグランジアンがある程度正しいことはわかっているので）
$\mathcal{O}(p^2)$ の部分は h を使って標準模型の形にしておく

$U(x)$ に対して（一般的には）パイオンのカイラルラグランジアンと同じような低エネルギー有効ラグランジアンが書ける

EW chiral Lagrangian:

$$\mathcal{L}_{\rm EWCL} = \mathcal{L}_{\mathcal{O}(p^2)} + \mathcal{L}_{\mathcal{O}(p^4)} + \cdots$$

$$\mathcal{L}_{\mathcal{O}(p^2)} = \frac{v_{\rm EW}^2}{4} \mathrm{Tr}\left[D_\mu U^\dagger D^\mu U\right]$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\mathcal{O}(p^4)} = {}& \alpha_4 \,\mathrm{Tr}\left[D_\mu U^\dagger D_\nu U\right] \mathrm{Tr}\left[D^\mu U^\dagger D^\nu U\right] \\ &+ \alpha_5 \,\mathrm{Tr}\left[D_\mu U^\dagger D^\mu U\right] \mathrm{Tr}\left[D_\nu U^\dagger D^\nu U\right]\end{aligned}$$

すなわち、以下のようなラグランジアンを考える

$$\mathcal{L} = \frac{v_{\rm EW}^2}{4}\left(1+\frac{h(x)}{v_{\rm EW}}\right)^2 {\rm Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,\partial^\mu U(x)^\dagger\right] \;+\; \frac{1}{2}\partial_\mu h(x)\partial^\mu h(x) - V(h(x))$$

$$+\ \alpha_4\ {\rm Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial_\nu U(x)\right]{\rm Tr}\left[\partial^\mu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right]$$

$$+\ \alpha_5\ {\rm Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial^\mu U(x)\right]{\rm Tr}\left[\partial_\nu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right]$$

すなわち、以下のようなラグランジアンを考える

$$\mathcal{L} = \boxed{\frac{v_{\rm EW}^2}{4}\left(1+\frac{h(x)}{v_{\rm EW}}\right)^2 \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,\partial^\mu U(x)^\dagger\right] \;+\; \frac{1}{2}\partial_\mu h(x)\partial^\mu h(x) - V(h(x))}$$

$$+\; \alpha_4\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial_\nu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial^\mu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right]$$

$$+\; \alpha_5\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial^\mu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial_\nu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right]$$

Standard Model

NG field : $U(x) = e^{i\,\pi^i(x)\,\sigma^i/v_{\rm EW}}$

Scalar (Higgs) : $h(x)$

$$V(h(x)) = \lambda v_{\rm EW}^2\, h(x)^2 + \lambda v_{\rm EW}\, h(x)^3 + \frac{\lambda}{4}\, h(x)^4$$

すなわち、以下のようなラグランジアンを考える

$$\mathcal{L} = \boxed{\frac{v_{\mathrm{EW}}^2}{4}\left(1+\frac{h(x)}{v_{\mathrm{EW}}}\right)^2 \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,\partial^\mu U(x)^\dagger\right] \;+\; \frac{1}{2}\partial_\mu h(x)\partial^\mu h(x) - V(h(x))}$$

$$\boxed{\begin{aligned} &+ \alpha_4\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial_\nu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial^\mu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right] \\ &+ \alpha_5\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial^\mu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial_\nu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right] \end{aligned}}$$

Standard Model + $O(p^4)$ term

NG field : $U(x) = e^{i\,\pi^i(x)\,\sigma^i/v_{\mathrm{EW}}}$

Scalar (Higgs) : $h(x)$

$$V(h(x)) = \lambda v_{\mathrm{EW}}^2\, h(x)^2 + \lambda v_{\mathrm{EW}}\, h(x)^3 + \frac{\lambda}{4}\, h(x)^4$$

すなわち、以下のようなラグランジアンを考える

$$\mathcal{L} = \frac{v_{\mathrm{EW}}^2}{4}\left(1+\frac{h(x)}{v_{\mathrm{EW}}}\right)^2 \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,\partial^\mu U(x)^\dagger\right] \;+\; \frac{1}{2}\partial_\mu h(x)\partial^\mu h(x) - V(h(x))$$

$$\boxed{\begin{aligned} &+ \alpha_4\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial_\nu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial^\mu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right] \\ &+ \alpha_5\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial^\mu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial_\nu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right]\end{aligned}}$$

標準模型ラグランジアンに
こんな項を付け加えていいのか！？

すなわち、以下のようなラグランジアンを考える

$$\mathcal{L} = \frac{v_{\mathrm{EW}}^2}{4}\left(1+\frac{h(x)}{v_{\mathrm{EW}}}\right)^2 \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,\partial^\mu U(x)^\dagger\right] \;+\; \frac{1}{2}\partial_\mu h(x)\partial^\mu h(x) - V(h(x))$$

$$\boxed{\begin{aligned}&+\,\alpha_4\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial_\nu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial^\mu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right]\\&+\,\alpha_5\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial^\mu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial_\nu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right]\end{aligned}}$$

標準模型ラグランジアンに
こんな項を付け加えていいのか！？

実験と矛盾しなければよい

すなわち、以下のようなラグランジアンを考える

$$\mathcal{L} = \frac{v_{\rm EW}^2}{4}\left(1+\frac{h(x)}{v_{\rm EW}}\right)^2 \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,\partial^\mu U(x)^\dagger\right] \;+\; \frac{1}{2}\partial_\mu h(x)\partial^\mu h(x) - V(h(x))$$

$$\boxed{\begin{aligned} &+\alpha_4\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial_\nu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial^\mu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right] \\ &+\alpha_5\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial^\mu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial_\nu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right]\end{aligned}}$$

どんな物理量に影響をあたえるのか？

すなわち、以下のようなラグランジアンを考える

$$\mathcal{L} = \frac{v_{\mathrm{EW}}^2}{4}\left(1+\frac{h(x)}{v_{\mathrm{EW}}}\right)^2 \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,\partial^\mu U(x)^\dagger\right] + \frac{1}{2}\partial_\mu h(x)\partial^\mu h(x) - V(h(x))$$

$$\boxed{\begin{aligned}&+ \alpha_4\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial_\nu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial^\mu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right]\\ &+ \alpha_5\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial^\mu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial_\nu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right]\end{aligned}}$$

どんな物理量に影響をあたえるのか？

NG mode $\Longleftrightarrow$ W_L

すなわち、以下のようなラグランジアンを考える

$$\mathcal{L} = \frac{v_{\mathrm{EW}}^2}{4}\left(1+\frac{h(x)}{v_{\mathrm{EW}}}\right)^2 \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,\partial^\mu U(x)^\dagger\right] \;+\; \frac{1}{2}\partial_\mu h(x)\partial^\mu h(x) - V(h(x))$$

$$\boxed{\begin{aligned} &+ \alpha_4\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial_\nu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial^\mu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right] \\ &+ \alpha_5\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial^\mu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial_\nu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right] \end{aligned}}$$

どんな物理量に影響をあたえるのか？

NG mode $\Longleftrightarrow$ W_L

電弱ゲージボソンの4点結合

すなわち、以下のようなラグランジアンを考える

$$\mathcal{L} = \frac{v_{\rm EW}^2}{4}\left(1+\frac{h(x)}{v_{\rm EW}}\right)^2 \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,\partial^\mu U(x)^\dagger\right] \;+\; \frac{1}{2}\partial_\mu h(x)\partial^\mu h(x) - V(h(x))$$

$$\boxed{\begin{aligned} &+ \alpha_4\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial_\nu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial^\mu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right] \\ &+ \alpha_5\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial^\mu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial_\nu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right]\end{aligned}}$$

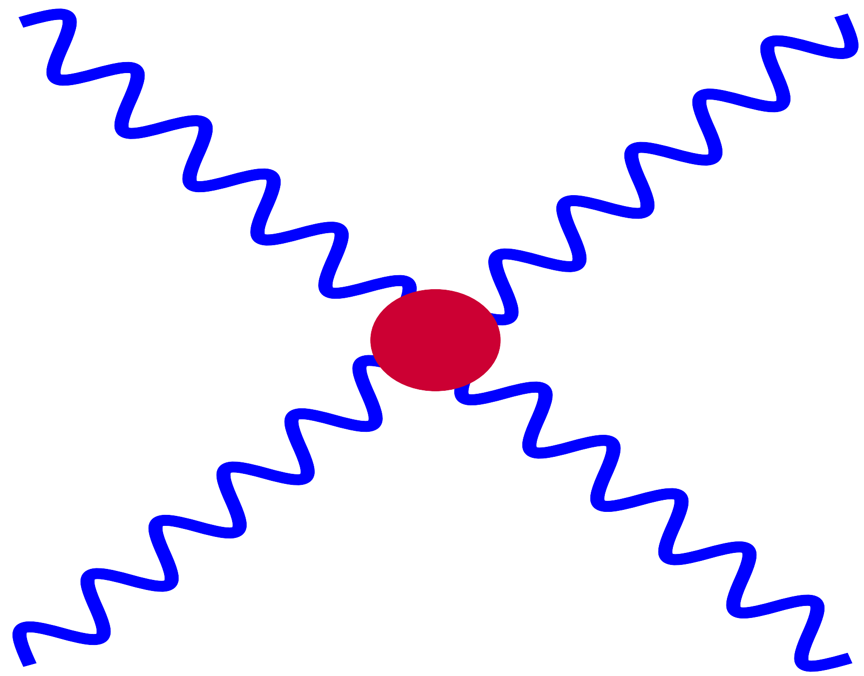
どんな物理量に影響をあたえるのか？

NG mode $\Longleftrightarrow$ W_L

電弱ゲージボソンの4点結合

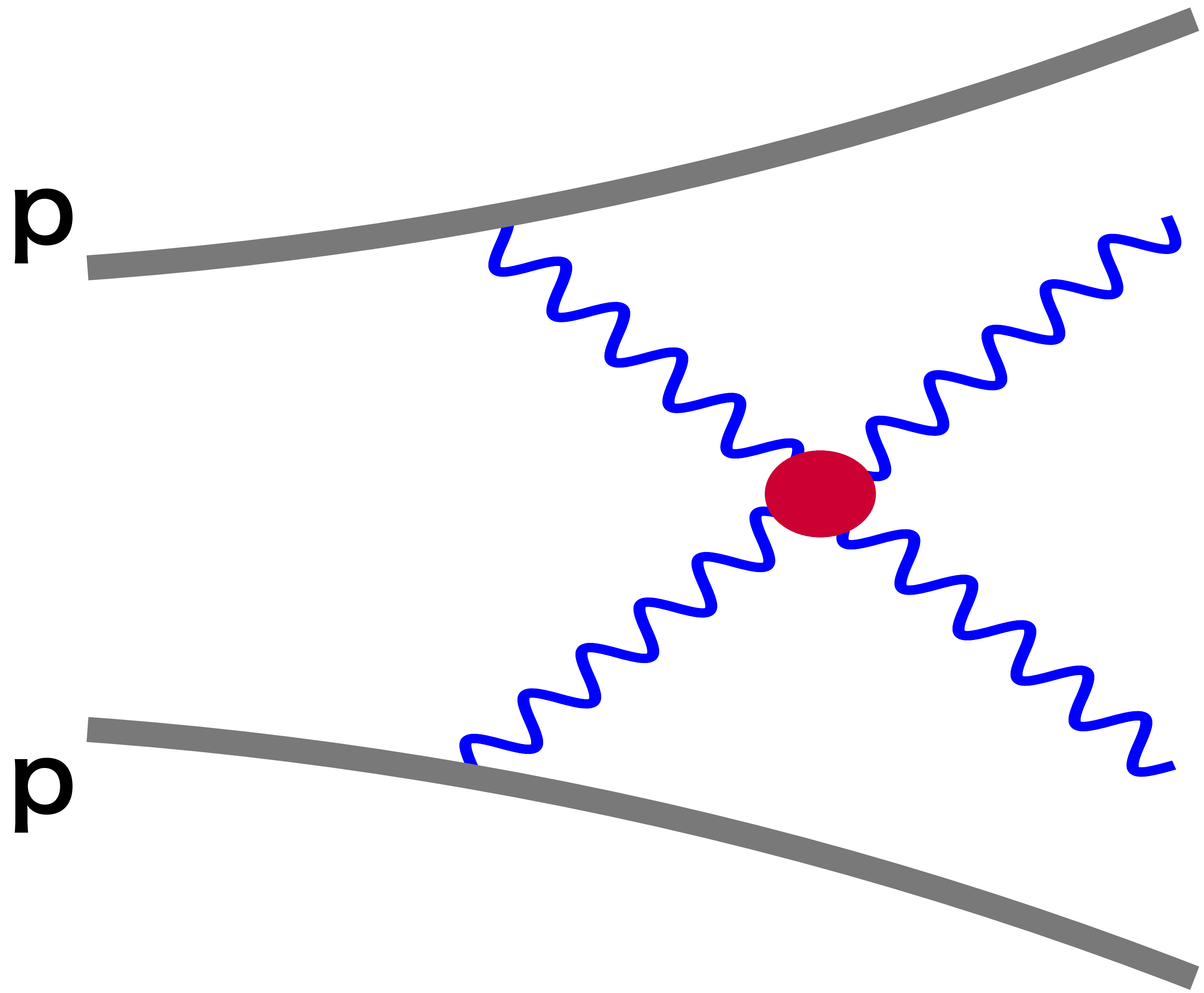
α_4, α_5 が
non-zero だと
4点結合の値が
SMからずれる

電弱ゲージボソンの4点結合定数
Quartic gauge boson coupling (QGC)



電弱ゲージボソンの4点結合定数

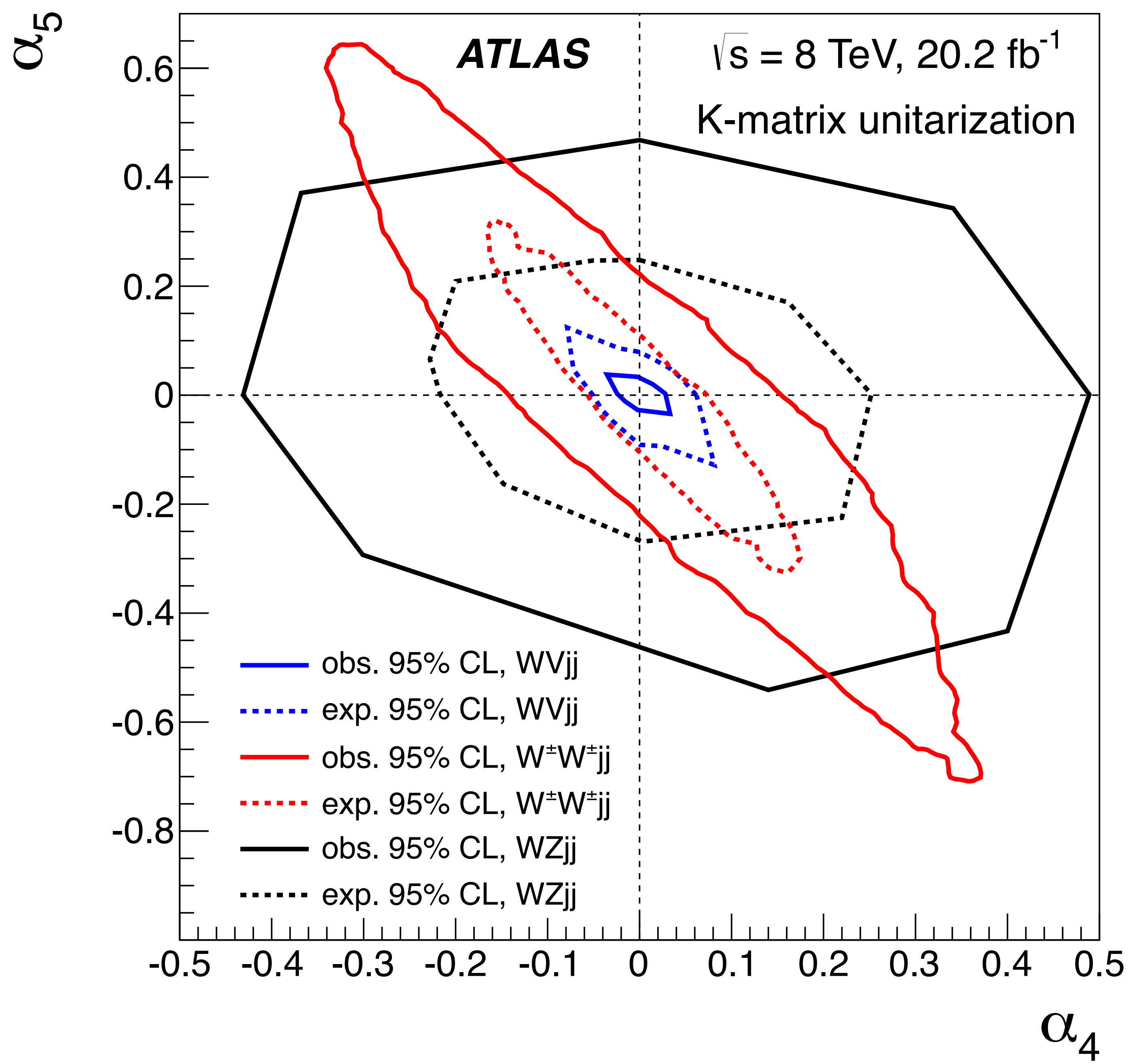
Quartic gauge boson coupling (QGC)



LHC でついに測定が可能となりました

Anomalous QGC parameter (α_4, α_5) に対する制限

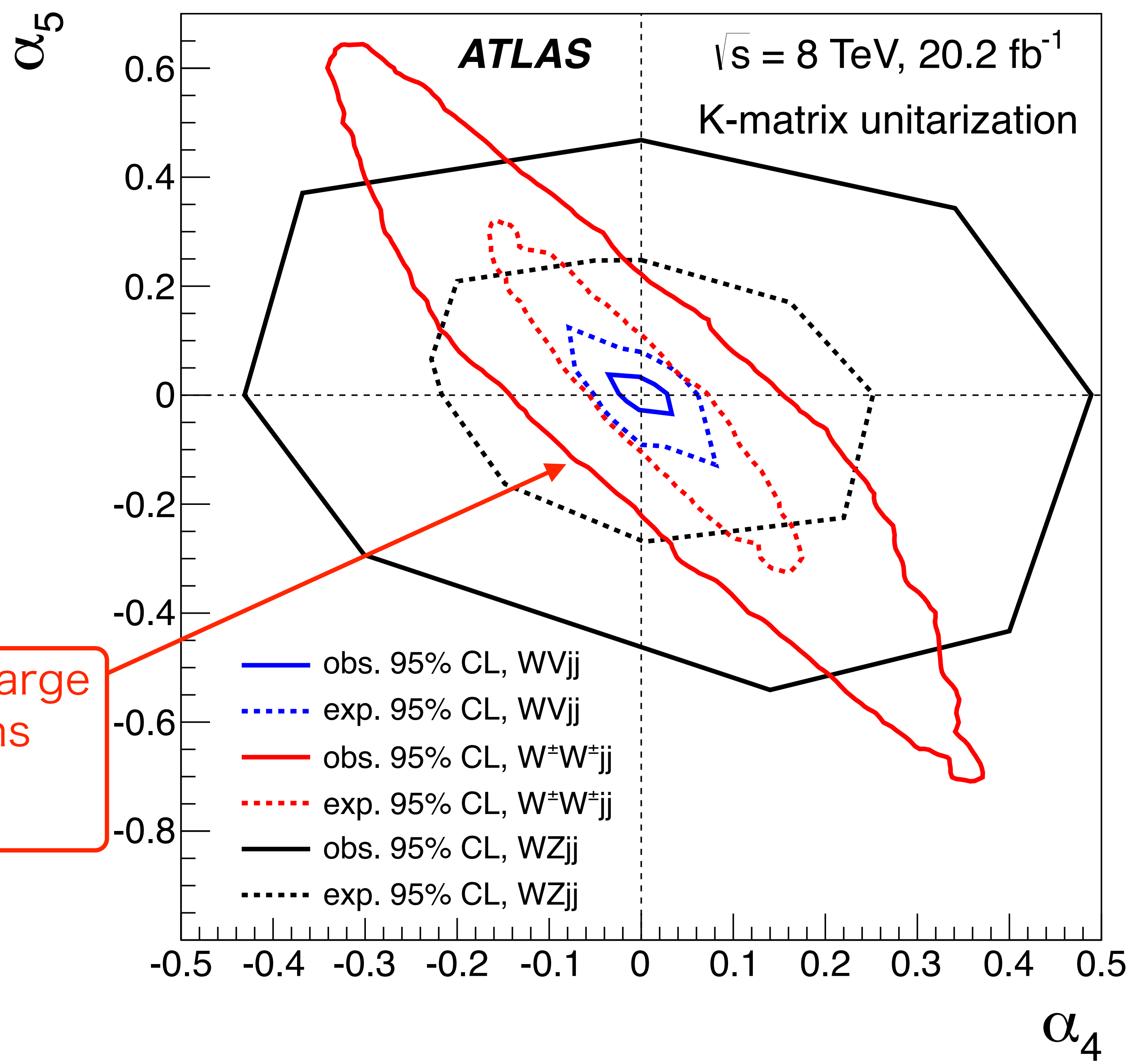
（ゲージ4点結合の SM における値からのズレ）



arXiv:1609.05122 (ATLAS)より図を拝借

Anomalous QGC parameter (α_4, α_5) に対する制限

（ゲージ4点結合の SM における値からのズレ）



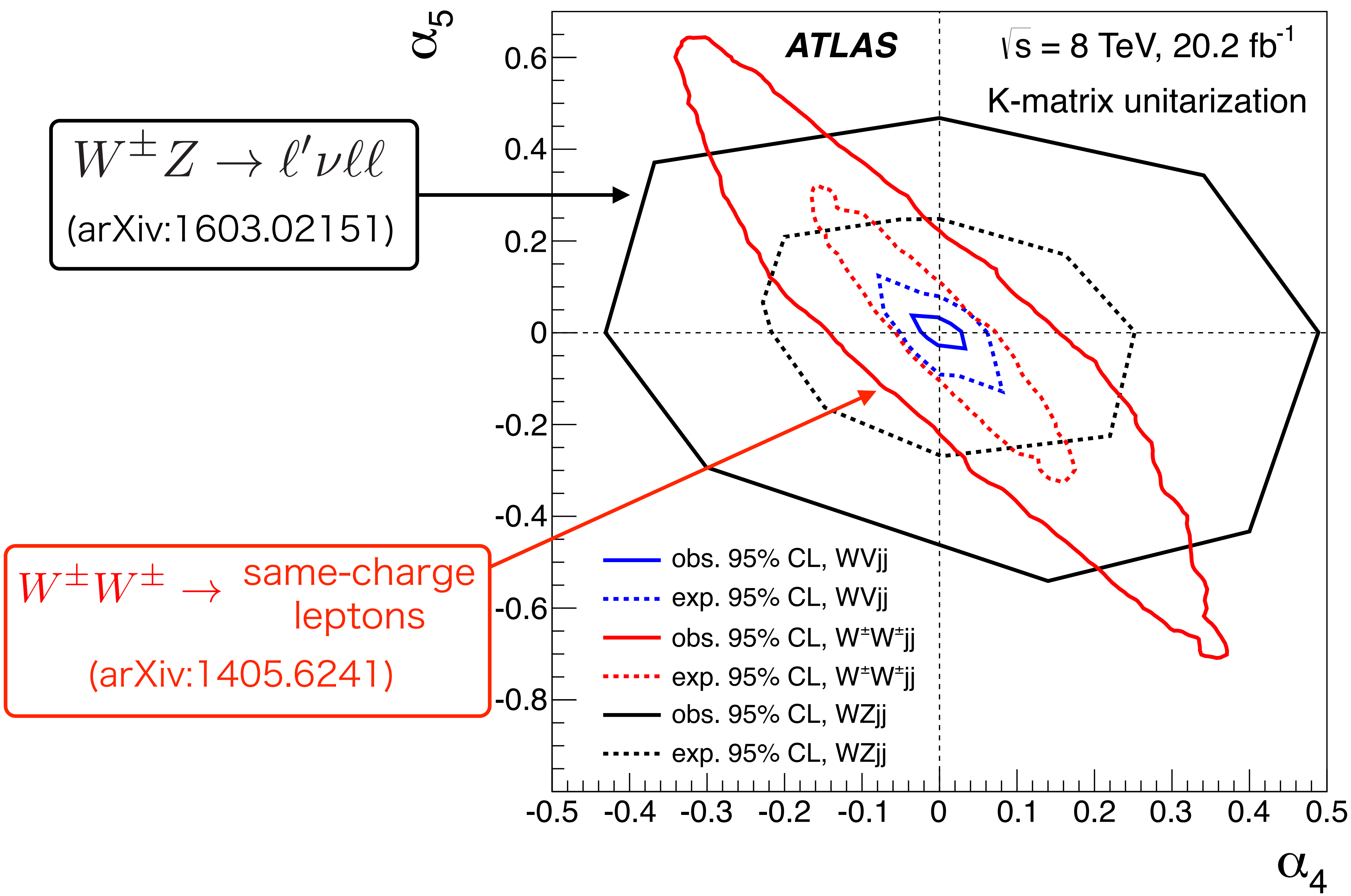
$W^{\pm}W^{\pm} \rightarrow$ same-charge leptons

(arXiv:1405.6241)

arXiv:1609.05122 (ATLAS)より図を拝借

Anomalous QGC parameter (α_4, α_5) に対する制限

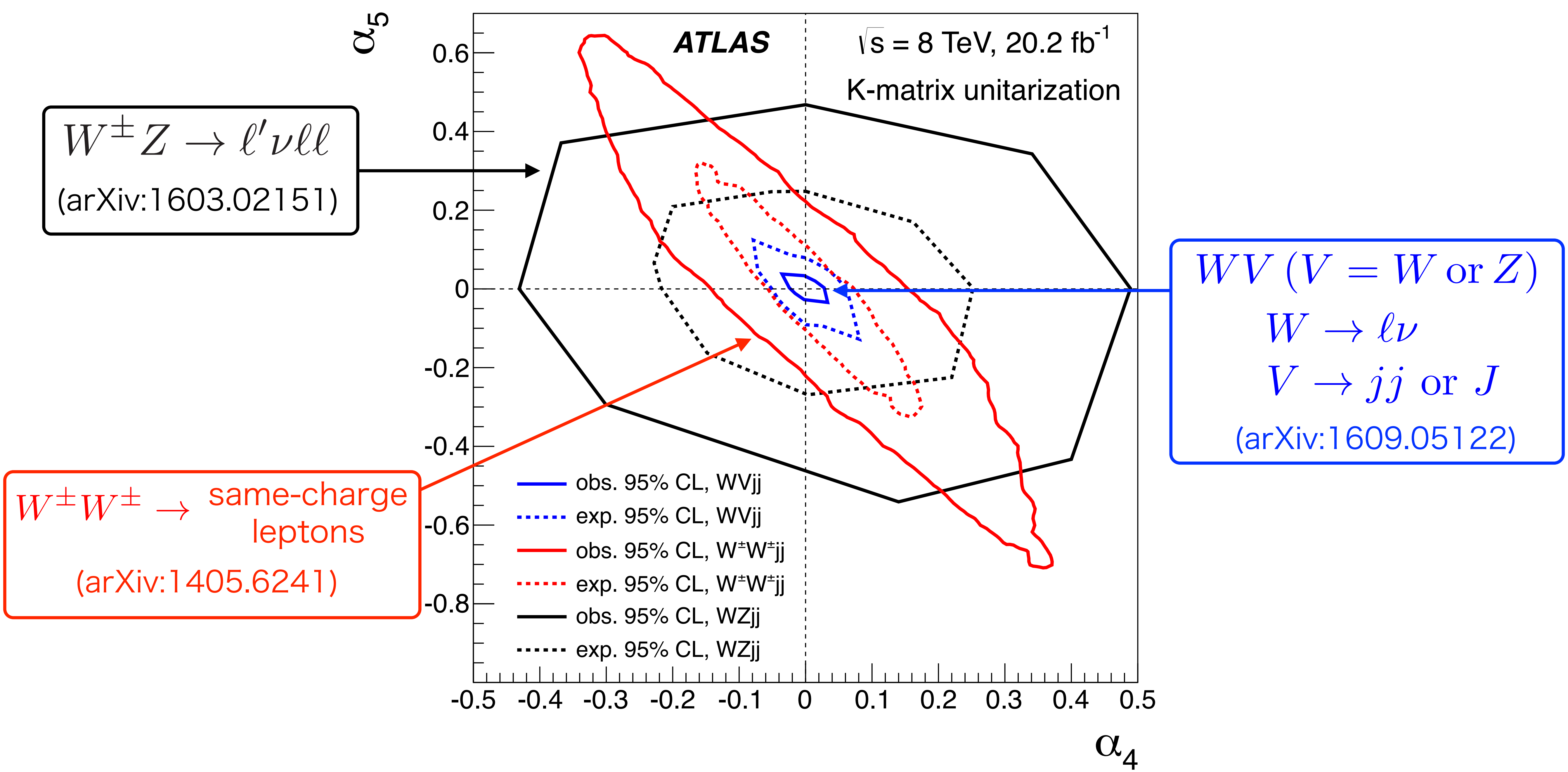
（ゲージ4点結合の SM における値からのズレ）



arXiv:1609.05122 (ATLAS)より図を拝借

Anomalous QGC parameter (α_4, α_5) に対する制限

（ゲージ4点結合の SM における値からのズレ）



arXiv:1609.05122 (ATLAS)より図を拝借

この測定で許されている範囲内で (α_4, α_5) の存在を仮定

$$\mathcal{L} = \boxed{\frac{v_{\rm EW}^2}{4}\left(1+\frac{h(x)}{v_{\rm EW}}\right)^2 \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,\partial^\mu U(x)^\dagger\right] \;+\; \frac{1}{2}\partial_\mu h(x)\partial^\mu h(x) - V(h(x))}$$

$$\boxed{\begin{aligned} &+\alpha_4\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial_\nu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial^\mu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right] \\ &+\alpha_5\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial^\mu U(x)\right]\mathrm{Tr}\left[\partial_\nu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right]\end{aligned}}$$

Standard Model + $O(p^4)$ term

NG field : $U(x) = e^{i\,\pi^i(x)\,\sigma^i/v_{\rm EW}}$

Scalar (Higgs) : $h(x)$

$$V(h(x)) = \lambda v_{\rm EW}^2\, h(x)^2 + \lambda v_{\rm EW}\, h(x)^3 + \frac{\lambda}{4}\, h(x)^4$$

この測定で許されている範囲内で (α_4, α_5) の存在を仮定

$$\mathcal{L} = \boxed{\frac{v_{\rm EW}^2}{4}\left(1+\frac{h(x)}{v_{\rm EW}}\right)^2 {\rm Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,\partial^\mu U(x)^\dagger\right] + \frac{1}{2}\partial_\mu h(x)\partial^\mu h(x) - V(h(x))}$$
$$\boxed{\begin{aligned}&+\alpha_4\ {\rm Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial_\nu U(x)\right]{\rm Tr}\left[\partial^\mu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right]\\&+\alpha_5\ {\rm Tr}\left[\partial_\mu U(x)^\dagger\,\partial^\mu U(x)\right]{\rm Tr}\left[\partial_\nu U(x)^\dagger\,\partial^\nu U(x)\right]\end{aligned}}$$

Standard Model + $O(p^4)$ term

単純化のため $\alpha_4 = -\alpha_5\ (\equiv \alpha)$ として

さしあたり話を進めます

この測定で許されている範囲内で (α_4, α_5) の存在を仮定

$$\mathcal{L} = \boxed{\frac{v_{\mathrm{EW}}^2}{4}\left(1+\frac{h(x)}{v_{\mathrm{EW}}}\right)^2 \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,\partial^\mu U(x)^\dagger\right] + \frac{1}{2}\partial_\mu h(x)\partial^\mu h(x) - V(h(x))}$$

$$\boxed{+\frac{1}{2}\alpha\ \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,U(x)^\dagger\,,\,\partial_\nu U(x)\,U(x)^\dagger\right]^2}$$

Standard Model + $O(p^4)$ term

単純化のため $\alpha_4 = -\alpha_5\ (\equiv \alpha)$ として
さしあたり話を進めます

この測定で許されている範囲内で (α_4, α_5) の存在を仮定

$$\mathcal{L} = \frac{v_{\rm EW}^2}{4}\left(1+\frac{h(x)}{v_{\rm EW}}\right)^2 \mathrm{Tr}\left[\partial_\mu U(x)\,\partial^\mu U(x)^\dagger\right] \;+\; \frac{1}{2}\partial_\mu h(x)\partial^\mu h(x) - V(h(x))$$

$$+\frac{1}{2}\,\alpha\;\mathrm{Tr}\left[\,\partial_\mu U(x)\,U(x)^\dagger\,,\,\partial_\nu U(x)\,U(x)^\dagger\,\right]^2$$

スカラーの存在とスケールの違いをのぞけば

スキルム模型そのものですので、

スキルム模型の場合と同様の手法で

ソリトン解の存在を探ってみます。

解の形：

$$U(x) = e^{iF(r)\sigma^i \hat{x}_i}$$ (hedgehog)

$$h_0(x)/v_{\rm EW} = \phi(r)$$ (spherically symmetric)

エネルギーの表式：

$$E\left[\tilde{F}(\tilde{r}), \tilde{\phi}(\tilde{r})\right] = 2\pi\left(\frac{v_{\rm EW}}{e}\right)\int_0^\infty d\tilde{r}\tilde{r}^2\left[\left(1+\tilde{\phi}(\tilde{r})\right)^2\left(\tilde{F}'(\tilde{r})^2 + 2\frac{\sin^2\tilde{F}(\tilde{r})}{\tilde{r}^2}\right) + \frac{\sin^2\tilde{F}(\tilde{r})}{\tilde{r}^2}\left(\frac{\sin^2\tilde{F}(\tilde{r})}{\tilde{r}^2} + 2\tilde{F}'(\tilde{r})^2\right) + \tilde{\phi}'(\tilde{r})^2 + \boxed{\frac{m_h^2}{e^2\, v_{\rm EW}^2}}\left(\tilde{\phi}(\tilde{r})^2 + \tilde{\phi}(\tilde{r})^3 + \frac{1}{4}\tilde{\phi}(\tilde{r})^4\right)\right]$$

$$\left(\alpha \equiv \frac{1}{16e^2}\right)$$

$$\tilde{r} = \frac{r}{R}, \quad \text{where} \quad R \equiv \frac{1}{e\, v_{\rm EW}}$$

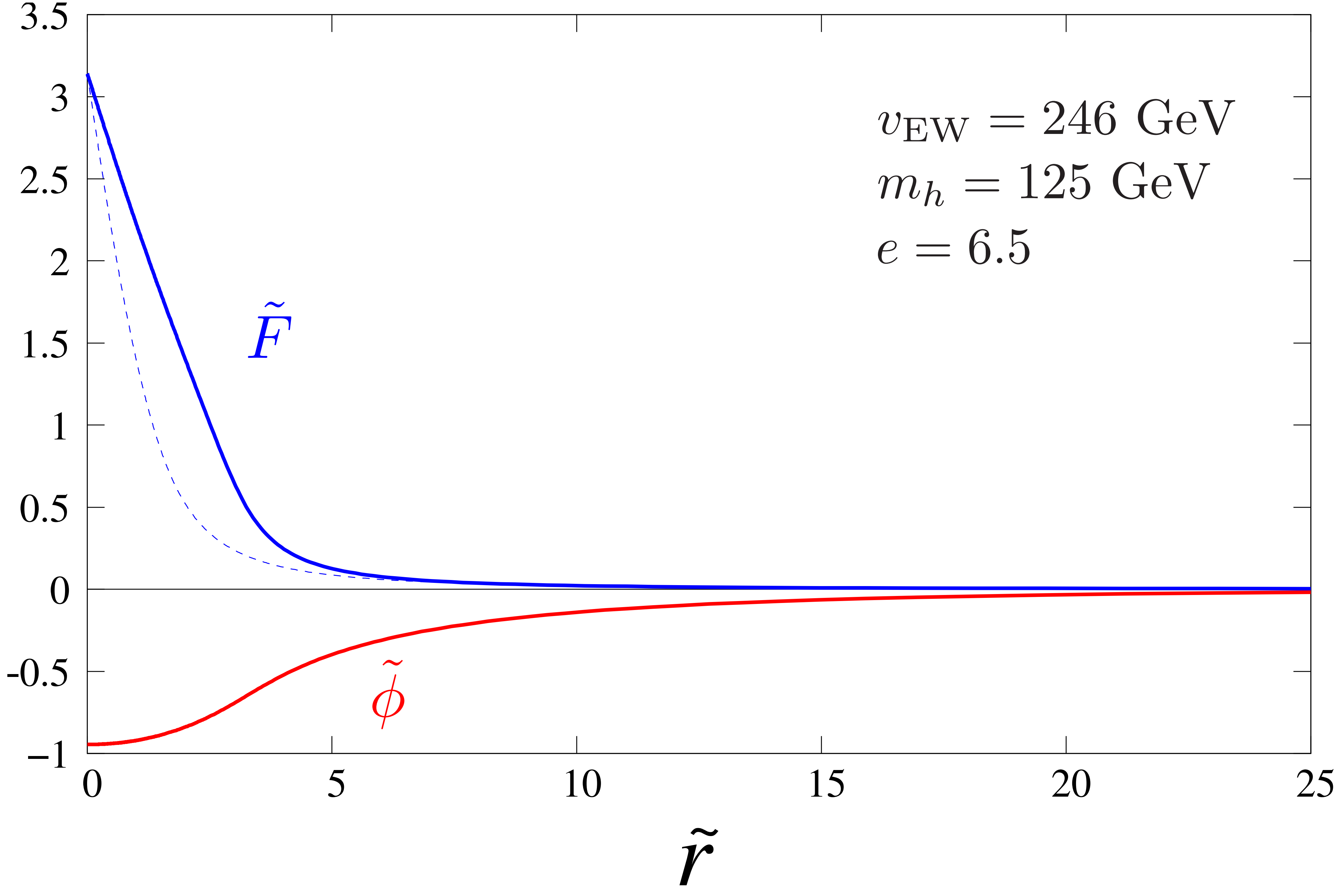
$$\phi(r) = \phi(\tilde{r}R) \equiv \tilde{\phi}(\tilde{r})$$

Coupled equations for $\tilde{F}$ and $\tilde{\phi}$

$$\left(1+\tilde{\phi}(\tilde{r})\right)^2 \left(-\sin 2\tilde{F}(\tilde{r}) + 2\tilde{r}\tilde{F}'(\tilde{r}) + \tilde{r}^2\tilde{F}''(\tilde{r})\right) + 2\left(1+\tilde{\phi}(\tilde{r})\right)\tilde{\phi}'(\tilde{r})\,\tilde{r}^2\tilde{F}'(\tilde{r})$$
$$-\frac{\sin^2\tilde{F}(\tilde{r})\sin 2\tilde{F}(\tilde{r})}{\tilde{r}^2} + \sin 2\tilde{F}(\tilde{r})\,\tilde{F}'(\tilde{r})^2 + 2\sin^2\tilde{F}(\tilde{r})\,\tilde{F}''(\tilde{r}) = 0$$

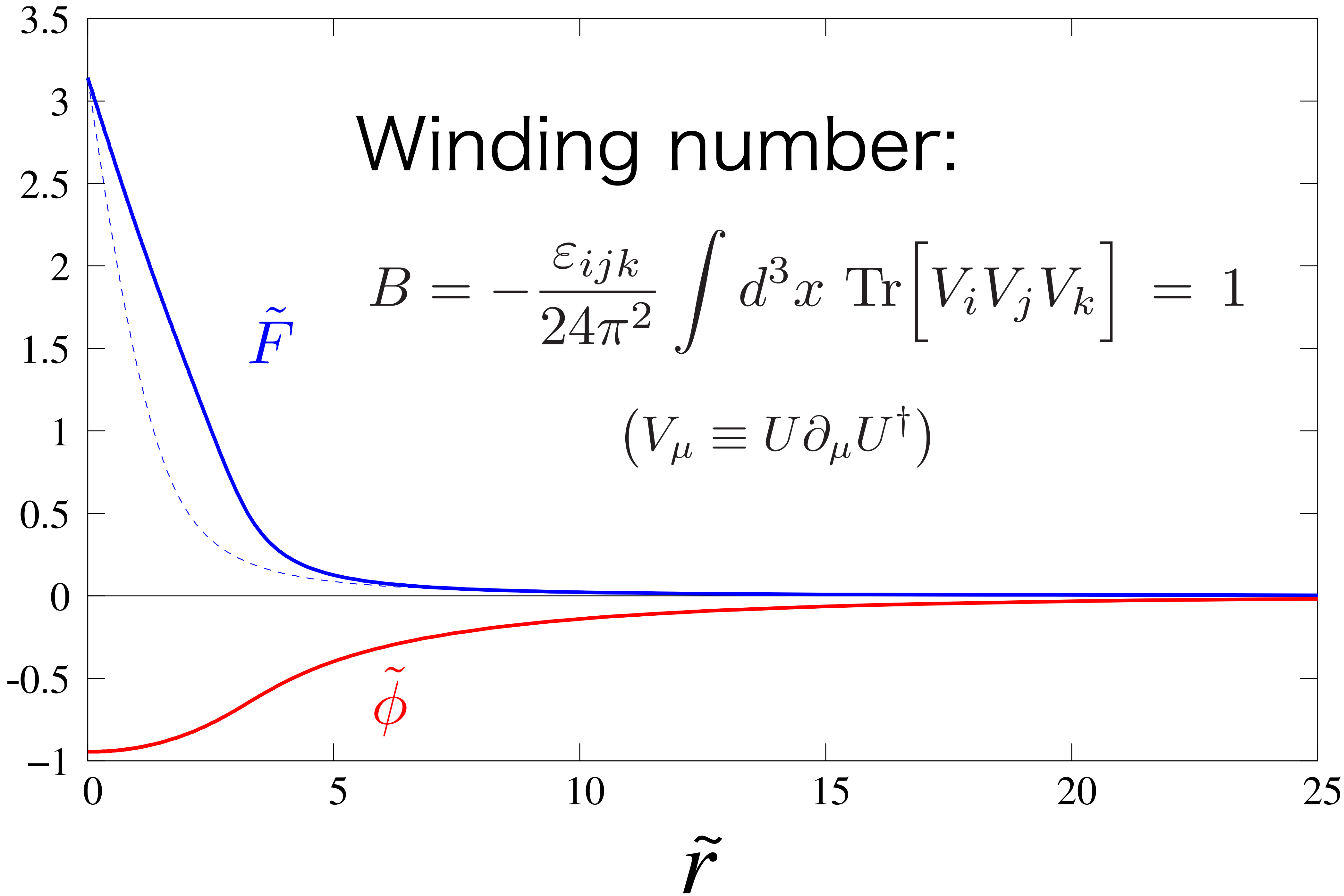
$$\left(1+\tilde{\phi}(\tilde{r})\right)\left(\tilde{r}^2\tilde{F}'(\tilde{r}) + 2\sin^2\tilde{F}(\tilde{r})\right) - 2\tilde{r}\tilde{\phi}'(\tilde{r}) - \tilde{r}^2\tilde{\phi}''(\tilde{r})$$
$$+\frac{1}{2}\boxed{\frac{m_h^2}{e^2\,v_{\mathrm{EW}}^2}}\,\tilde{r}^2\left(2\,\tilde{\phi}(\tilde{r}) + 3\,\tilde{\phi}(\tilde{r})^2 + \tilde{\phi}(\tilde{r})^4\right) = 0$$

解：



3.5
3
2.5
2
1.5
1
0.5
0
-0.5
−1
0
5
10
15
20
25
$\tilde{r}$
$\tilde{F}$
$\tilde{\phi}$
$v_{\mathrm{EW}} = 246\ \mathrm{GeV}$
$m_h = 125\ \mathrm{GeV}$
$e = 6.5$

解：



Winding number:
$B = -\frac{\varepsilon_{ijk}}{24\pi^2}\int d^3x\ \mathrm{Tr}\left[V_i V_j V_k\right] = 1$
$\left(V_\mu \equiv U\partial_\mu U^\dagger\right)$
$\tilde{F}$
$\tilde{\phi}$
$\tilde{r}$
3.5
3
2.5
2
1.5
1
0.5
0
-0.5
−1
0
5
10
15
20
25

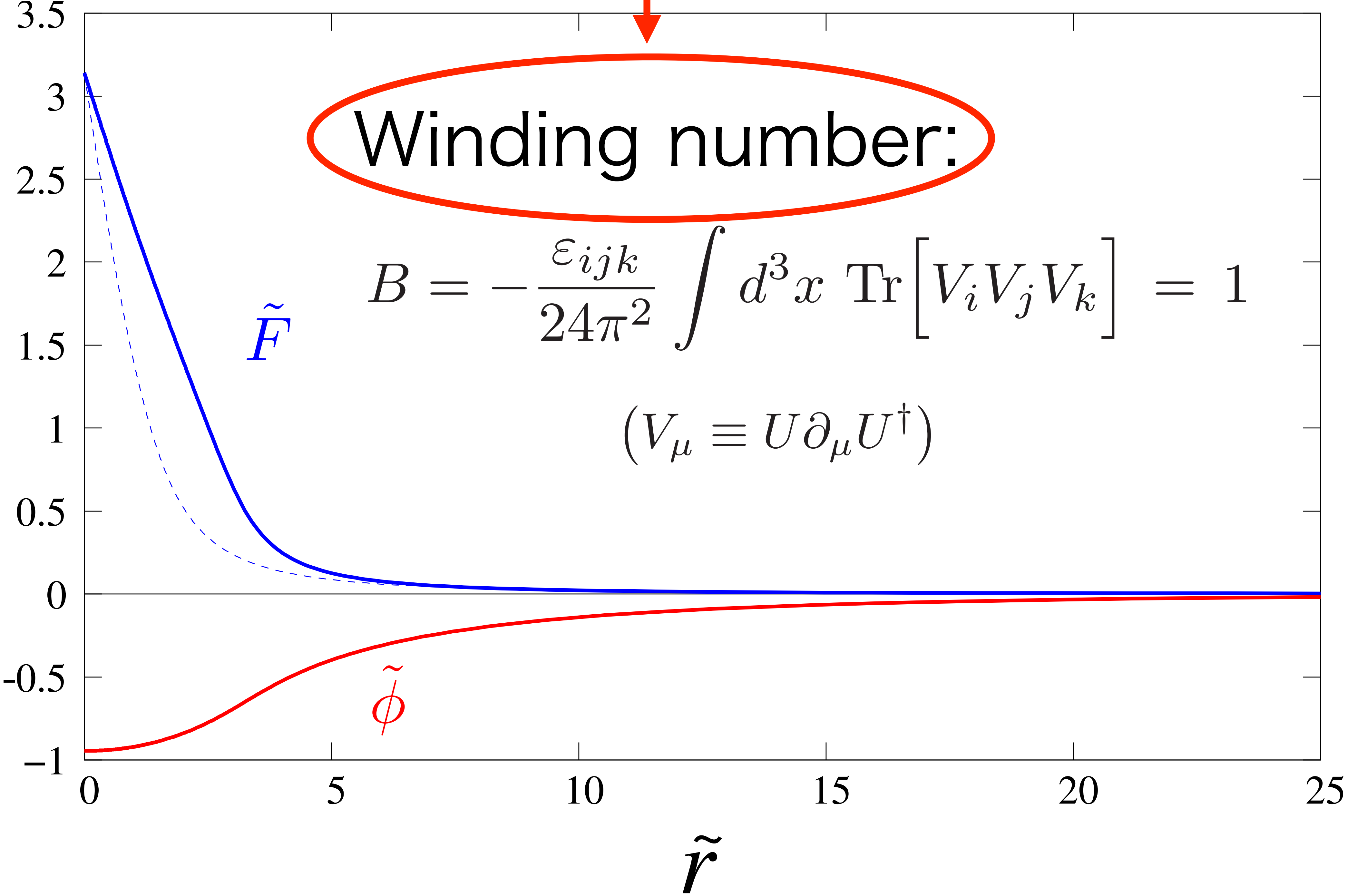
解：

場の配位の連続変形に対して不変

Winding number:

$$B = -\frac{\varepsilon_{ijk}}{24\pi^2}\int d^3x \,\mathrm{Tr}\left[V_i V_j V_k\right] \;=\; 1$$

$$\left(V_\mu \equiv U\partial_\mu U^\dagger\right)$$

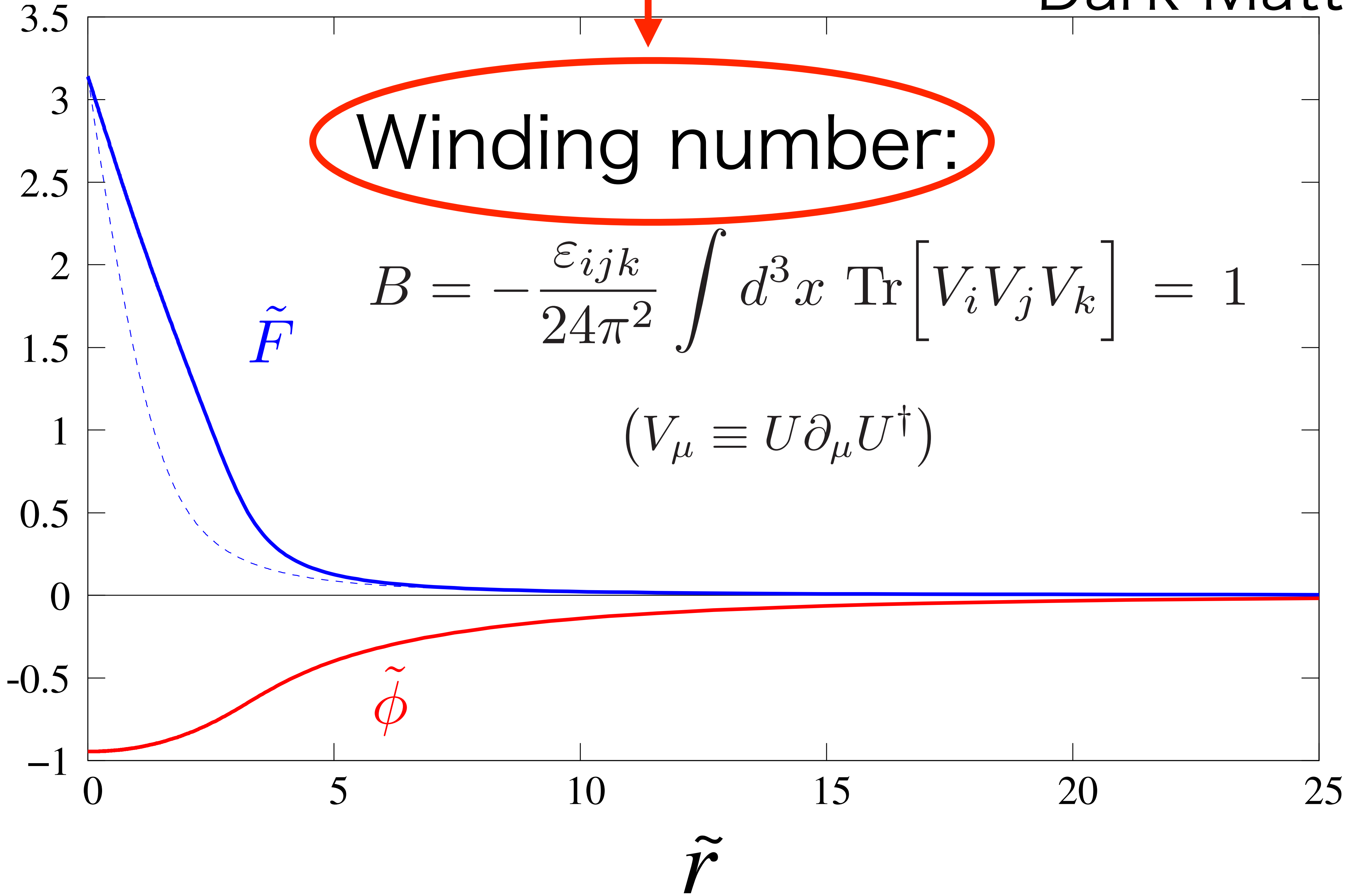


解：

場の配位の連続変形に対して不変

→ stability

→ Dark Matter

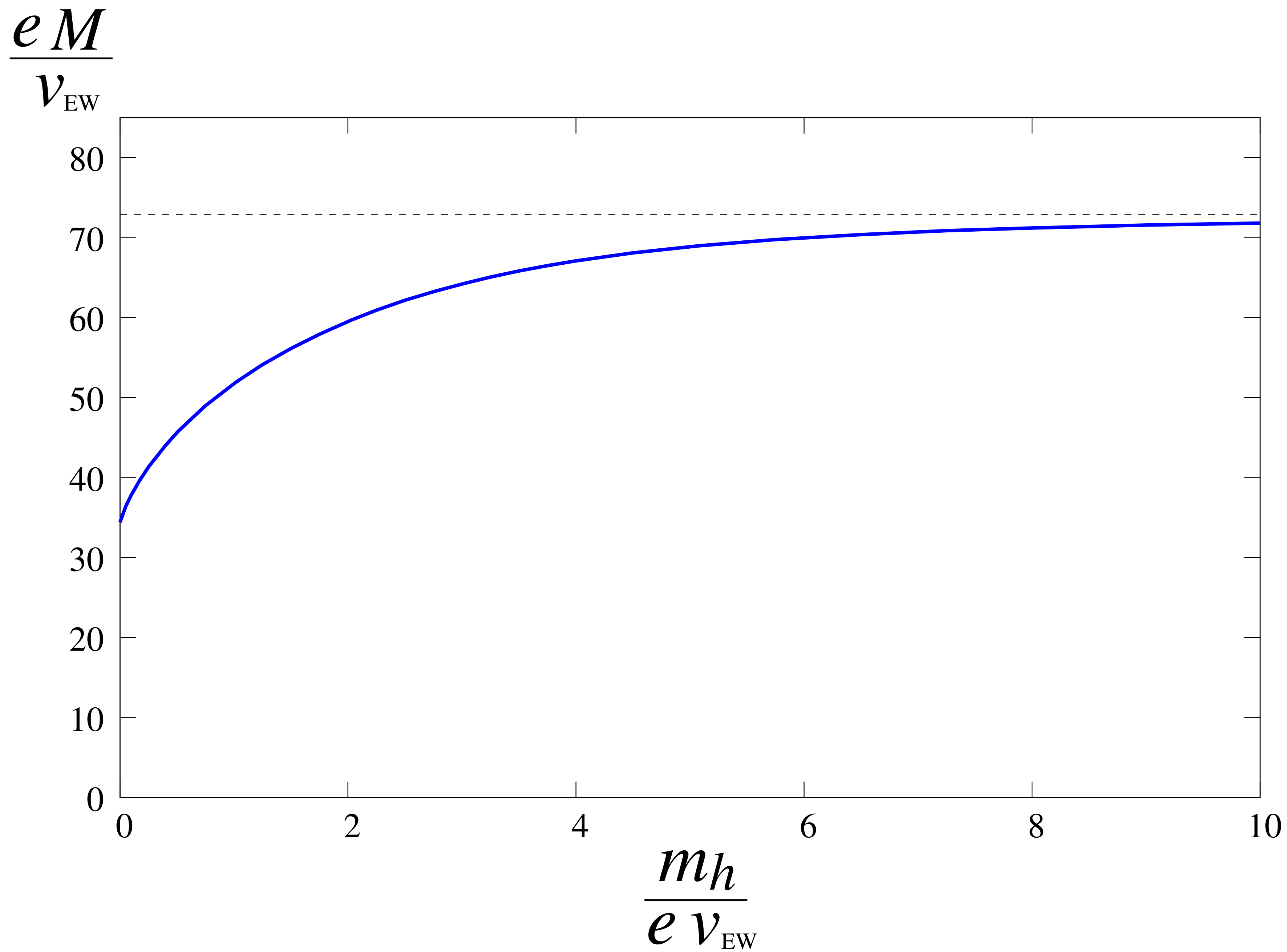


Winding number:

$$B = -\frac{\varepsilon_{ijk}}{24\pi^2}\int d^3x\ \mathrm{Tr}\left[V_i V_j V_k\right] = 1$$

$$\left(V_\mu \equiv U\partial_\mu U^\dagger\right)$$

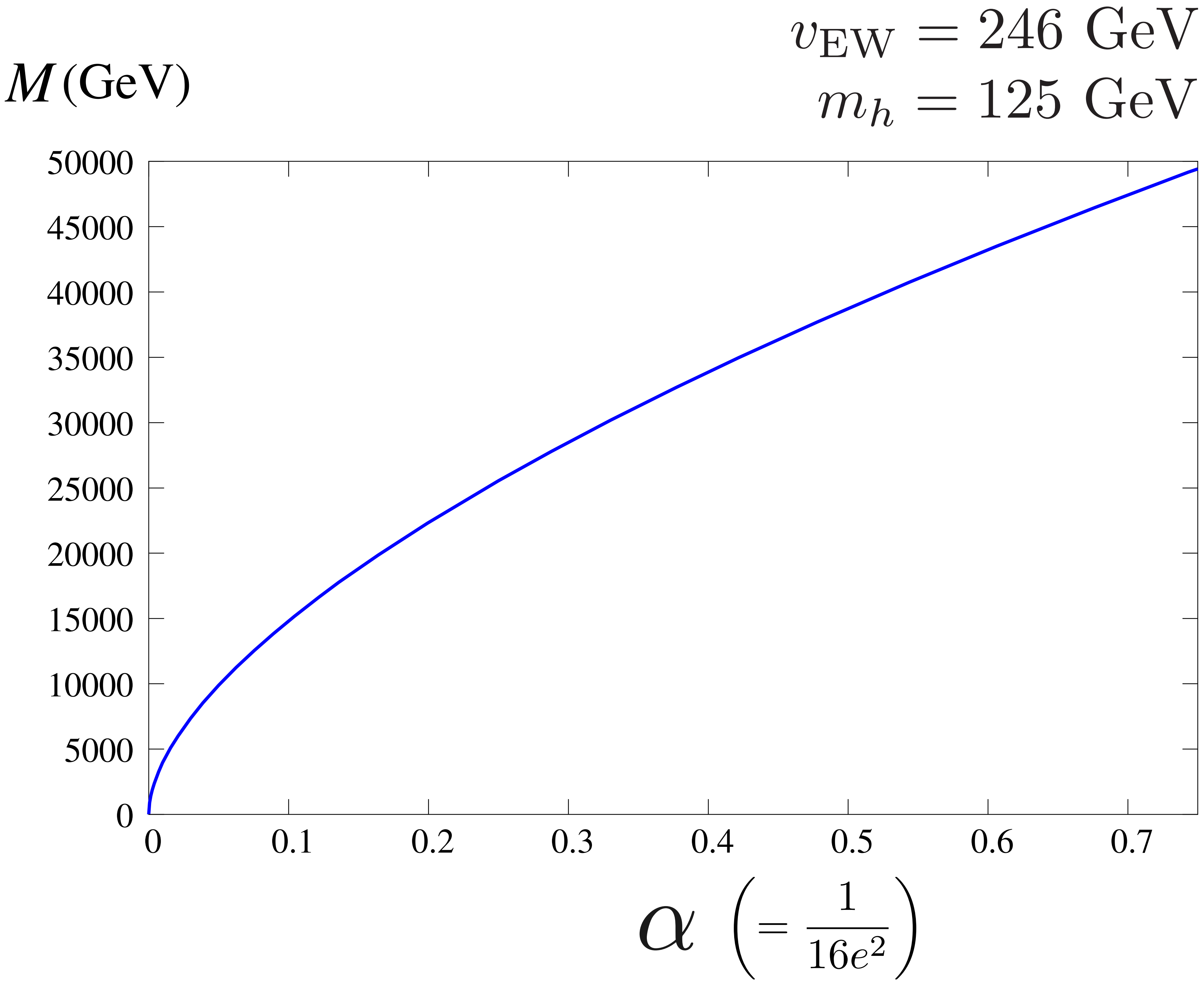
質量 (in the unit of $\frac{v_{\mathrm{EW}}}{e}$)



$m_h \to$ large　$\frac{M}{v_{\mathrm{EW}}/e}$ がスキルム模型の値に近づいていく

$m_h \to$ small　$\frac{M}{v_{\mathrm{EW}}/e}$ が小さくなる

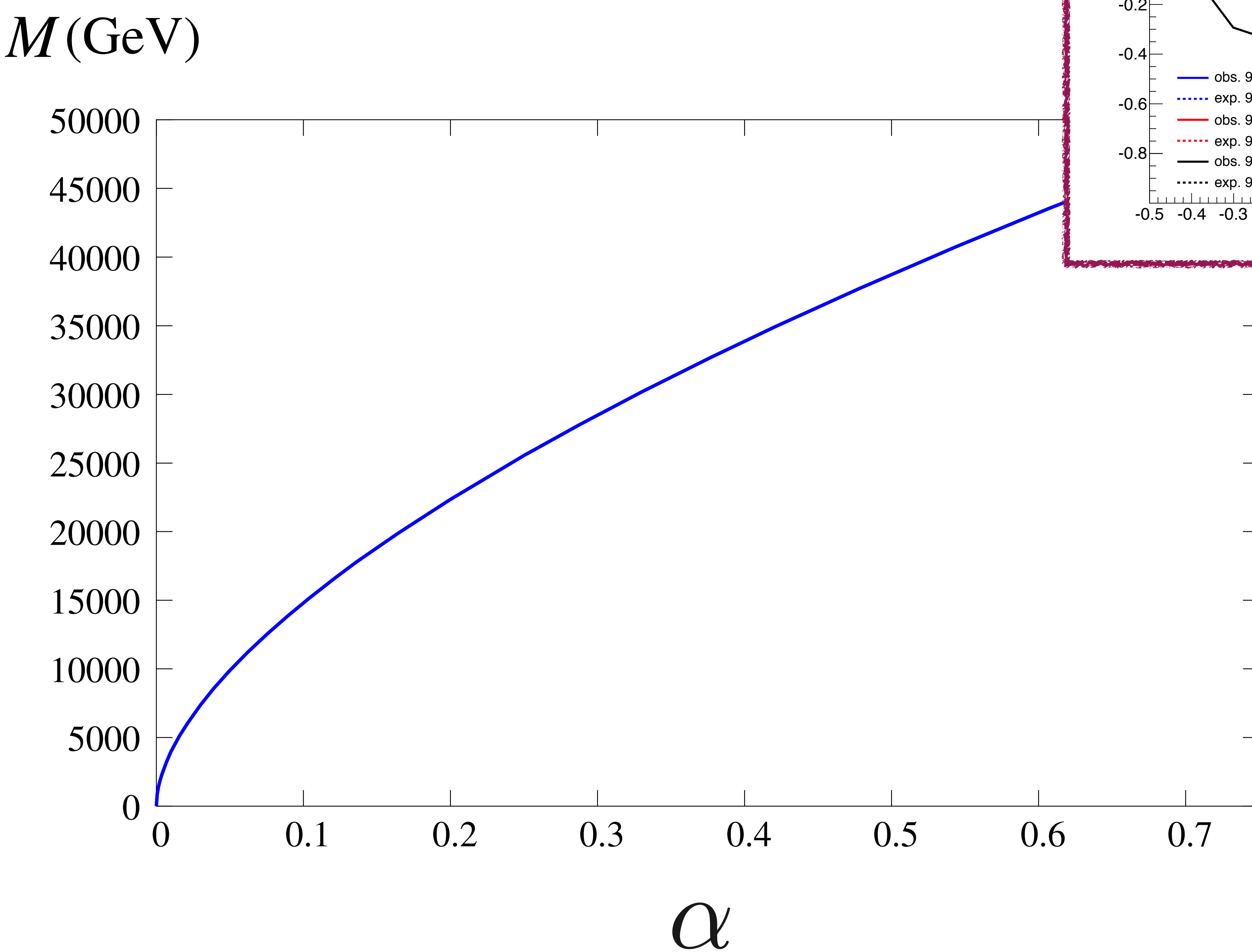
質量



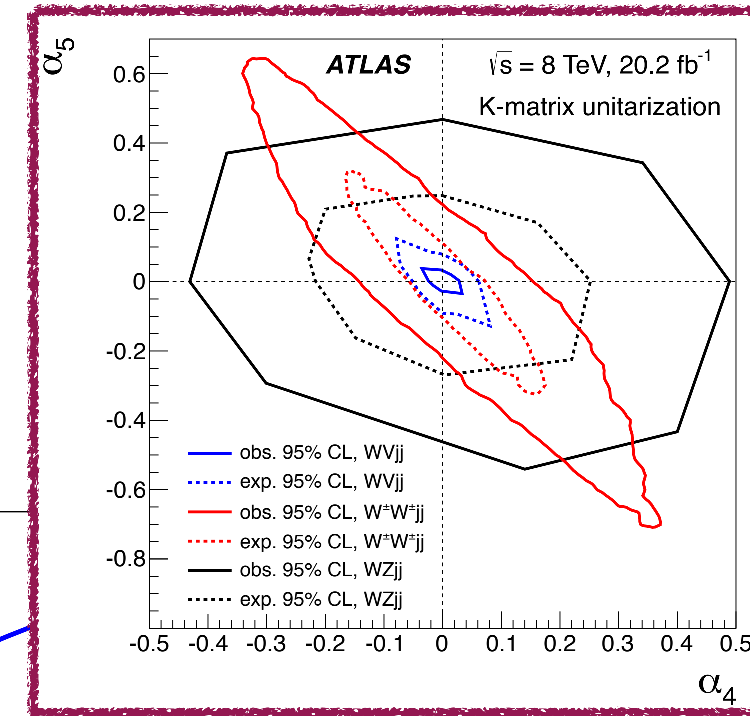
$v_{\mathrm{EW}} = 246$ GeV
$m_h = 125$ GeV
M (GeV)
50000
45000
40000
35000
30000
25000
20000
15000
10000
5000
0
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
$\alpha \left(= \frac{1}{16e^2}\right)$

質量

実験からの制限



M (GeV)
50000
45000
40000
35000
30000
25000
20000
15000
10000
5000
0
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
α

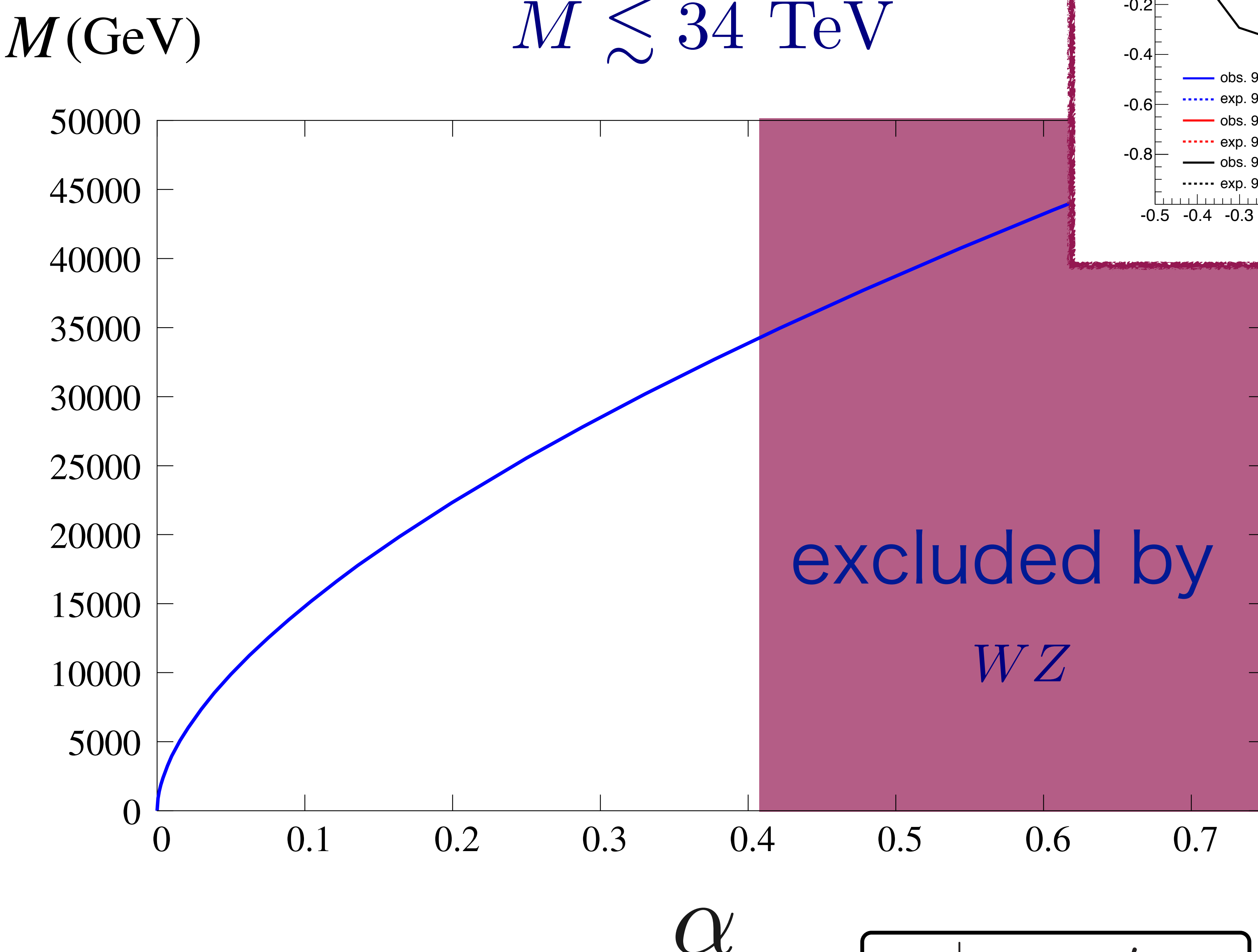


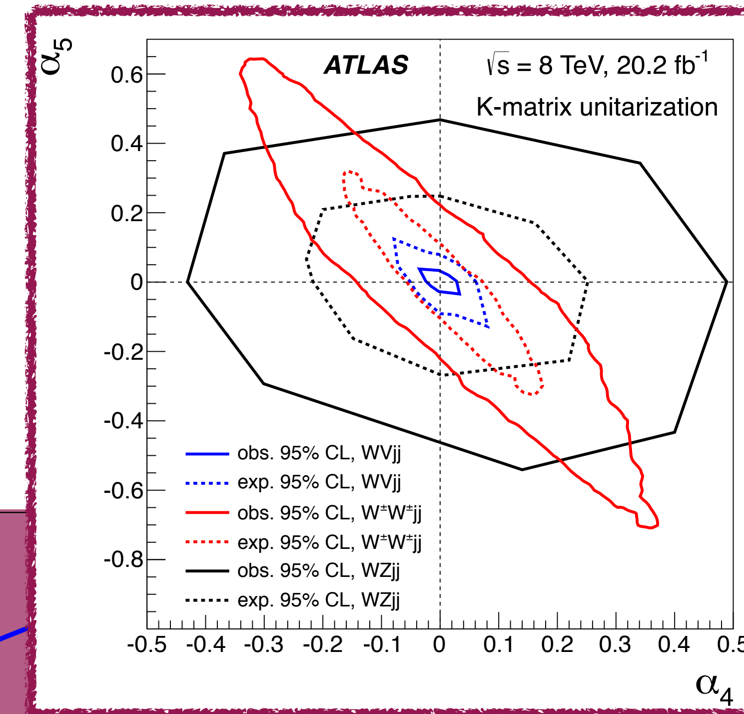
ATLAS
√s = 8 TeV, 20.2 fb⁻¹
K-matrix unitarization
α5
α4
obs. 95% CL, WVjj
exp. 95% CL, WVjj
obs. 95% CL, W±W±jj
exp. 95% CL, W±W±jj
obs. 95% CL, WZjj
exp. 95% CL, WZjj

質量

実験からの制限

$M \lesssim 34\ \mathrm{TeV}$





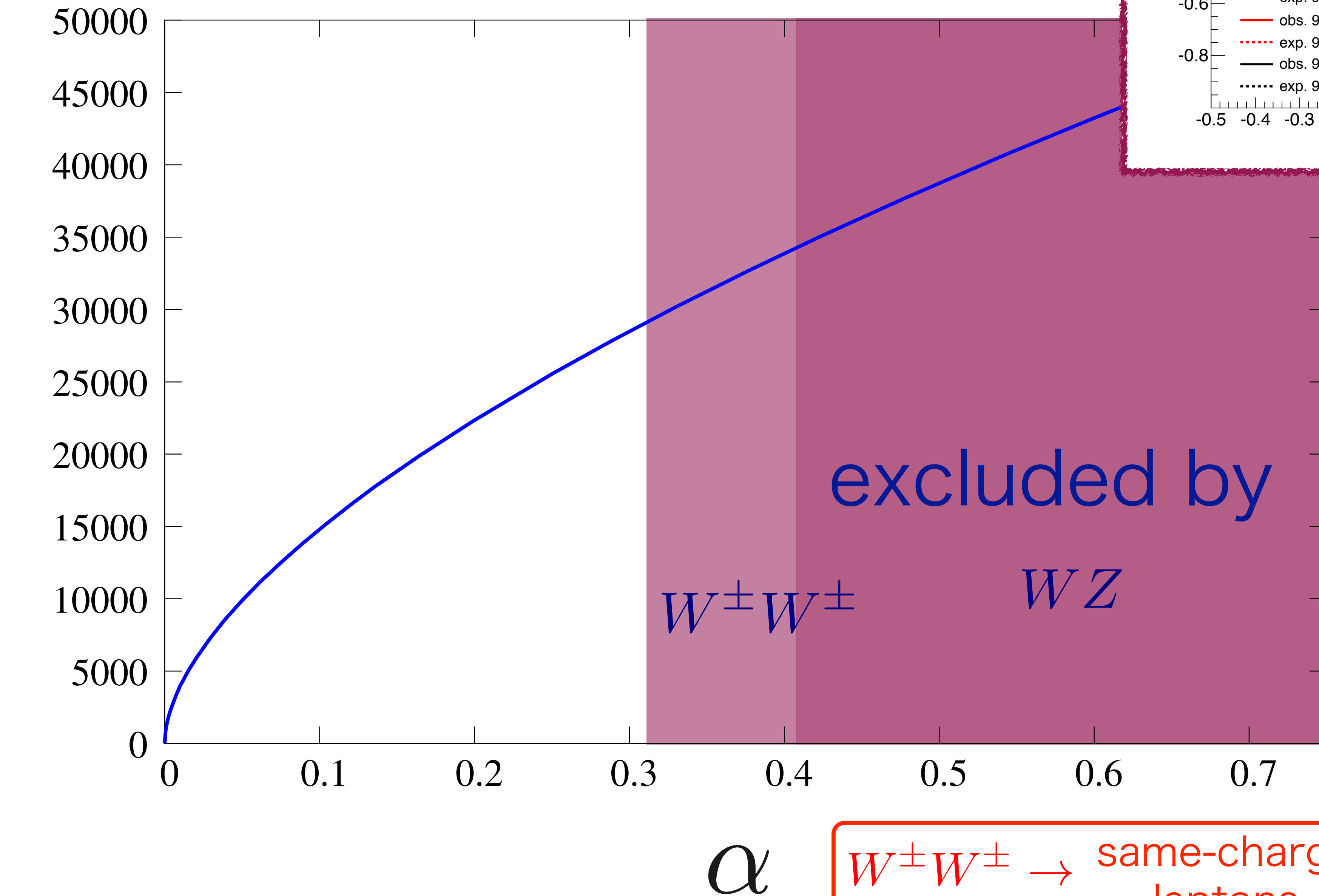
$W^\pm Z \to \ell' \nu \ell \ell$

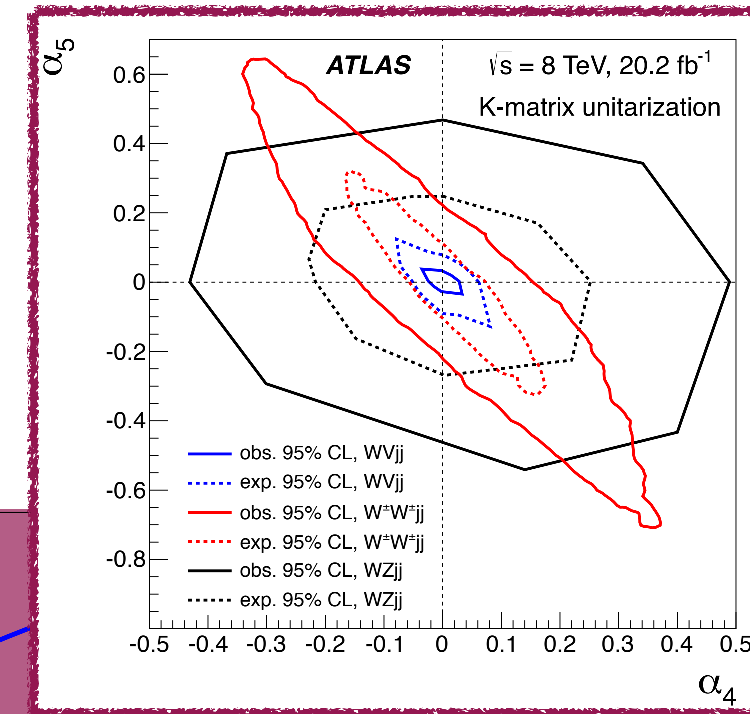
(arXiv:1603.02151)

質量

実験からの制限

$M \lesssim 29\ \mathrm{TeV}$





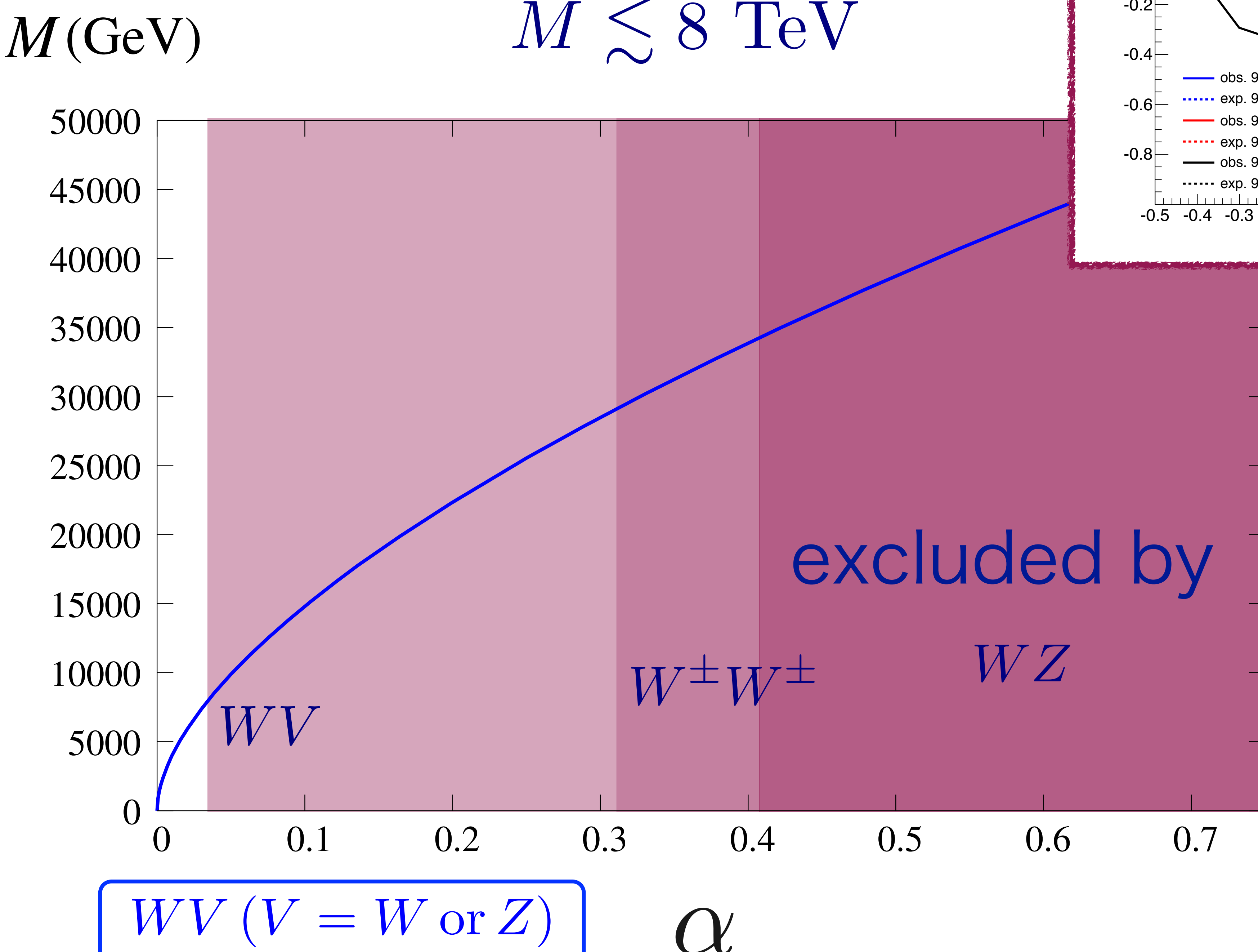
$W^\pm W^\pm \rightarrow$ same-charge leptons

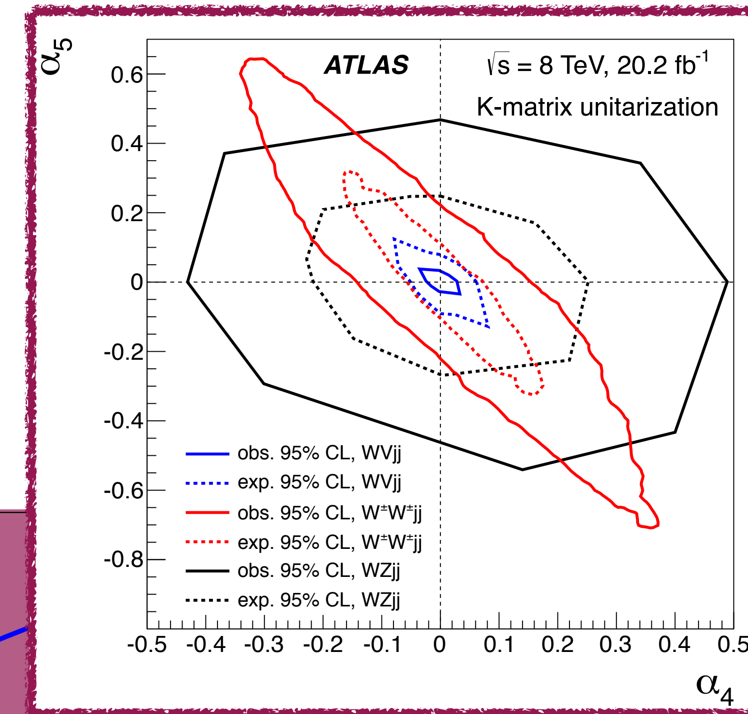
(arXiv:1405.6241)

質量

実験からの制限

$M \lesssim 8\ \text{TeV}$





$WV\ (V = W \text{ or } Z)$

$W \to \ell\nu$

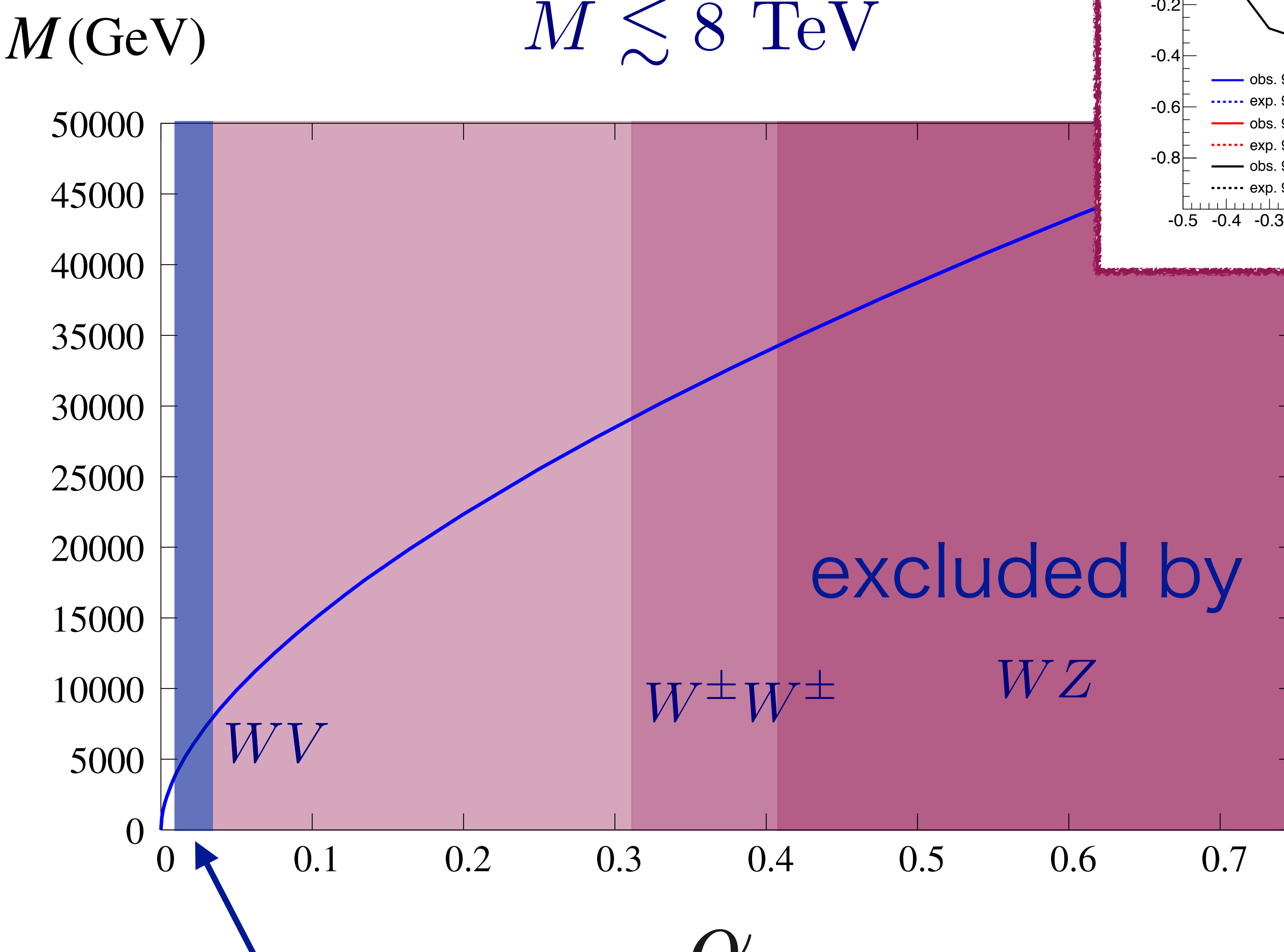
$V \to jj \text{ or } J$

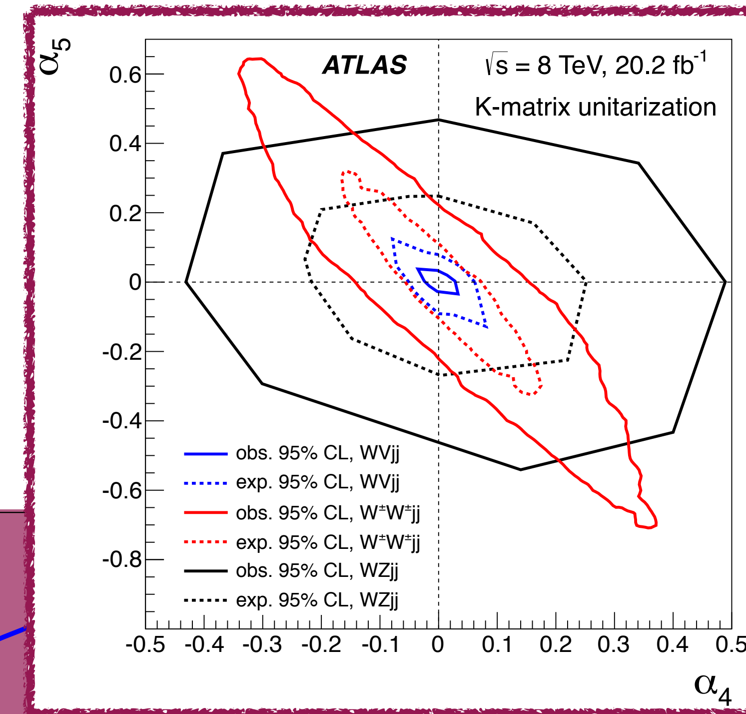
(arXiv:1609.05122)

質量

実験からの制限

$M \lesssim 8$ TeV





LHC RUN2 sensitivity: $\alpha \simeq \mathcal{O}(0.01)$

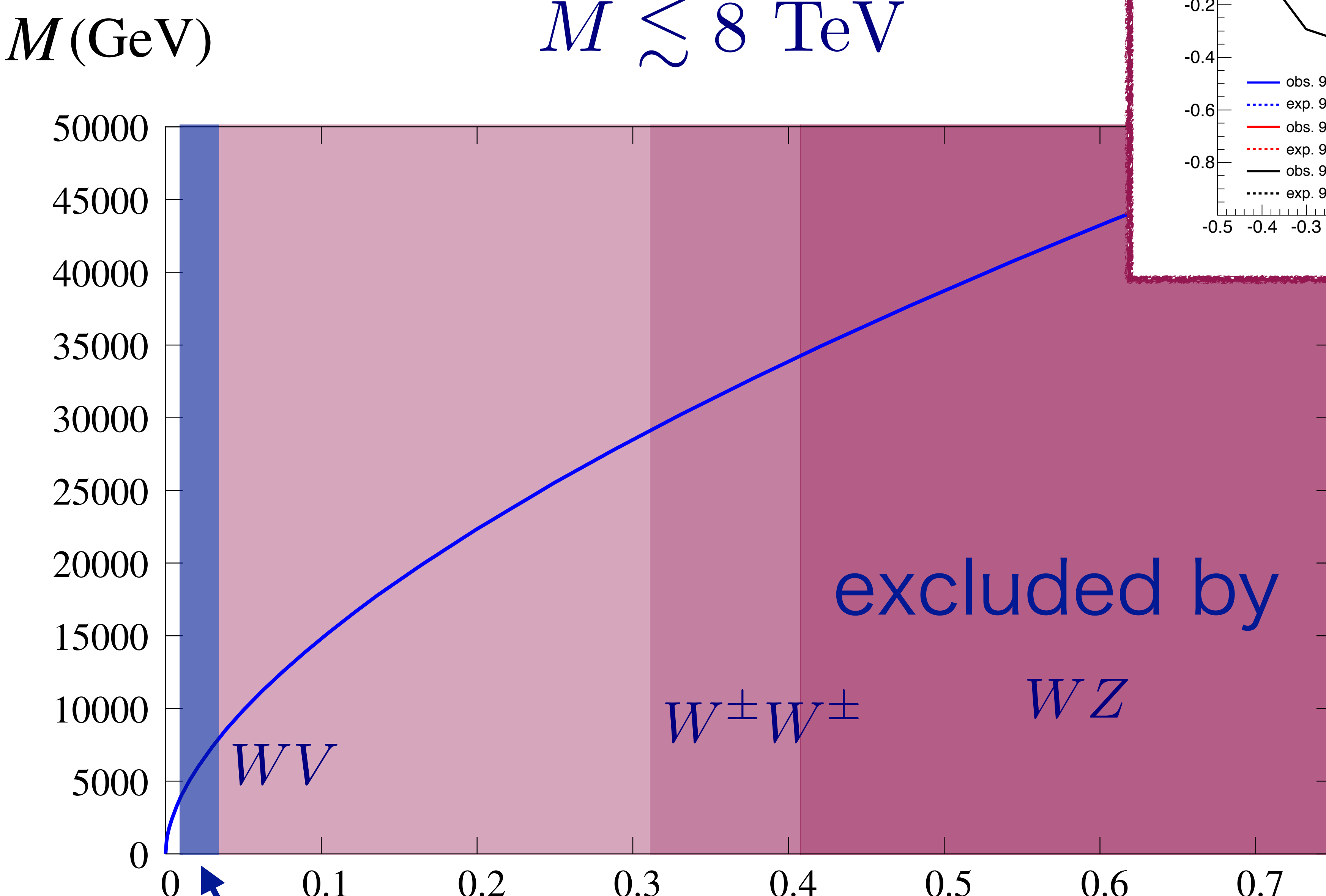
$\Leftrightarrow\ M \sim$ a few TeV

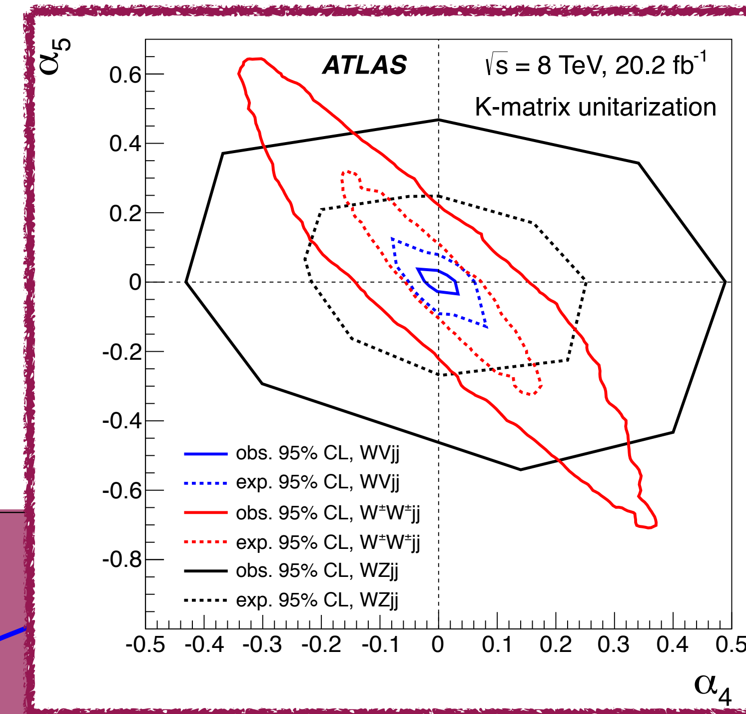
(Fabbrichesi et al. arXiv:1509.06378)

質量

実験からの制限

$M \lesssim 8$ TeV





上からどんどん制限が迫ってくる

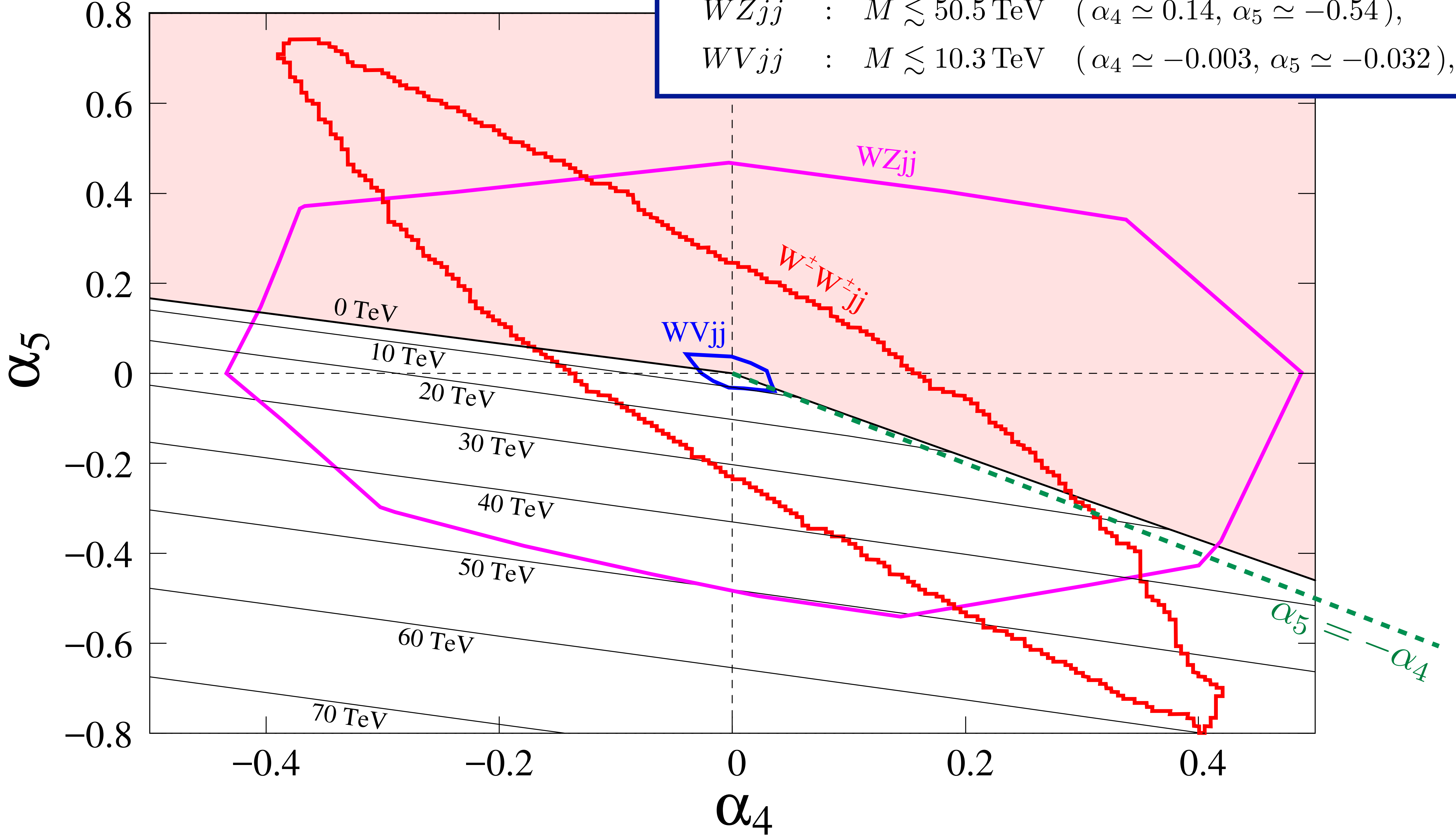
LHC RUN2 sensitivity: $\alpha \simeq \mathcal{O}(0.01)$

$\Leftrightarrow \; M \sim \mathrm{a\ few\ TeV}$

(Fabbrichesi et al. arXiv:1509.06378)

一般の α_4, α_5 場合

$$
\begin{array}{lcll}
W^\pm W^\pm jj & : & M \lesssim 60.1\,\mathrm{TeV} & (\,\alpha_4 \simeq 0.4,\ \alpha_5 \simeq -0.8\,), \\
WZjj & : & M \lesssim 50.5\,\mathrm{TeV} & (\,\alpha_4 \simeq 0.14,\ \alpha_5 \simeq -0.54\,), \\
WVjj & : & M \lesssim 10.3\,\mathrm{TeV} & (\,\alpha_4 \simeq -0.003,\ \alpha_5 \simeq -0.032\,),
\end{array}
$$



4. 暗黒物質としての電弱スキルミオン

暗黒物質としての電弱スキルミオン

Thermal production?

$$\Omega_S h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27}\mathrm{cm}^3/\mathrm{sec}}{\langle \sigma_A v_{\mathrm{rel}} \rangle} \approx 0.1$$

暗黒物質としての電弱スキルミオン

Thermal production?

$$\Omega_S h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27}\mathrm{cm}^3/\mathrm{sec}}{\langle \sigma_A v_{\mathrm{rel}} \rangle} \approx 0.1$$

$$\sim \pi R^2 = \pi/(e\, v_{\mathrm{EW}})^2$$

暗黒物質としての電弱スキルミオン

Thermal production?

$$\Omega_S h^2 \approx \frac{3\times 10^{-27}\mathrm{cm}^3/\mathrm{sec}}{\langle \sigma_A v_{\mathrm{rel}} \rangle} \approx 0.1$$

$$\sim \pi R^2 = \pi/(e\, v_{\mathrm{EW}})^2$$

$$e \sim 150 \quad (\Leftrightarrow M \sim 60\ \mathrm{GeV})$$

直接探索実験でもっとも厳しく制限されている領域

暗黒物質としての電弱スキルミオン

Thermal production?

$$\Omega_S h^2 \approx \frac{3\times 10^{-27}\mathrm{cm}^3/\mathrm{sec}}{\langle \sigma_A v_{\mathrm{rel}} \rangle} \approx 0.1$$

$$\sim \pi R^2 = \pi/(e\, v_{\mathrm{EW}})^2$$

$$e \sim 150 \quad (\Leftrightarrow M \sim 60\ \mathrm{GeV})$$

直接探索実験でもっとも厳しく制限されている領域

We simply assume the right amount of the asymmetry was produced in the history of the Universe

暗黒物質としての電弱スキルミオン

直接探索実験からの制限（LUX）

simple assumption for a rough estimate: $\mathcal{L}_{\rm eff} = -2\kappa |S|^2 |H|^2$

$$\sigma_{\rm SI} \approx \frac{\kappa^2 m_N^4 f^2}{\pi M^2 m_h^4}$$

$$\simeq \left(\frac{\kappa}{1.0}\right)^2 \left(\frac{1\,\mathrm{TeV}}{M}\right)^2 \left(\frac{f}{0.3}\right)^2 \times 3.6 \times 10^{-44}\ \mathrm{cm}^2$$

$$f = 0.3$$

$$\kappa = 1.0\ \ (0.5,\ \pi)$$

$\Rightarrow$

$$M \gtrsim 1.5\ \mathrm{TeV}$$

$$(M \gtrsim 1.0,\ 3.5\ \mathrm{TeV})$$

暗黒物質としての電弱スキルミオン

直接探索実験からの制限（LUX）

simple assumption for a rough estimate: $\mathcal{L}_{\text{eff}} = -2\kappa|S|^2|H|^2$

$$\sigma_{\text{SI}} \approx \frac{\kappa^2 m_N^4 f^2}{\pi M^2 m_h^4}$$

$$\simeq \left(\frac{\kappa}{1.0}\right)^2 \left(\frac{1\,\text{TeV}}{M}\right)^2 \left(\frac{f}{0.3}\right)^2 \times 3.6 \times 10^{-44}\ \text{cm}^2$$

LUX updated

2.5TeV

$f = 0.3$

$\kappa = 1.0\ \ (0.5,\ \pi)$

⇒

$M \gtrsim \boxed{1.5\ \text{TeV}}$

$(M \gtrsim 1.0,\ 3.5\ \text{TeV})$

5. まとめと展望

まとめ

- 標準模型の Higgs Lagragian に、**実験で許されている範囲内で**高次の微分項を導入し、Higgs 場が non-trivial な configuration を持つことが可能であることを示した

まとめ

- 標準模型の Higgs Lagragian に、**実験で許されている範囲内で**高次の微分項を導入し、Higgs 場が non-trivial な configuration を持つことが可能であることを示した

- 質量は**上下両サイドから**制限

DM direct detection　＆　WW scattering

まとめ

- 標準模型の Higgs Lagrangian に、**実験で許されている範囲内で**高次の微分項を導入し、Higgs 場が non-trivial な configuration を持つことが可能であることを示した

- 質量は**上下両サイドから**制限

DM direct detection & WW scattering

$$1.5\ \mathrm{TeV} \lesssim M \lesssim 34\ \mathrm{TeV}$$

May, 2016

まとめ

- 標準模型の Higgs Lagrangian に、**実験で許されている範囲内で**高次の微分項を導入し、Higgs 場が non-trivial な configuration を持つことが可能であることを示した

- 質量は**上下両サイドから**制限

DM direct detection & WW scattering

$$1.5\ \mathrm{TeV} \lesssim M \lesssim 34\ \mathrm{TeV}$$ ← May, 2016

↓ ↓

$$2.5\ \mathrm{TeV} \qquad 8\ \mathrm{TeV}$$ ← today

まとめ

- 標準模型の Higgs Lagragian に、**実験で許されている範囲内で**高次の微分項を導入し、Higgs 場が non-trivial な configuration を持つことが可能であることを示した

- 質量は**上下両サイドから**制限

DM direct detection & WW scattering

$1.5\ \mathrm{TeV} \lesssim M \lesssim 34\ \mathrm{TeV}$ ← May, 2016

$2.5\ \mathrm{TeV}$ $8\ \mathrm{TeV}$ ← today

Xenon1T $\sim 5\ \mathrm{TeV}$ $\sim 4\ \mathrm{TeV}$ ← near future

LZ $\sim 10\ \mathrm{TeV}$ LHC RUN2

まとめ

- 標準模型の Higgs Lagragian に、**実験で許されている範囲内で**高次の微分項を導入し、Higgs 場が non-trivial な configuration を持つことが可能であることを示した

- 質量は**上下両サイドから**制限

DM direct detection & WW scattering

$$1.5 \text{ TeV} \lesssim M \lesssim 34 \text{ TeV}$$

May, 2016

近い将来、上限、下限の感度がオーバーラップするので、検証（あるいは否定）が可能である

today

Xenon1T ~ 5 TeV

LZ ~ 10 TeV

~ 4 TeV

LHC RUN2

near future

展望

- UV theory?
- 初期宇宙
- 電弱スキルミオンの理論的性質
- 4点ゲージ結合の測定