

トポロジカルソリトンとその現象論への応用

倉知昌史

慶應義塾大学 自然科学研究教育センター
東京大学 宇宙線研究所

第65回 原子核三者若手夏の学校

2019年8月5日～10日 白浜荘・滋賀県高島市

私の略歴

私の略歴

名古屋生まれ名古屋育ち：名大E研出身

私の略歴

名古屋生まれ名古屋育ち：名大E研出身

2002年原子核三者若手夏の学校校長

私の略歴

名古屋生まれ名古屋育ち：名大E研出身

2002年原子核三者若手夏の学校校長

・
・
・

現在に至る

慶應義塾大学 自然科学研究教育センター

私の略歴

名古屋生まれ名古屋育ち：名大E研出身

2002年原子核三者若手夏の学校校長

→ 東北大 → ニューヨーク州立大学 → 京大基研



KEK ← 名大KMI ← 東北大 ← ロスアラモス国立研究所



慶應義塾大学 自然科学研究教育センター

本職：東京大学宇宙線研究所

Research Administrator

(神岡地区担当)

本職：東京大学宇宙線研究所
Research Administrator
(神岡地区担当)

**神岡に何があるかは皆さんもちろん
ご存知ですよ？**

本職：東京大学宇宙線研究所 Research Administrator (神岡地区担当)

第65回 夏の学校
原子核三者若手

2019年8月5日(月)~8月10日(土) @白浜荘 滋賀県高島市安曇川町近江白浜

三者共通講義1
重力波物理学の進展と展望
田中貴浩氏 京都大学理学研究科

三者共通講義2
ニュートリノ物理学の今までとこれから
中家剛氏 京都大学理学研究科

素粒子パート
D ブレインと QCD
杉本茂樹氏 京都大学基礎物理学研究所

くりこみと汎関数くりこみ群
園田英徳氏 神戸大学

トポロジカルソリトンとその現象論への応用
倉知昌史氏 慶応義塾大学自然科学研究教育センター

原子核パート
トポロジカル輸送現象：
素粒子・原子核物理から宇宙物理まで
山本直希氏 慶応義塾大学理工学部

Nuclear density functional theory:
From fundamentals to frontiers
Haozhao Liang RIKEN / U. Tokyo

原子核におけるクラスター相関と
宇宙における元素合成
川畑貴裕氏 大阪大学理学研究科

http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~sansha.wakate/school2019/
原子核三者若手夏の学校 2019

三者準備校 ■ 金沢大学、九州大学
連絡先 ■ summerschool2019@hep.s.kanazawa-u.ac.jp
後援 ■ 京都大学 基礎物理学研究所、素粒子論グループ、原子核談話会、
大阪大学 核物理研究センター
協賛 ■ 理化学研究所 仁科加速器研究センター、
高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所、日本物理学会

本職：東京大学宇宙線研究所 Research Administrator (神岡地区担当)

第65回 夏の学校
原子核三者若手

2019年8月5日(月)～8月10日(土) @白浜荘 滋賀県高島市安曇川町近江白浜

三者共通講義1
重力波物理学の
進展と展望
田中貴浩氏 京都大学理学研究科

三者共通講義2
ニュートリノ物理学の
今までとこれから
中家剛氏 京都大学理学研究科

素粒子パート
D ブレインと QCD
杉本茂樹氏 京都大学基礎物理学研究所

くりこみと汎関数くりこみ群
園田英徳氏 神戸大学

トポロジカルソリトンとその現象論への応用
倉知昌史氏 慶応義塾大学自然科学研究教育センター

原子核パート
トポロジカル輸送現象：
素粒子・原子核物理から宇宙物理まで
山本直希氏 慶応義塾大学理工学部

Nuclear density functional theory:
From fundamentals to frontiers
Haozhao Liang RIKEN / U. Tokyo

原子核におけるクラスター相関と
宇宙における元素合成
川畑貴裕氏 大阪大学理学研究科

http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~sansha.wakate/school/2019/
原子核三者若手夏の学校 2019

三者連携校 ■ 金沢大学、九州大学
連絡先 ■ summerschool2019@hep.s.kanazawa-u.ac.jp
後援 ■ 京都大学 基礎物理学研究所、素粒子論グループ、原子核話会、
大阪大学 核物理研究センター
協賛 ■ 理化学研究所 仁科加速器研究センター、
高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所、日本物理学会



本職：東京大学宇宙線研究所

Research Administrator

(神岡地区担当)



 <http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~sansha.wakate/school2019/>

原子核三者若手夏の学校 2019 🔍

三者準備校 ■ 金沢大学、九州大学
連絡先 ■ summerschool2019@hep.s.kanazawa-u.ac.jp
後援 ■ 京都大学 基礎物理学研究所、素粒子論グループ、原子核談話会、
大阪大学 核物理研究センター
協賛 ■ 理化学研究所 仁科加速研究センター、
高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所、日本物理学会

本職：東京大学宇宙線研究所 Research Administrator (神岡地区担当)



 <http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~sansha.wakate/school2019/>
原子核三者若手夏の学校 2019

三者準備校 ■ 金沢大学、九州大学
連絡先 ■ summerschool2019@hep.s.kanazawa-u.ac.jp
後援 ■ 京都大学 基礎物理学研究所、素粒子論グループ、原子核談話会、
大阪大学 核物理研究センター
協賛 ■ 理化学研究所 仁科加速研究センター、
高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所、日本物理学会

KAGRA!

本職：東京大学宇宙線研究所 Research Administrator (神岡地区担当)



 <http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~sansha.wakate/school2019/>
原子核三者若手夏の学校 2019

三者準備校 ■ 金沢大学、九州大学
連絡先 ■ summerschool2019@hep.s.kanazawa-u.ac.jp
後援 ■ 京都大学 基礎物理学研究所、素粒子論グループ、原子核談話会、
大阪大学 核物理研究センター
協賛 ■ 理化学研究所 仁科加速研究センター、
高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所、日本物理学会

KAGRA!

SK!

本職：東京大学宇宙線研究所 Research Administrator (神岡地区担当)



<http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~sansha.wakate/school2019/>
原子核三者若手夏の学校 2019

三者準備校 ■ 金沢大学、九州大学
連絡先 ■ summerschool2019@hep.s.kanazawa-u.ac.jp
後援 ■ 京都大学 基礎物理学研究所、素粒子論グループ、原子核談話会、
大阪大学 核物理研究センター
協賛 ■ 理化学研究所 仁科加速研究センター、
高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所、日本物理学会

KAGRA!

SK!

神岡！

本職：東京大学宇宙線研究所
Research Administrator
(神岡地区担当)



 <http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~sansha.wakate/school2019/>
原子核三者若手夏の学校 2019

三者準備校 ■ 金沢大学、九州大学
連絡先 ■ summerschool2019@hep.s.kanazawa-u.ac.jp
後援 ■ 京都大学 基礎物理学研究所、素粒子論グループ、原子核談話会、
大阪大学 核物理研究センター
協賛 ■ 理化学研究所 仁科加速研究センター、
高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所、日本物理学会

KAGRA!

SK!

ちなみに神岡ってどんなところ？

2019. 4. 2 撮影

(私のオフィスの窓から見える景色)

2019. 4. 2 撮影

(私のオフィスの窓から見える景色)



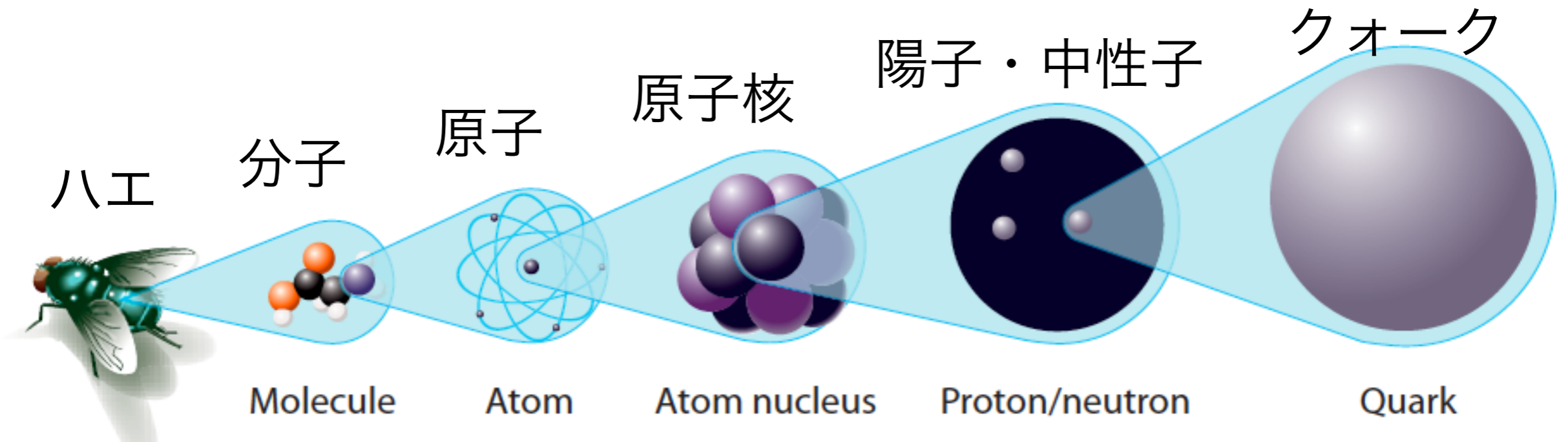
2019. 4. 2 撮影

(私のオフィスの窓から見える景色)



素粒子とはなにか

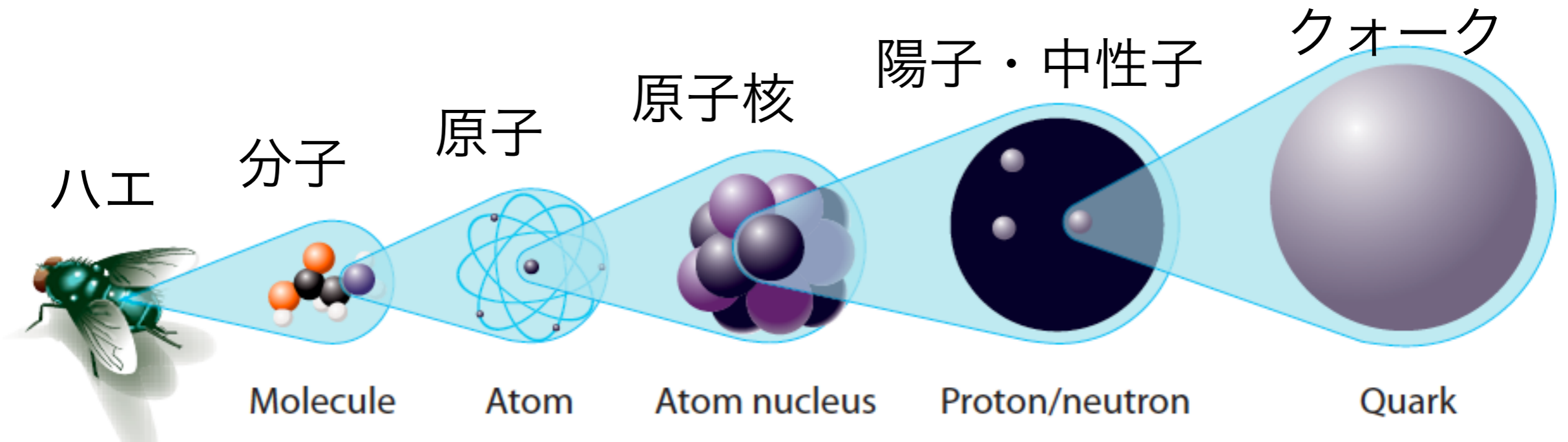
素粒子とはなにか



http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2008/popular-physicsprize2008.pdf より

それ以上分割することができない、
この世の全てのものを作っている基本粒子

素粒子とはなにか



http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2008/popular-physicsprize2008.pdf より

それ以上分割することができない、
この世の全てのものを作っている基本粒子

現実的には、その時代の実験技術、理論的知識からして、
大きさのない点粒子とみなしてしまってもよいもの

素粒子論とはなにか

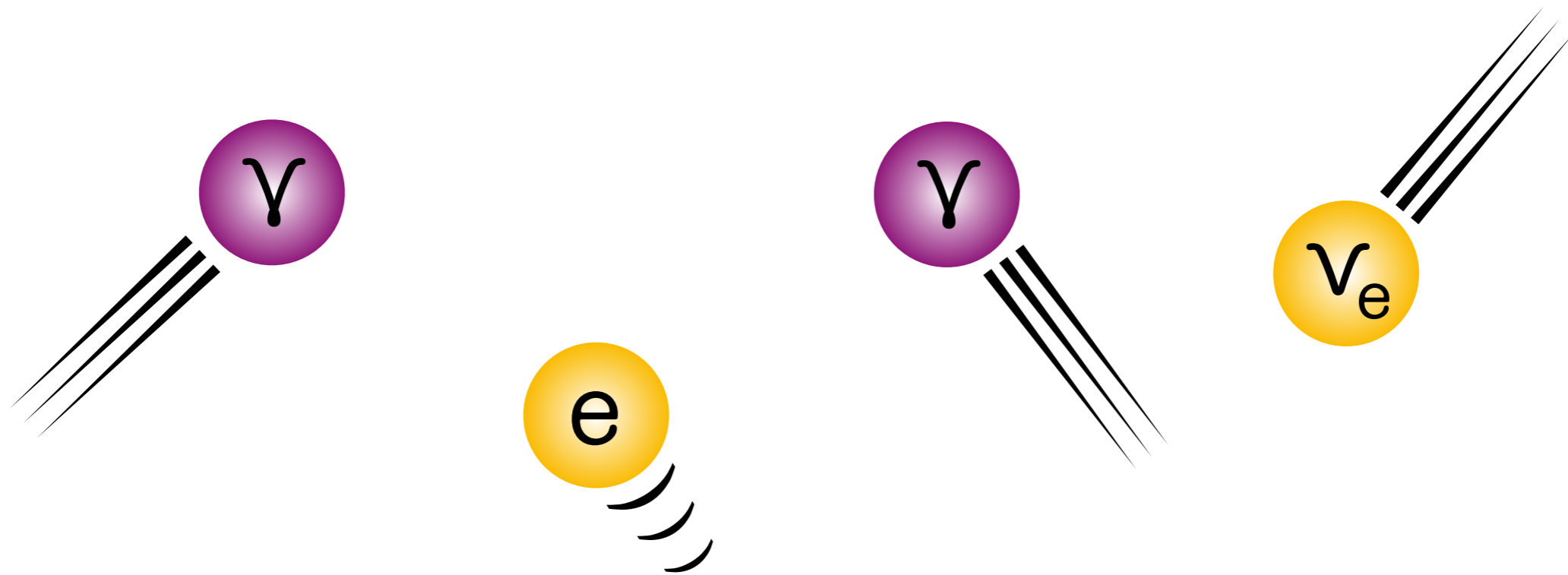
素粒子論とはなにか

(素粒子論の研究をすることは一体どういうことか)

素粒子論とはなにか

(素粒子論の研究をするとは一体どういうことか)

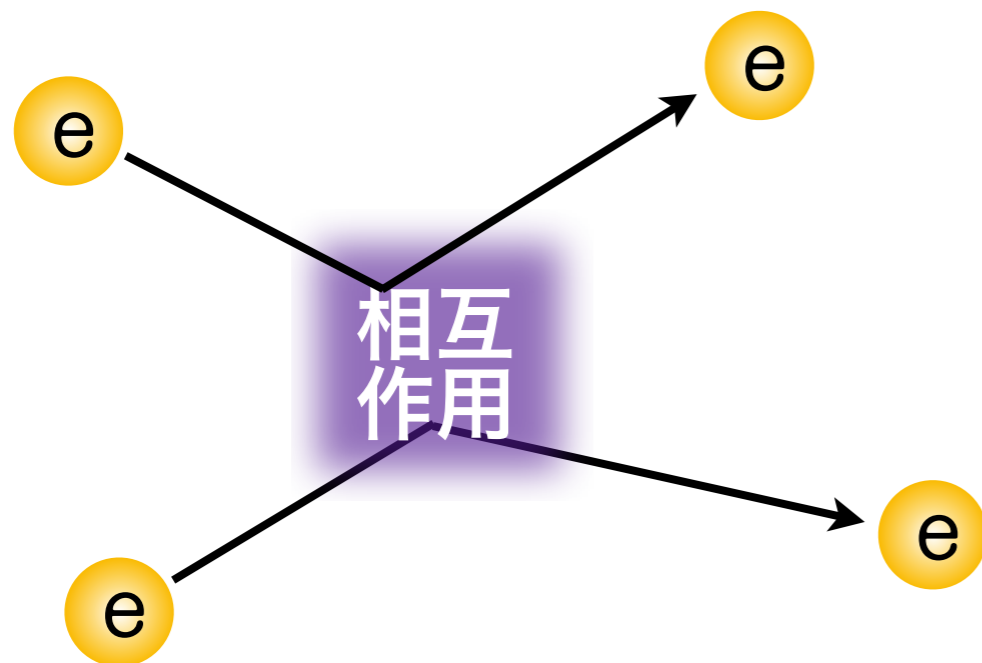
- この世の中はどれだけの種類の素粒子からできているのか
(できるだけ少ないほうがうれしい)
- それらの素粒子はどのような性質を持っているのか
(重いのか、軽いのか、なにか特殊な性質をもっているのか)



素粒子論とはなにか

(素粒子論の研究をするとは一体どういうことか)

- この世の中はどれだけの種類の素粒子からできているのか
(できるだけ少ないほうがうれしい)
- それらの素粒子はどのような性質を持っているのか
(重いのか、軽いのか、なにか特殊な性質をもっているのか)
- それらの素粒子同士はどのように相互作用するのか



素粒子論とはなにか

(素粒子論の研究をすることは一体どういうことか)

- この世の中はどれだけの種類の素粒子からできているのか
(できるだけ少ないほうがうれしい)
- それらの素粒子はどのような性質を持っているのか
(重いのか、軽いのか、なにか特殊な性質をもっているのか)
- それらの素粒子同士はどのように相互作用するのか

これらを正しく知れば、この世の中がどのようにできているかがわかり、この世の中でおこる全ての物理現象を説明できると考える、、、それが素粒子論

素粒子論とはなにか

(素粒子論の研究をすることは一体どういうことか)

- この世の中はどれだけの種類の素粒子からできているのか
(できるだけ少ないほうがうれしい)
- それらの素粒子はどのような性質を持っているのか
(重いのか、軽いのか、なにか特殊な性質をもっているのか)
- それらの素粒子同士はどのように相互作用するのか

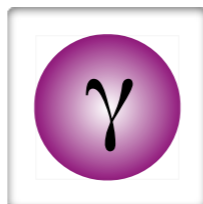
研究者が実際にやること：

- 上記3つに関して、仮説をたてる (**模型**をつくる)
- その仮説が世の中の物理現象 (実験結果) を正しく説明できるか、検証する。
- 未知の物理現象を予言する。

素粒子標準模型とはどんなモデルか

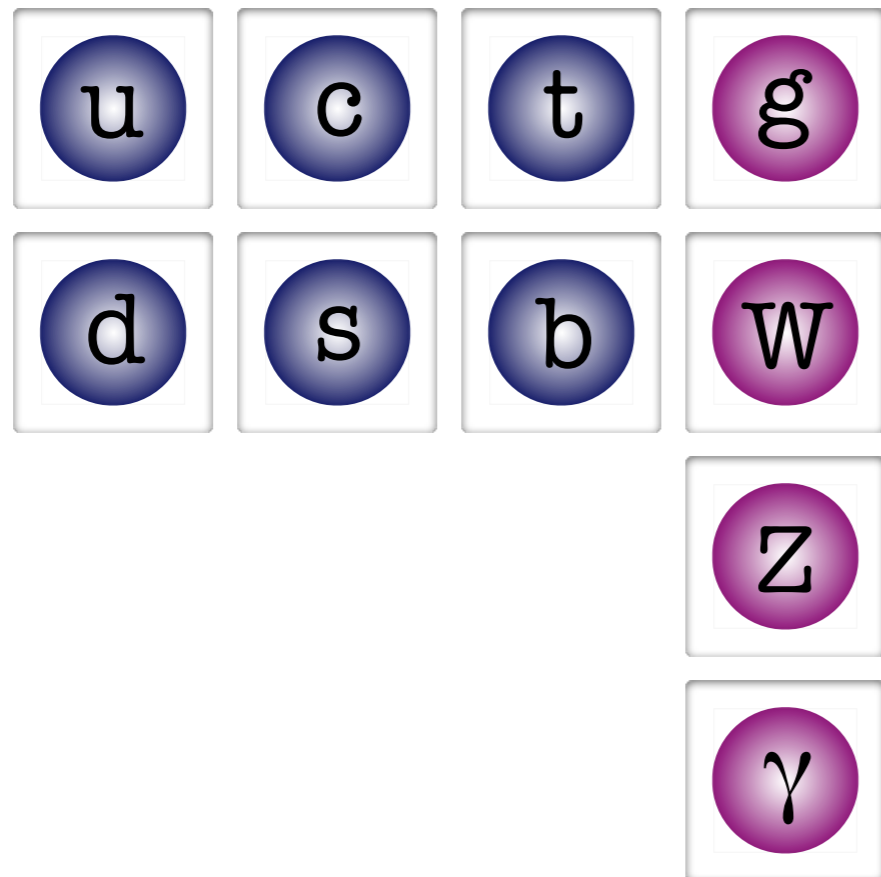
素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ



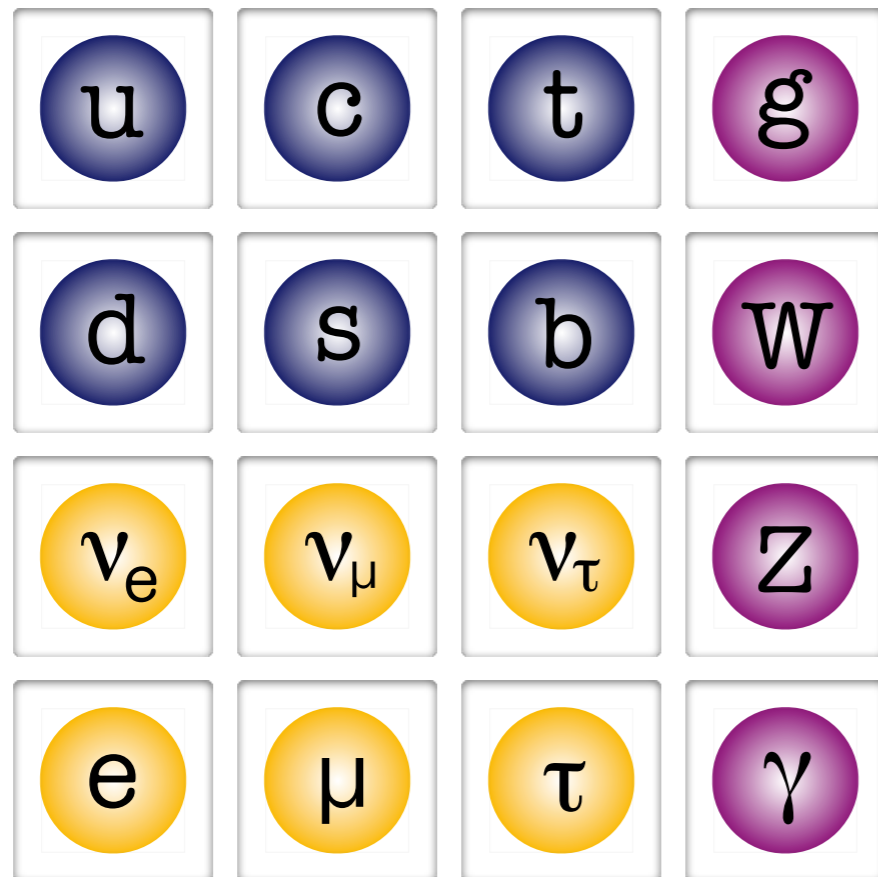
素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある



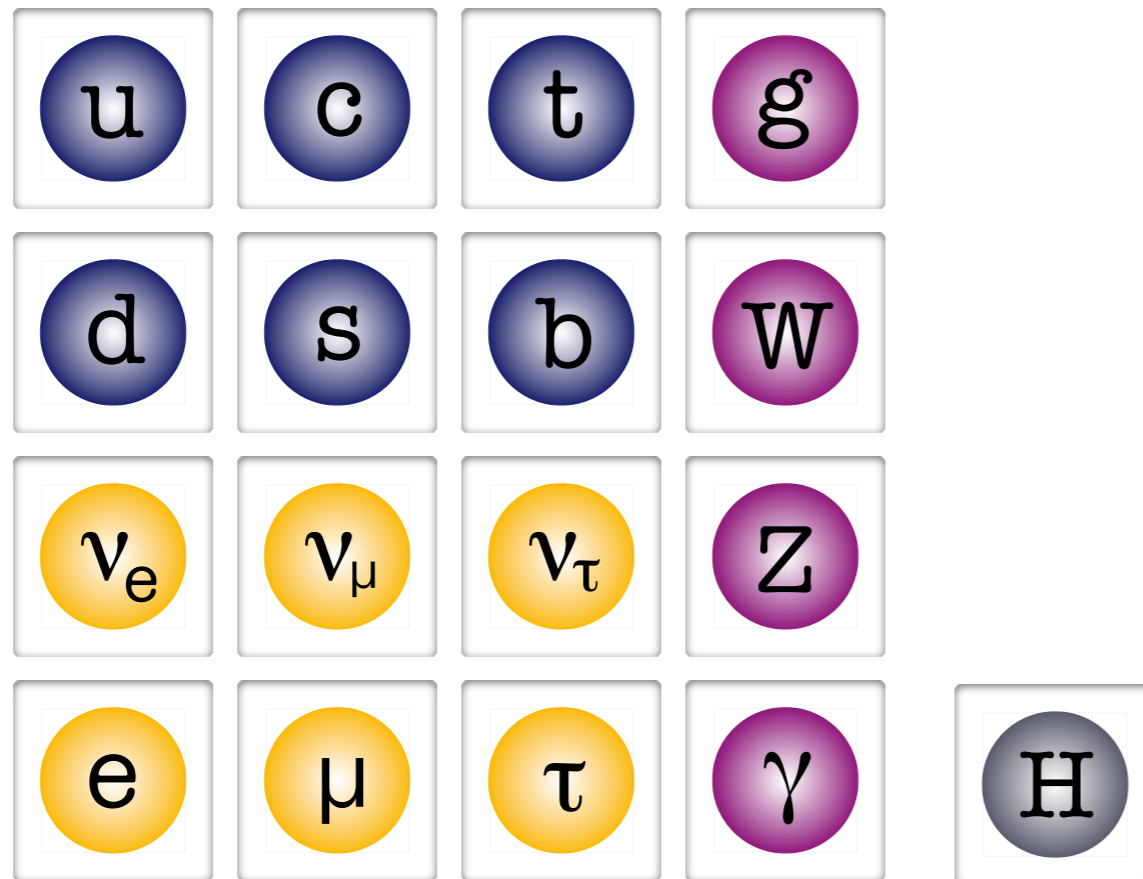
素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある



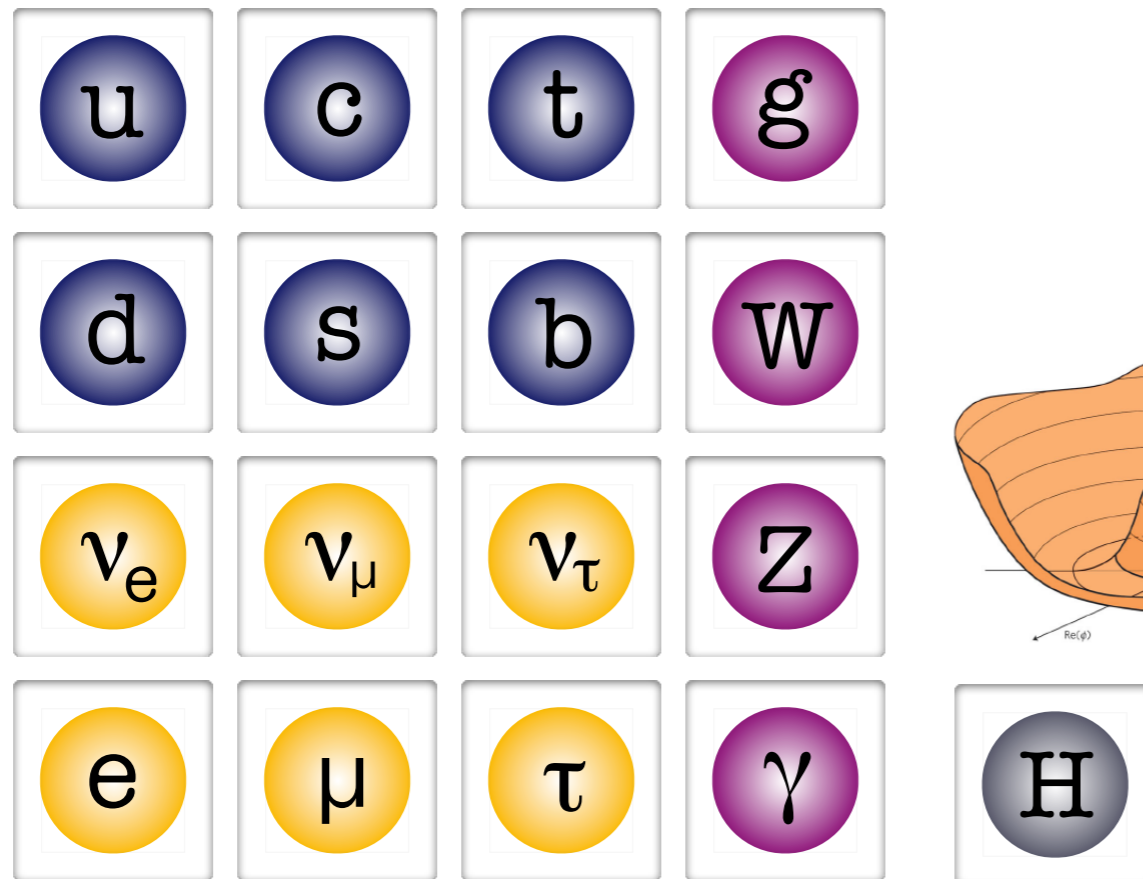
素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある



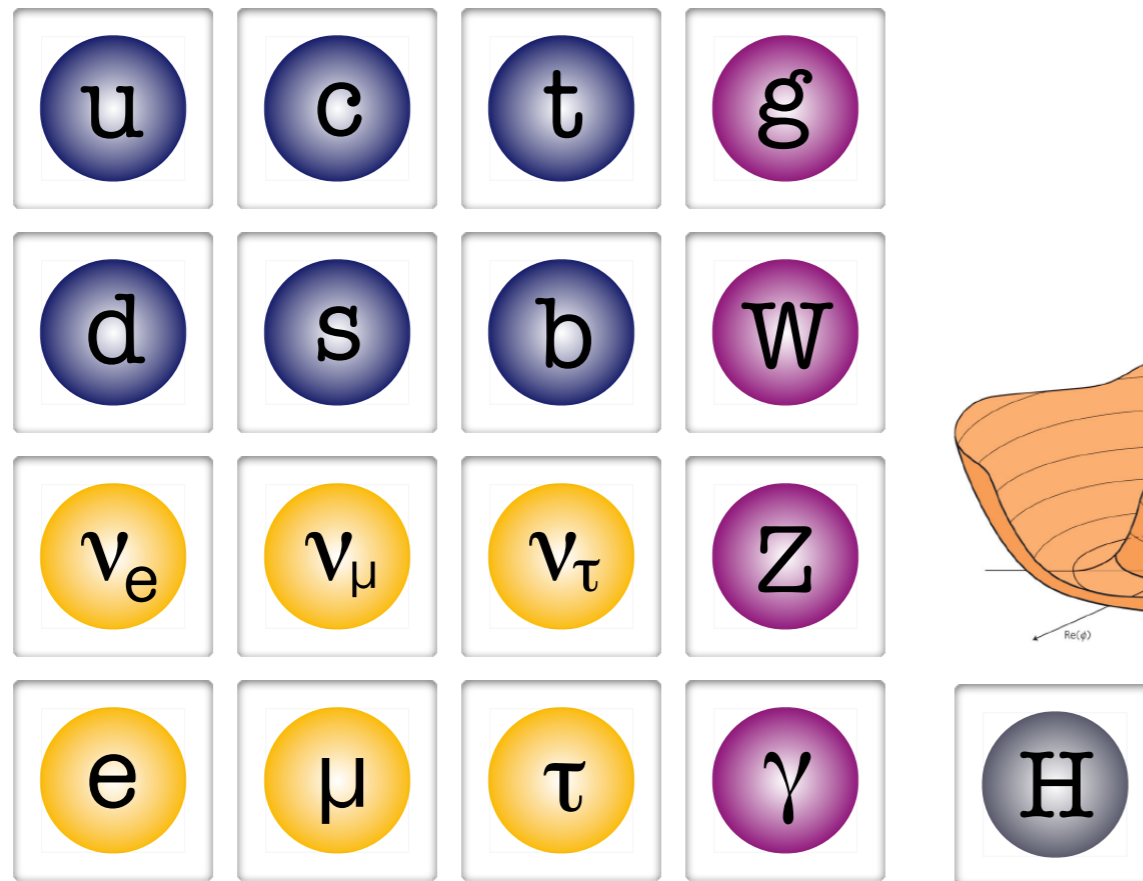
素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている

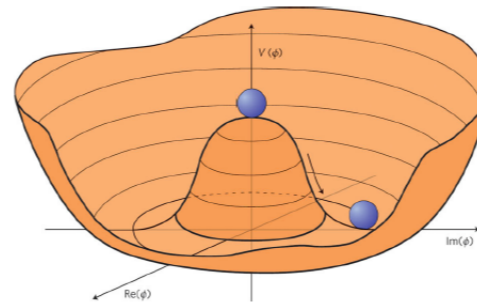


素粒子標準模型とはどんな模型か

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている

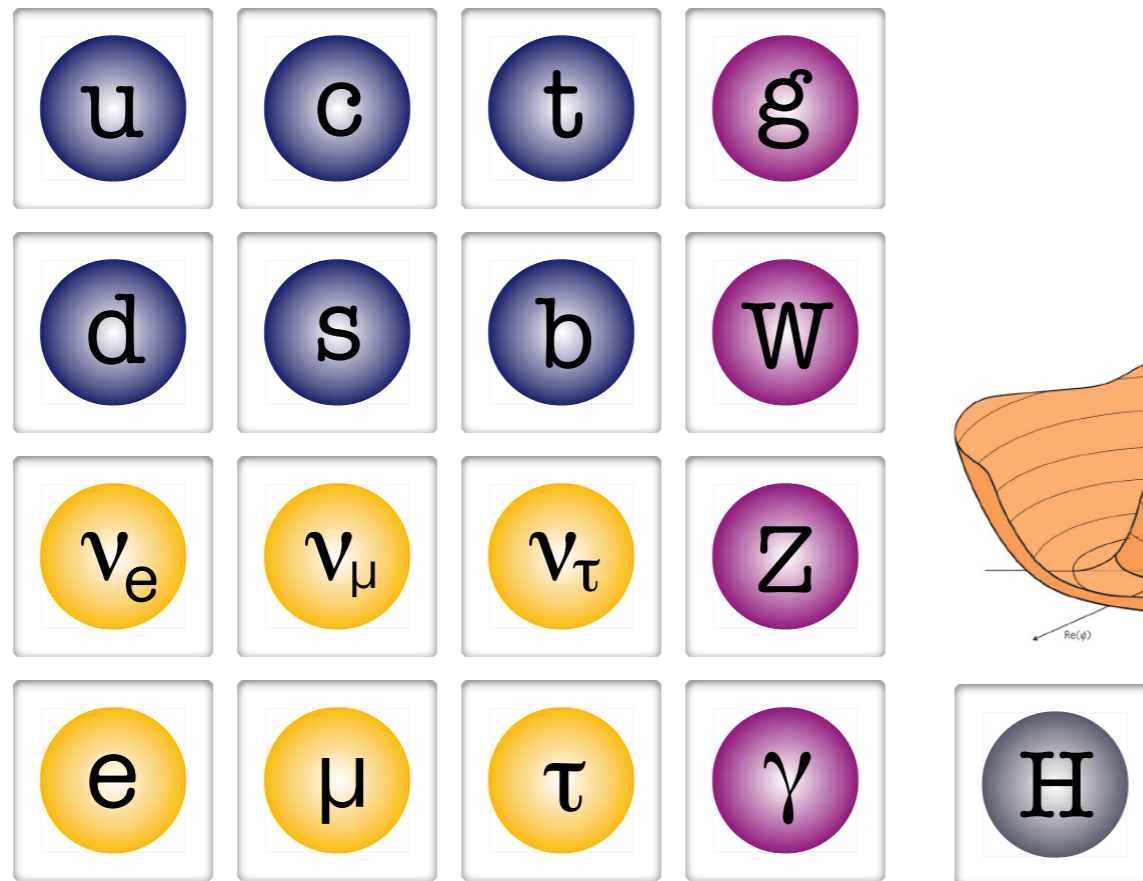


膨大な量の素粒子物理実験が
長年にわたって行われてきたが、
標準模型と大きく矛盾する
実験結果はひとつもない

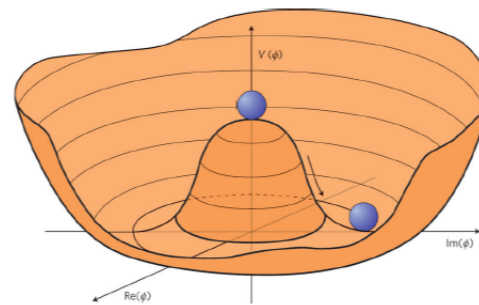


素粒子標準模型とはどんな模型か

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている



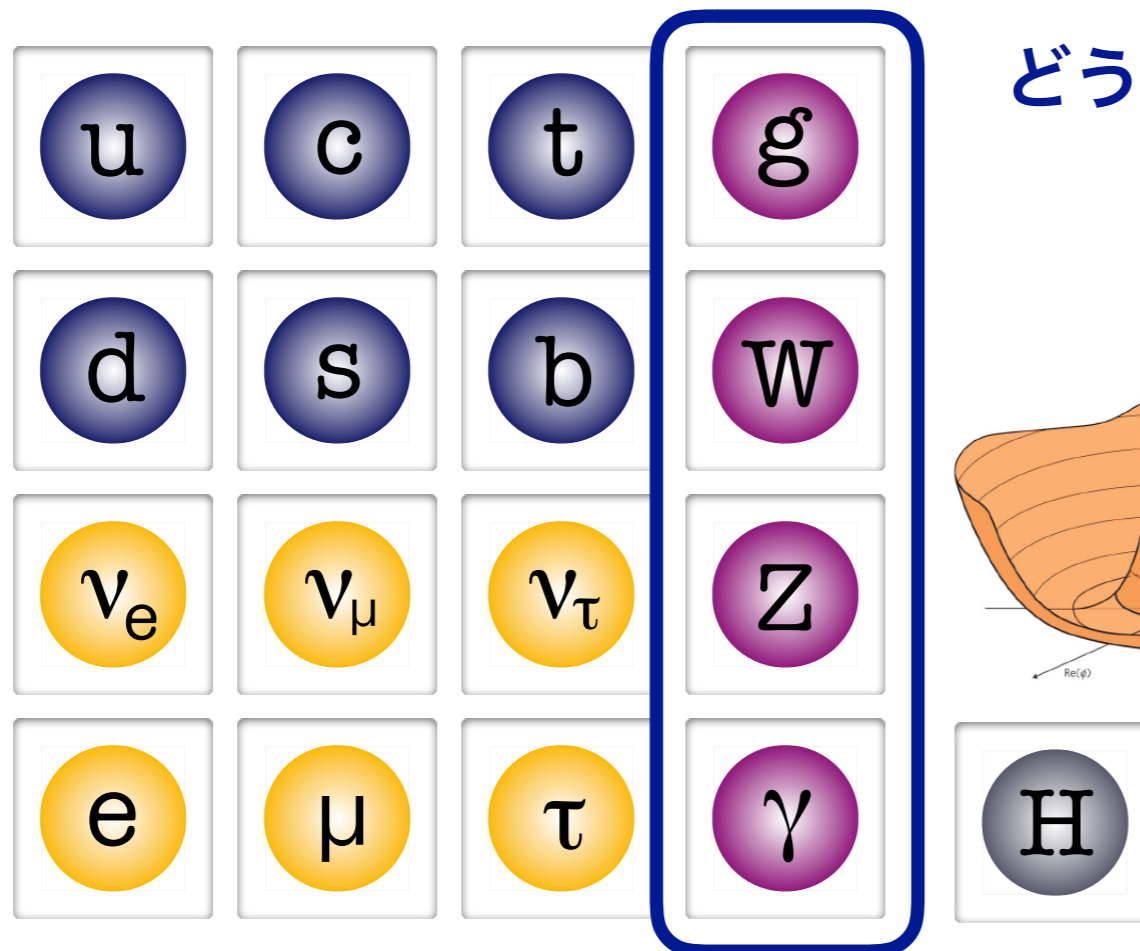
膨大な量の素粒子物理実験が
長年にわたって行われてきたが、
標準模型と大きく矛盾する
実験結果はひとつもない



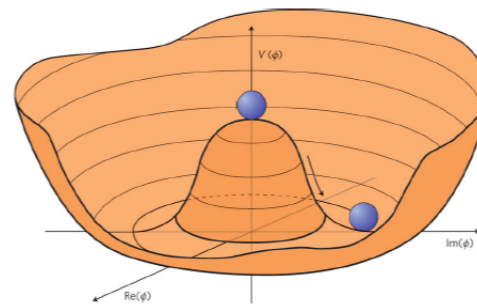
にも関わらず
人々は満足していない
(どちて坊や的な)

素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている

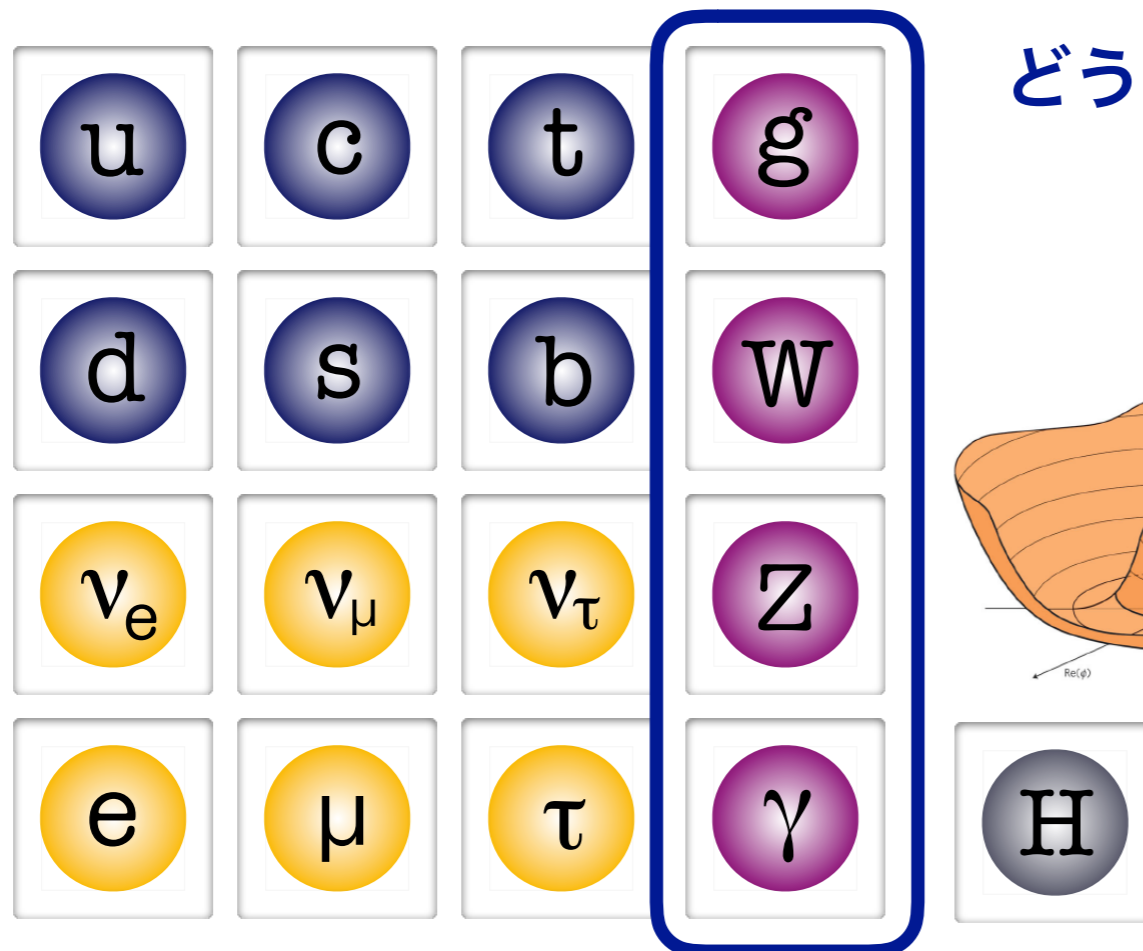


どうしてこれらのゲージ粒子が存在するの？



素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている

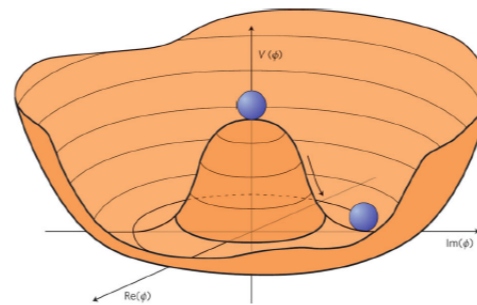


どうしてこれらのゲージ粒子が存在するの？



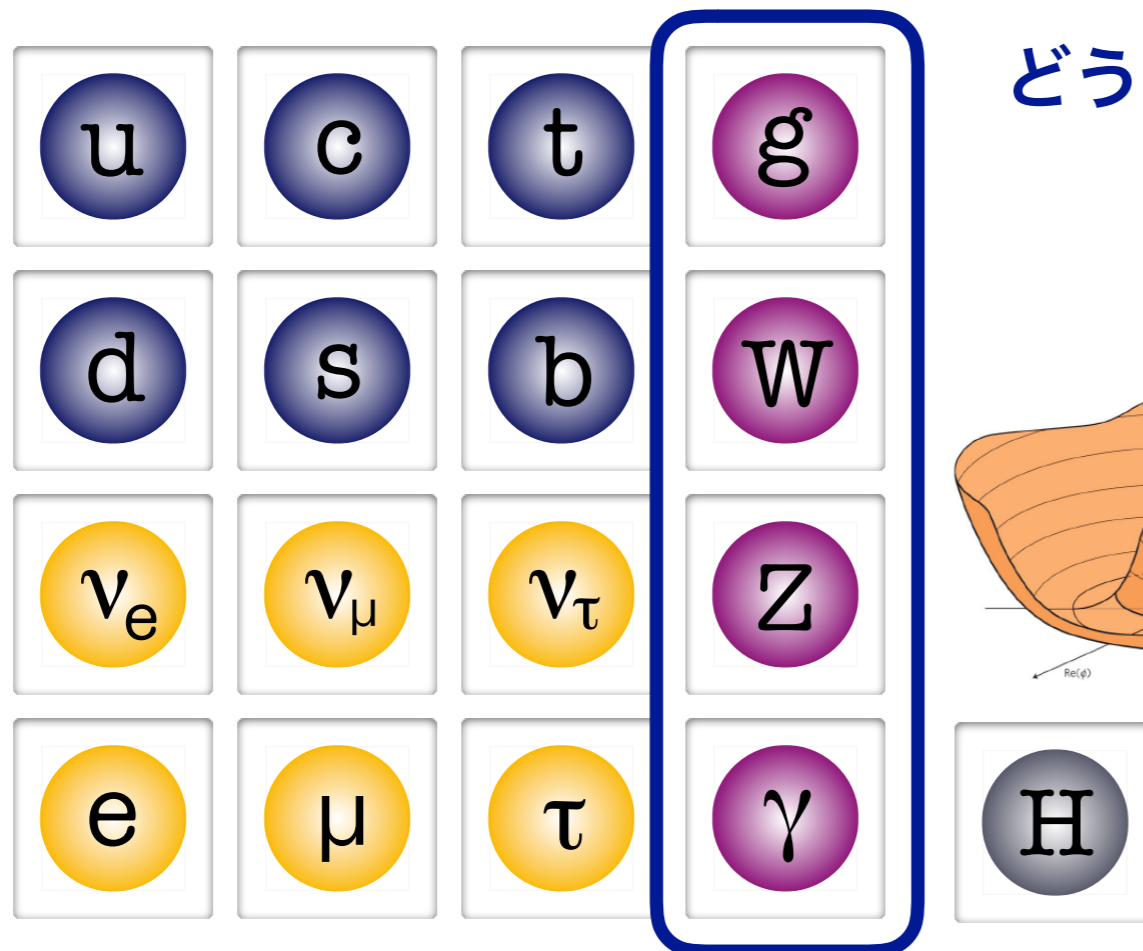
理論が $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ ゲージ

対称性を持っているからだよ



素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている



どうしてこれらのゲージ粒子が存在するの？

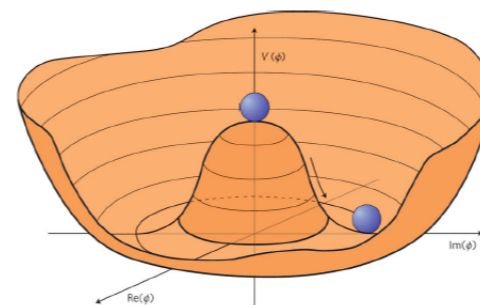


理論が $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ ゲージ

対称性を持っているからだよ

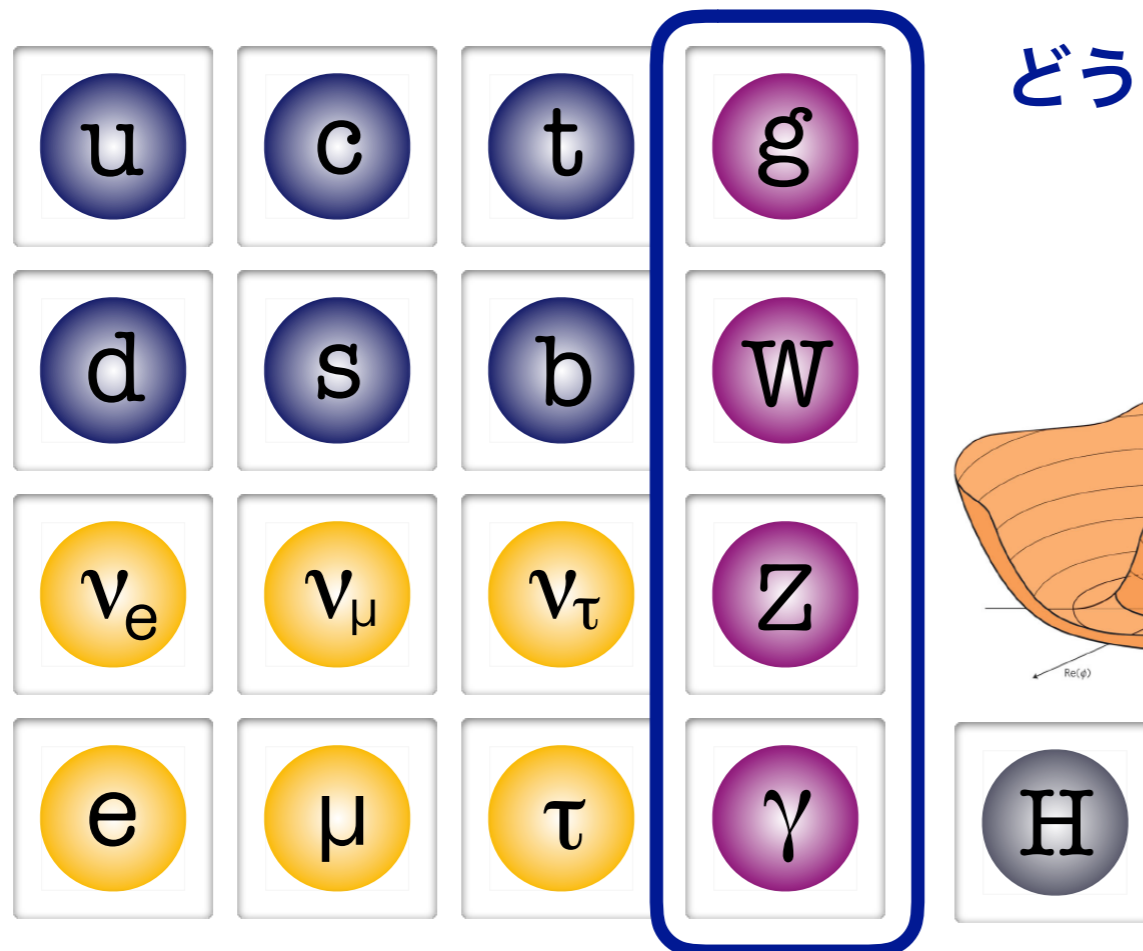


どうして？



素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている



どうしてこれらのゲージ粒子が存在するの？



理論が $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ ゲージ

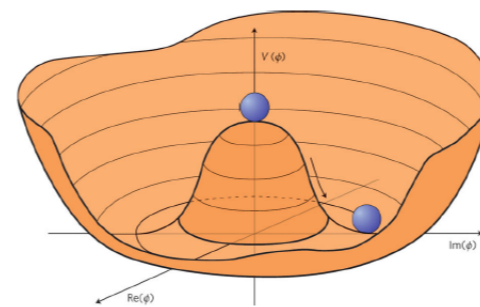
対称性を持っているからだよ



どうして？

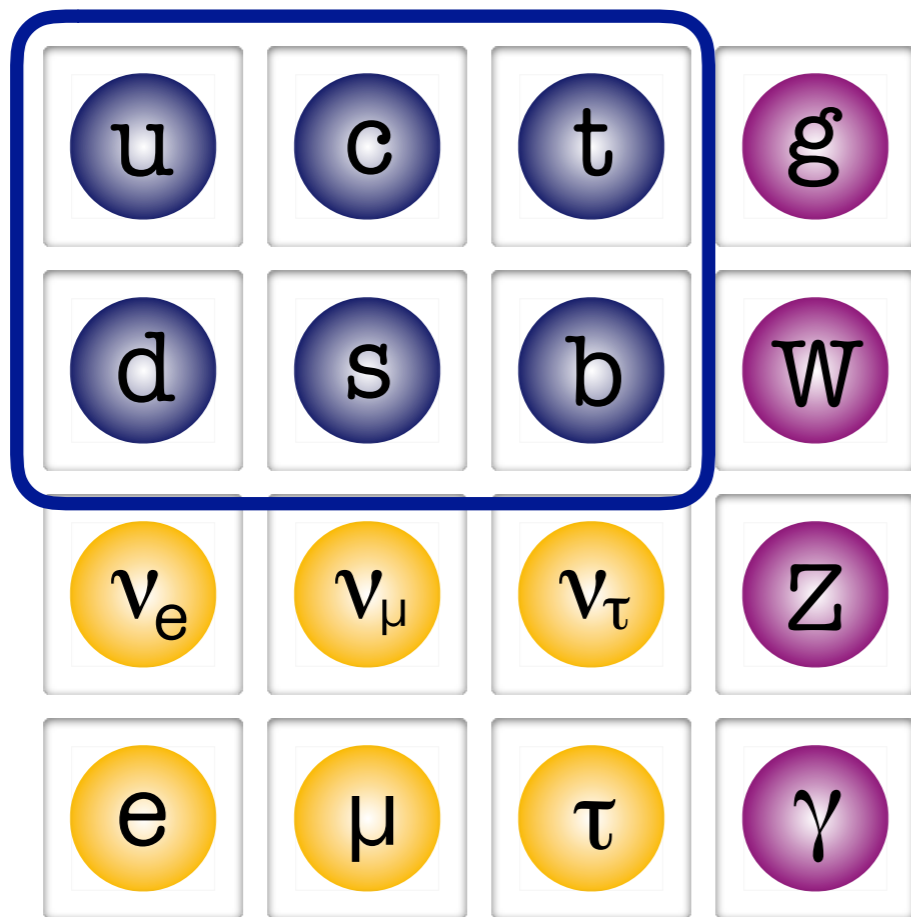


(より大きな理論の部分群？)

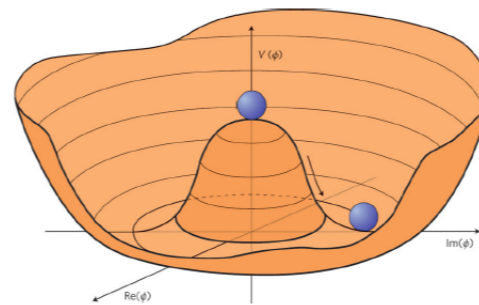


素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている

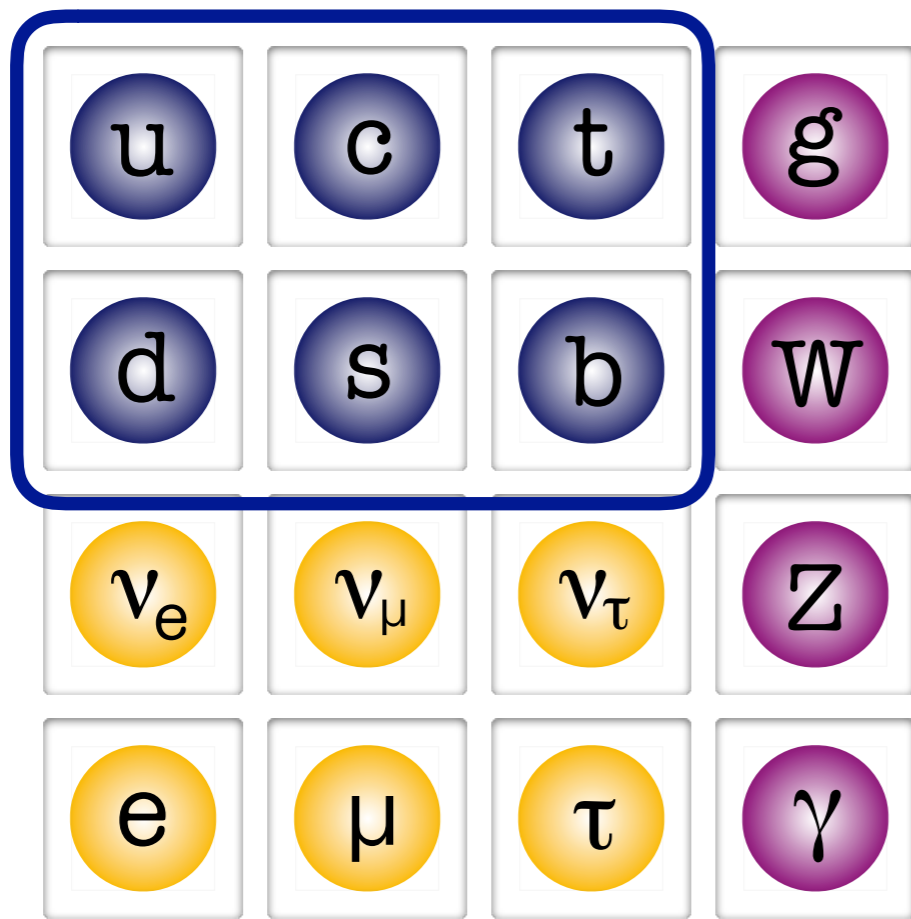


どうしてクォークは質量を持っているの？



素粒子標準模型とはどんなモデルか

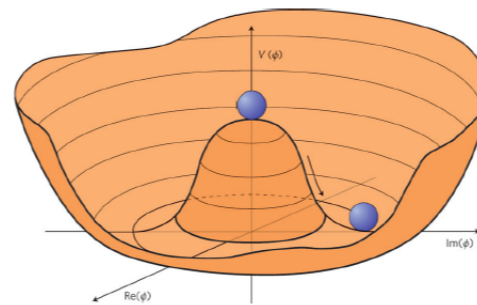
- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている



どうしてクォークは質量を持っているの？

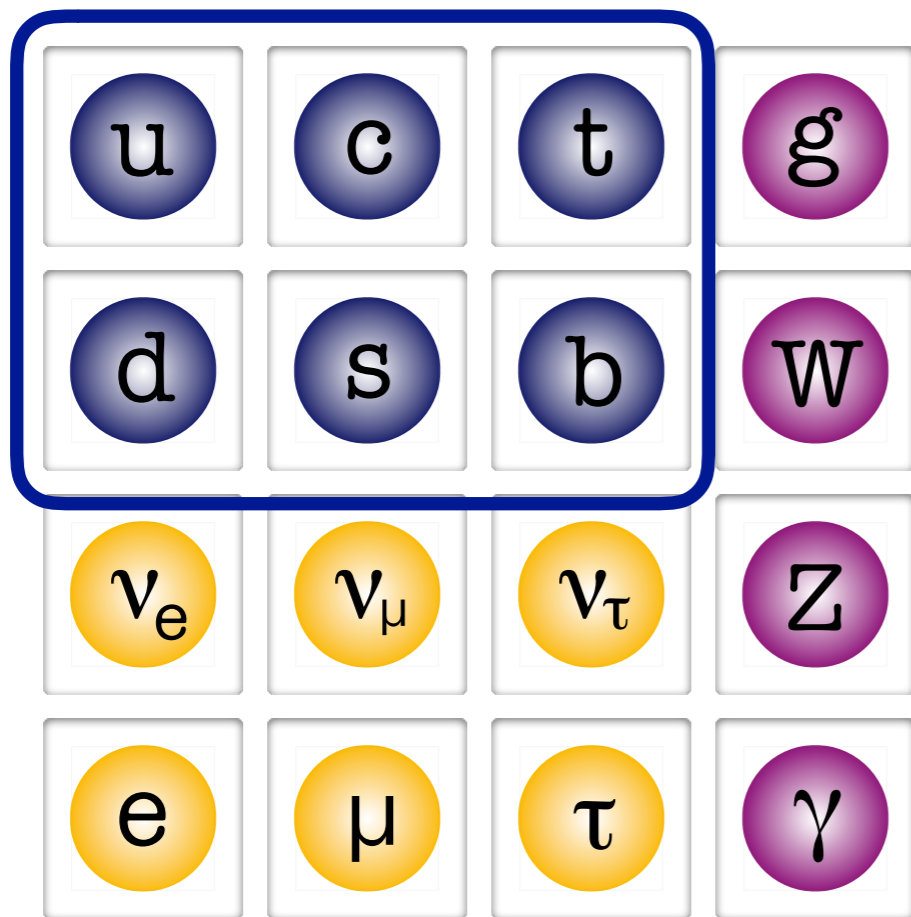


Higgs と相互作用していて
その VEV を感じるからだよ



素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている



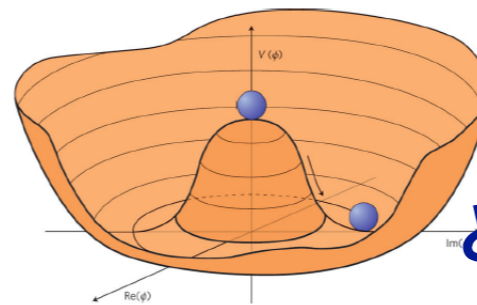
どうしてクォークは質量を持っているの？



Higgs と相互作用していて
その VEV を感じるからだよ

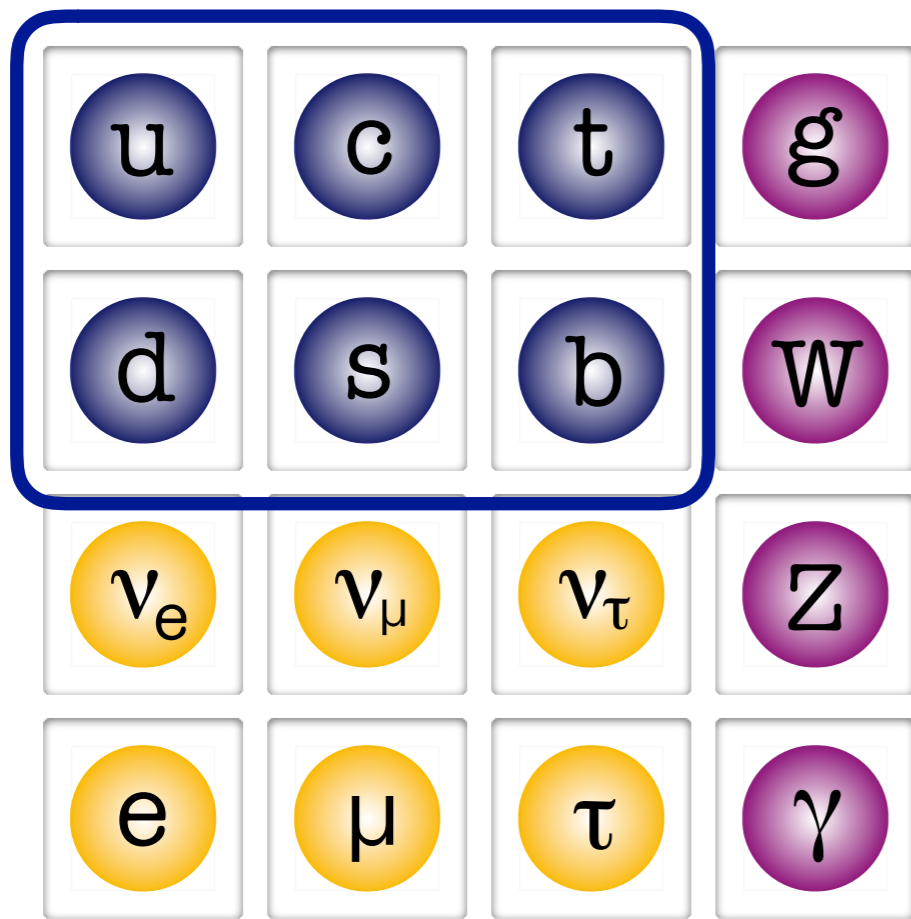


どうして Higgs と相互作用
してるの？



素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている



どうしてクォークは質量を持っているの？



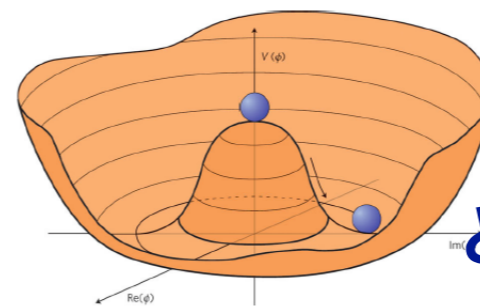
Higgs と相互作用していて
その VEV を感じるからだよ



どうして Higgs と相互作用
してるの？

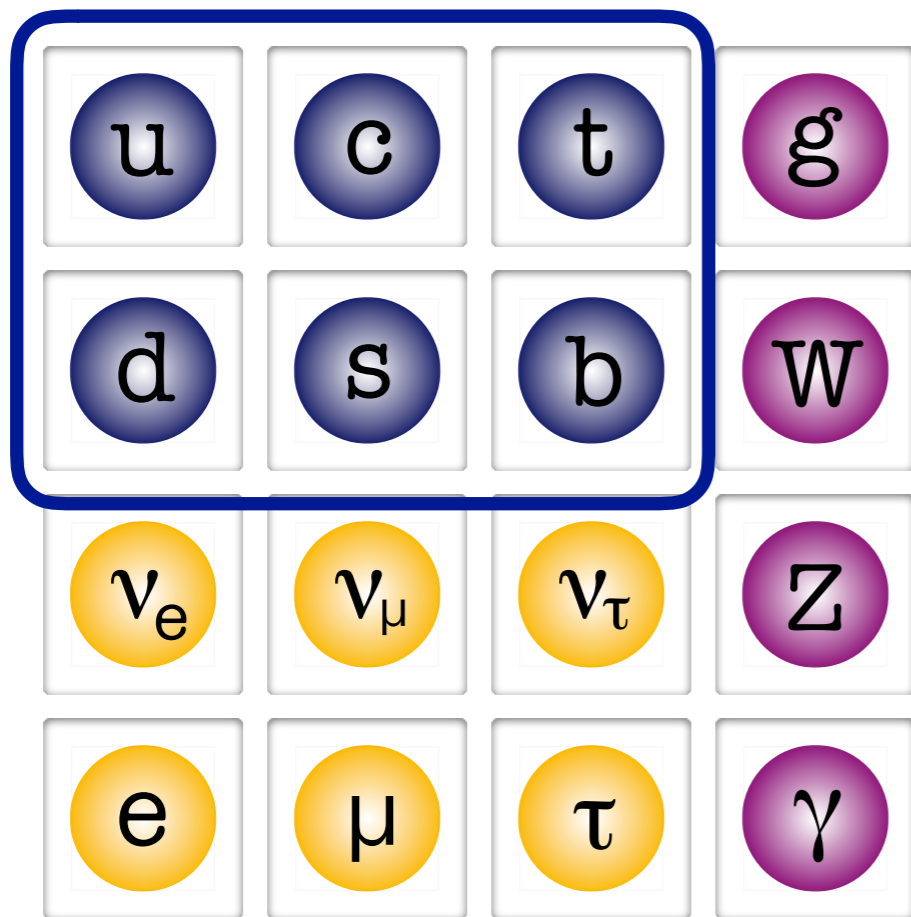


(え〜っと、それは、、、)

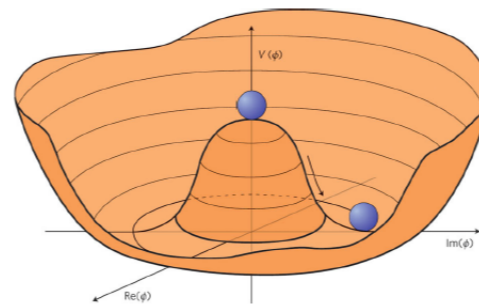


素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている

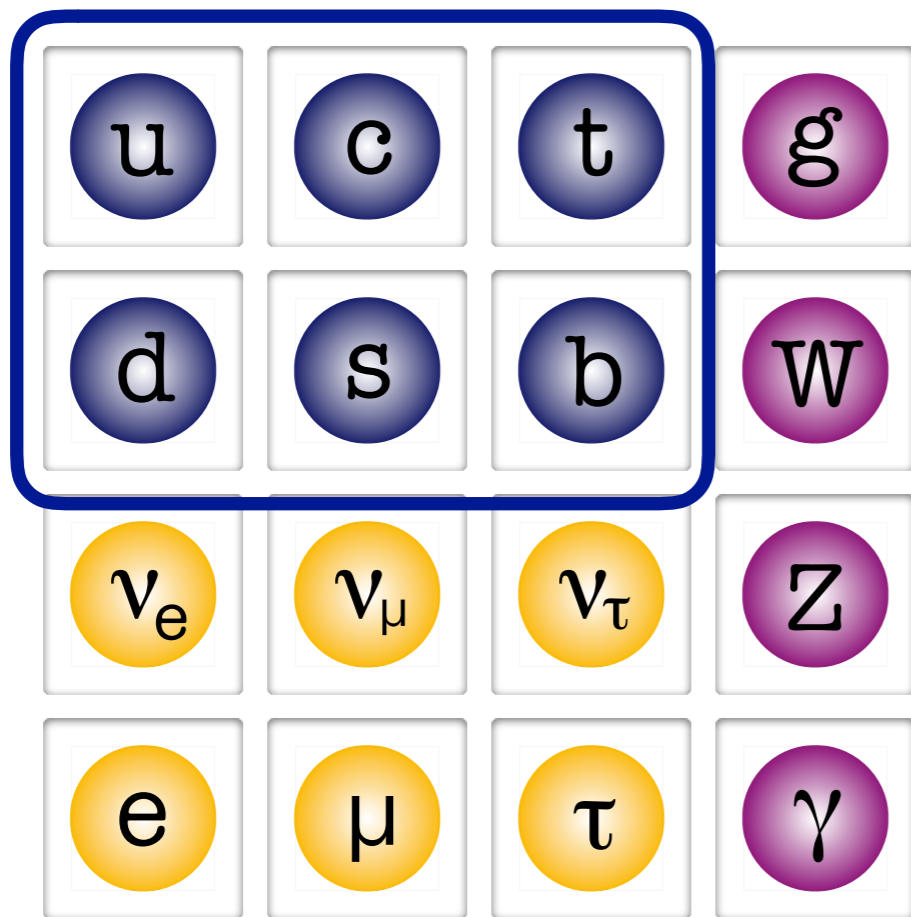


クォークの質量はどうやって決まっているの？



素粒子標準模型とはどんな模型か

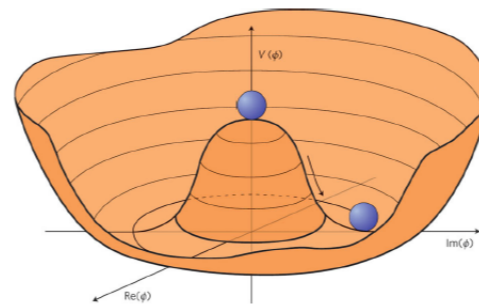
- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている



クォークの質量はどうやって決まっているの？

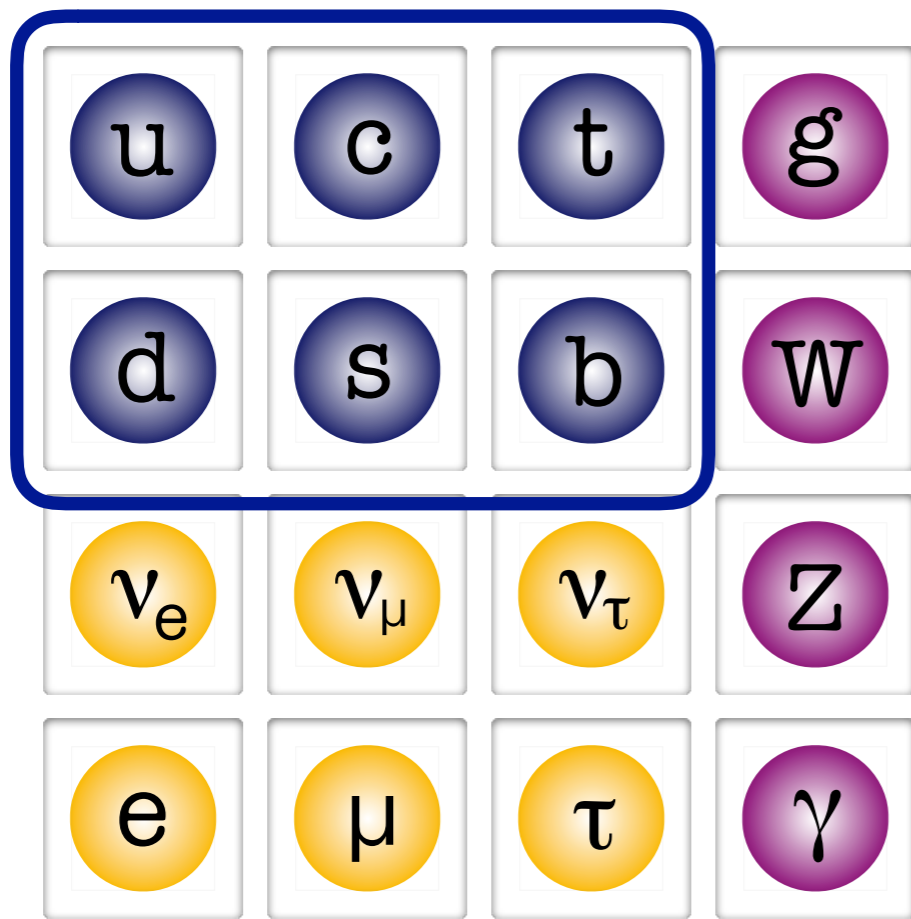


Higgs との相互作用の大きさを
決まっているよ



素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている



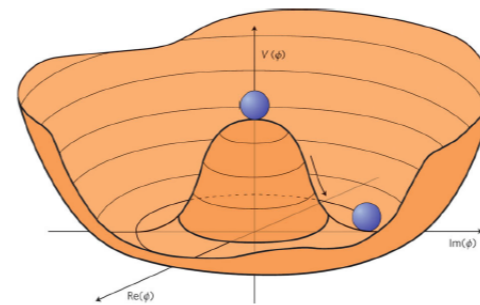
クォークの質量はどうやって決まっているの？



Higgs との相互作用の大きさを
決まっているよ

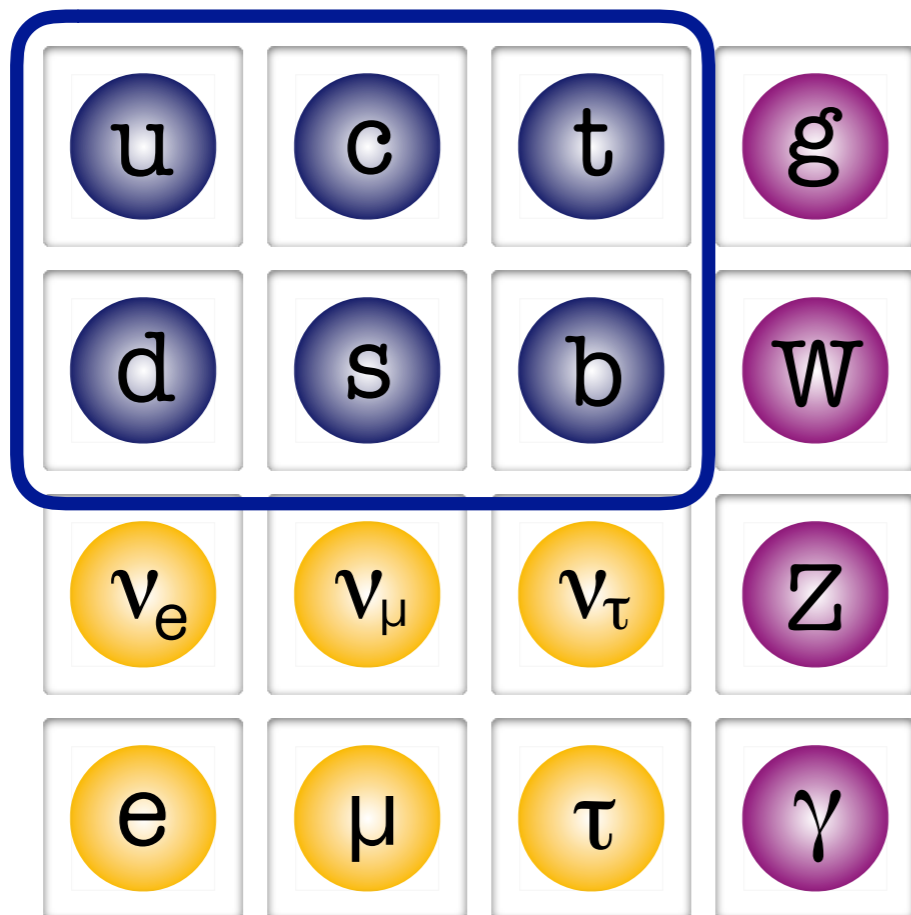


その相互作用の大きさは
どうしてそうなっているの？

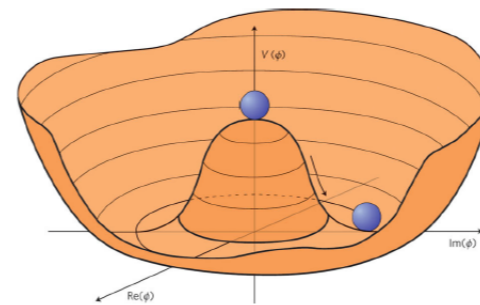


素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている



クォークの質量はどうやって決まっているの？



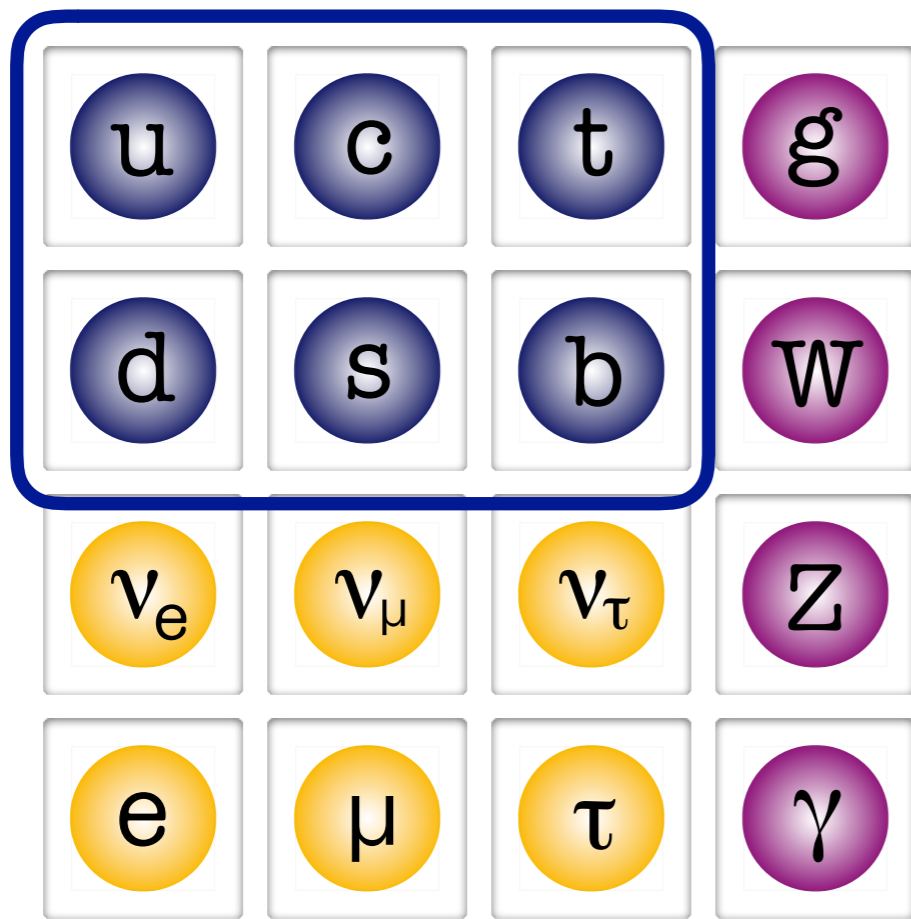
Higgs との相互作用の大きさを
決まっているよ

その相互作用の大きさは
どうしてそうなっているの？

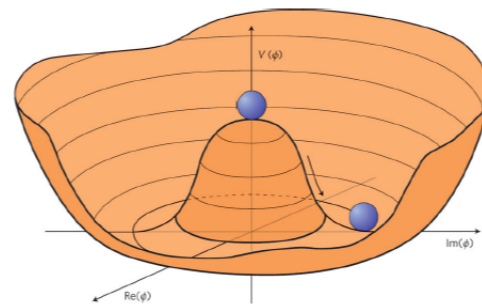
(え〜っと、それは、、、)

素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている

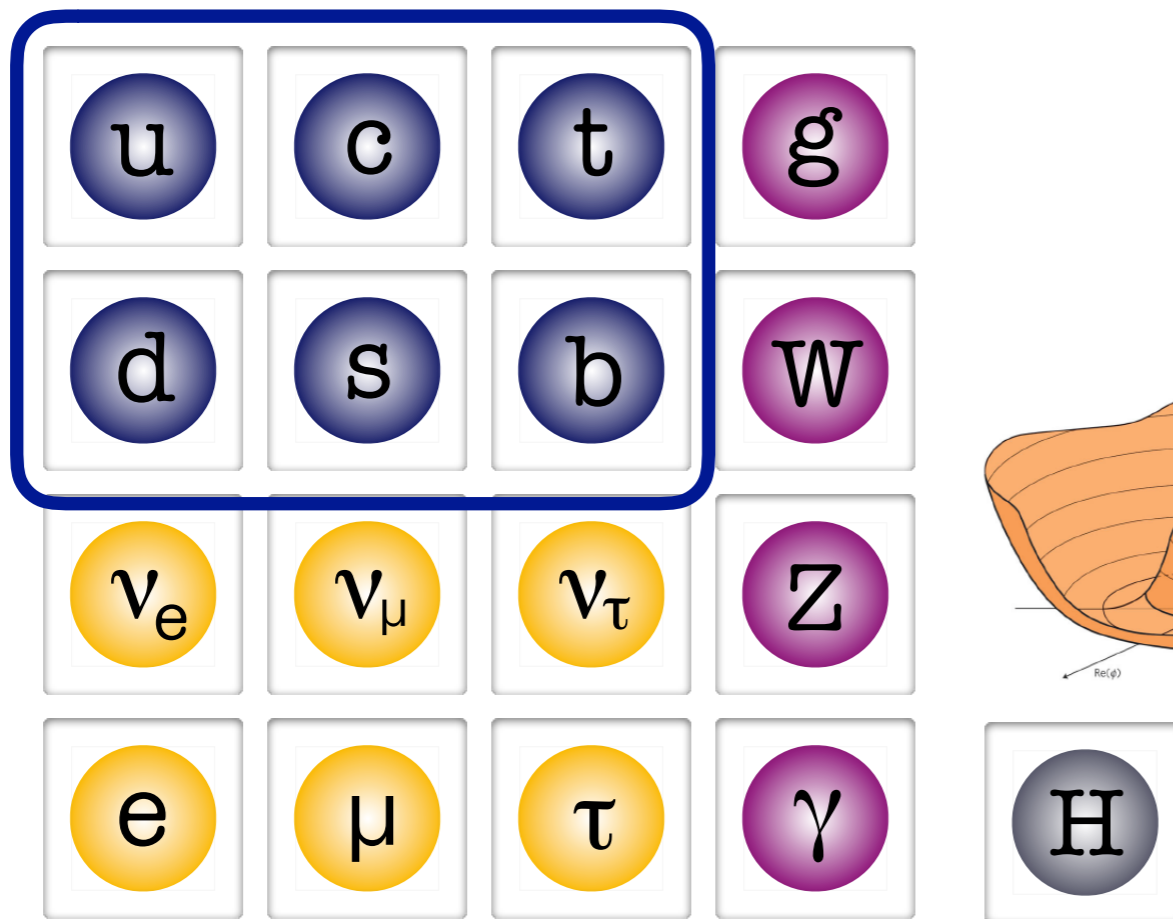


どうして世代が3つあるの？



素粒子標準模型とはどんなモデルか

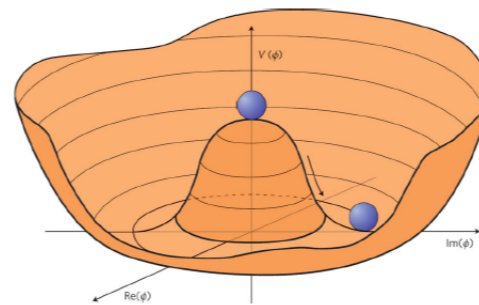
- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている



どうして世代が3つあるの？

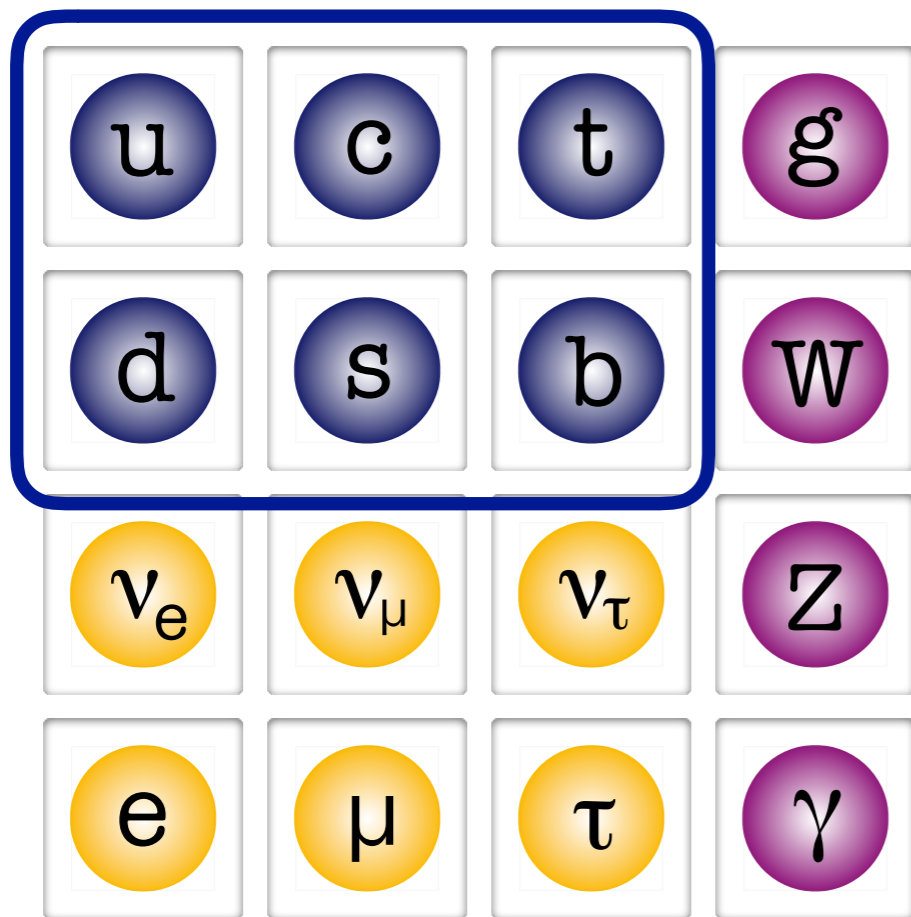


(え〜っと、それは、、、)

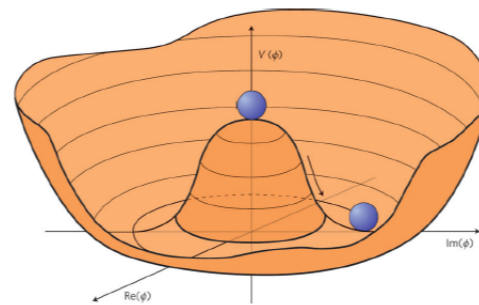


素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている

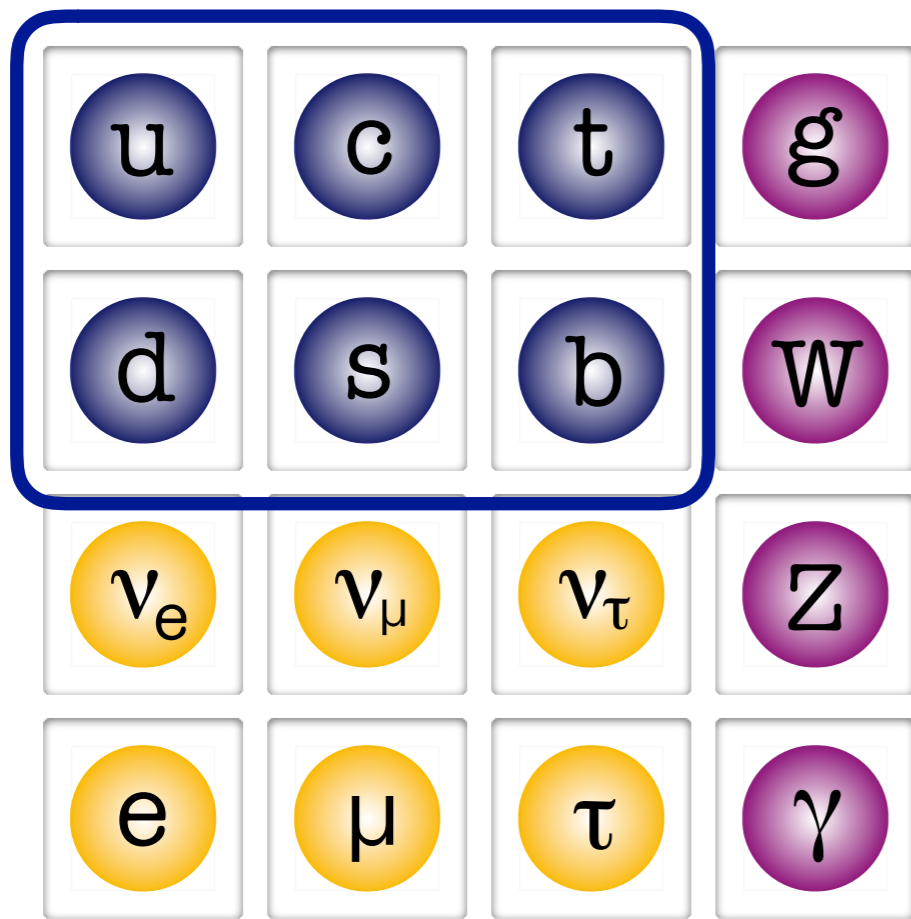


どうしてニュートリノは massless なの？



素粒子標準模型とはどんなモデルか

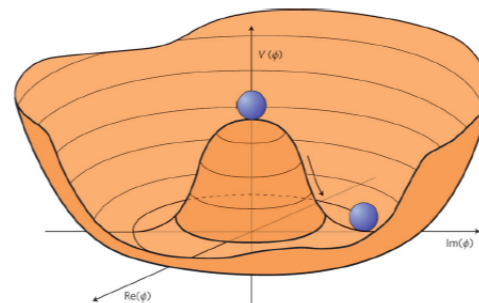
- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている



どうしてニュートリノは massless なの？

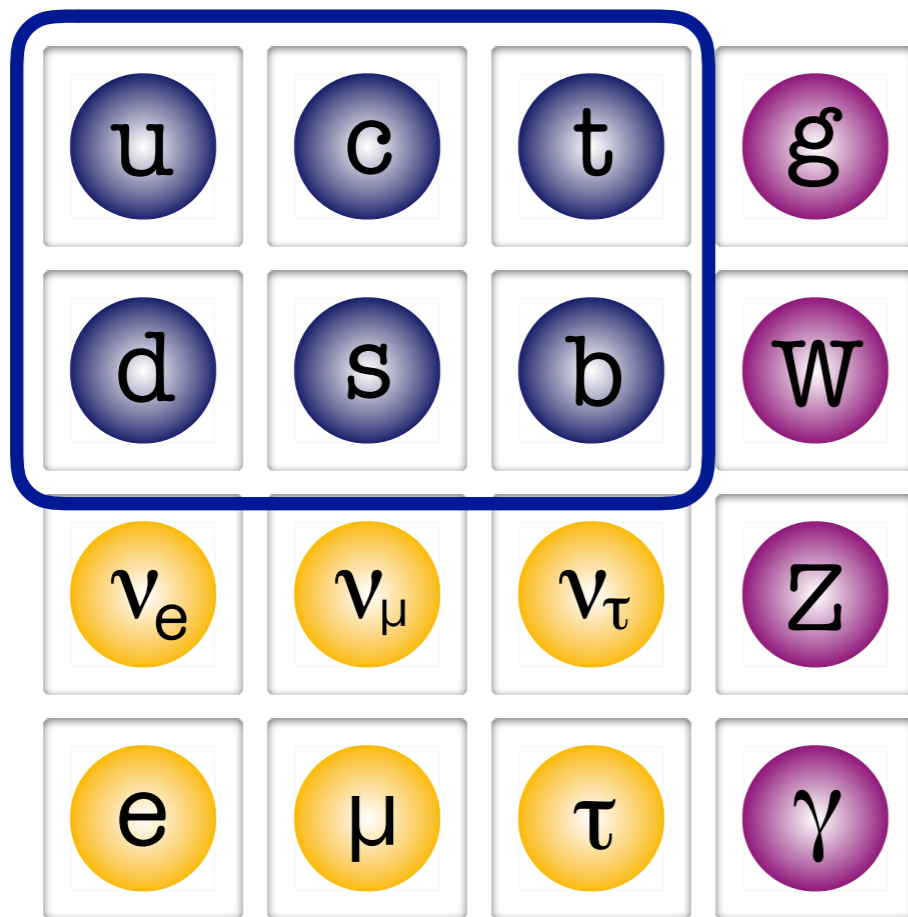


(え〜っと、本当は違います、、、)

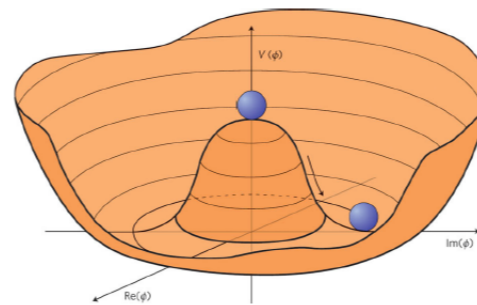


素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている

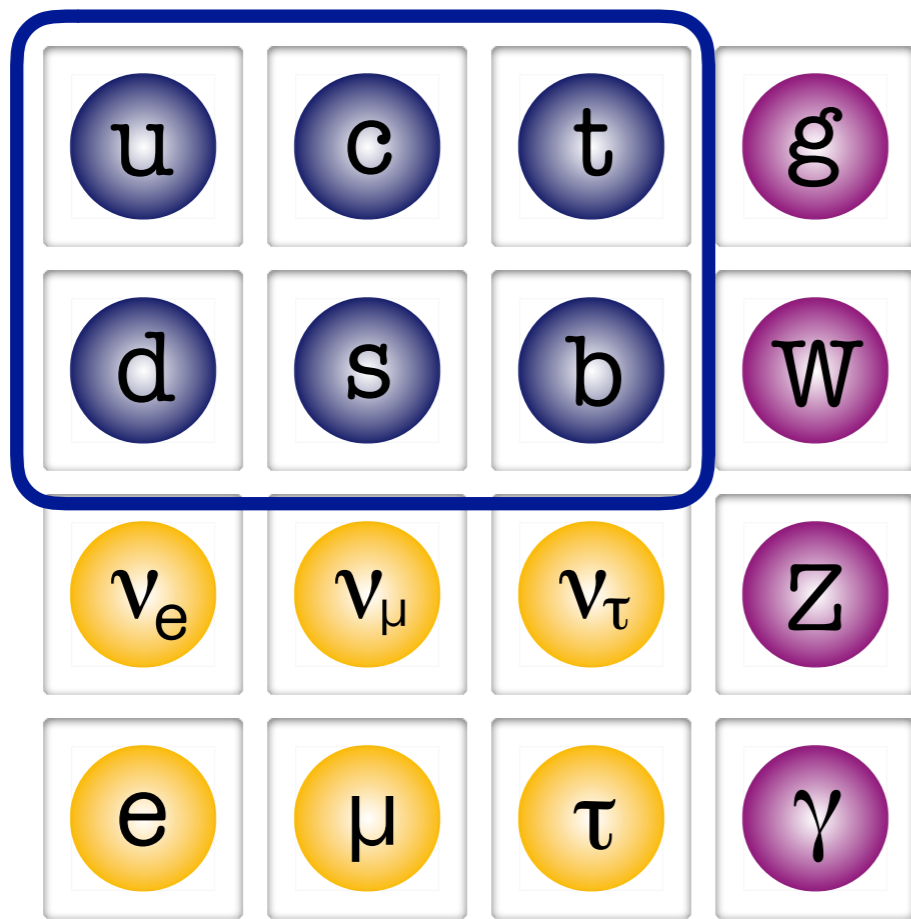


暗黒物質はどこ？



素粒子標準模型とはどんなモデルか

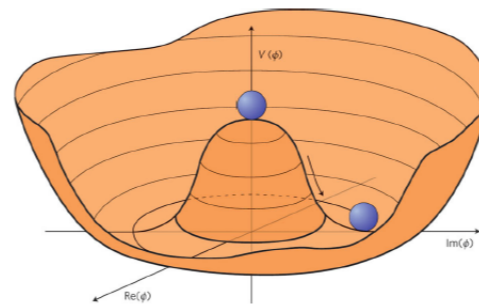
- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている



暗黒物質はどこ？

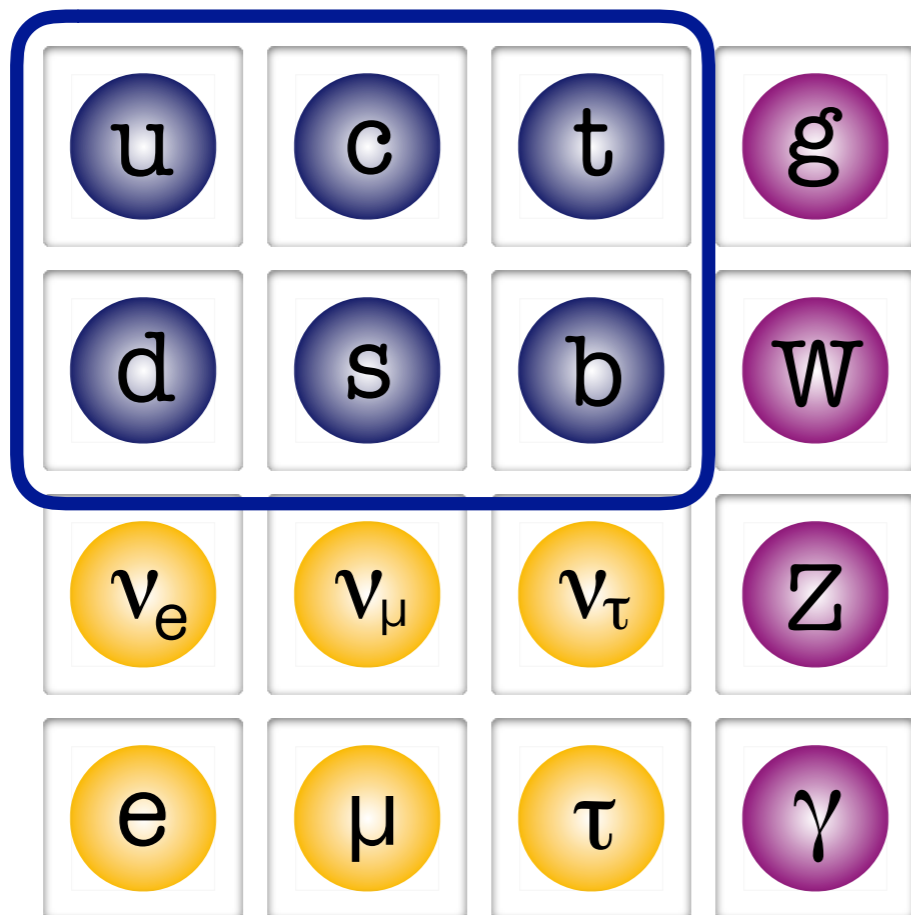


(え〜っと、それは、、、)

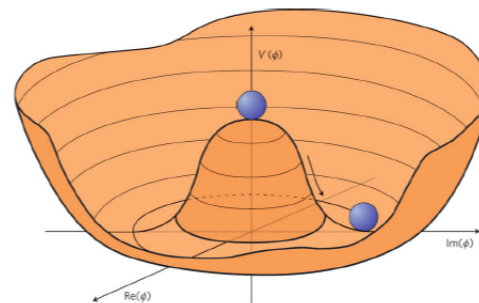


素粒子標準模型とはどんなモデルか

- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている

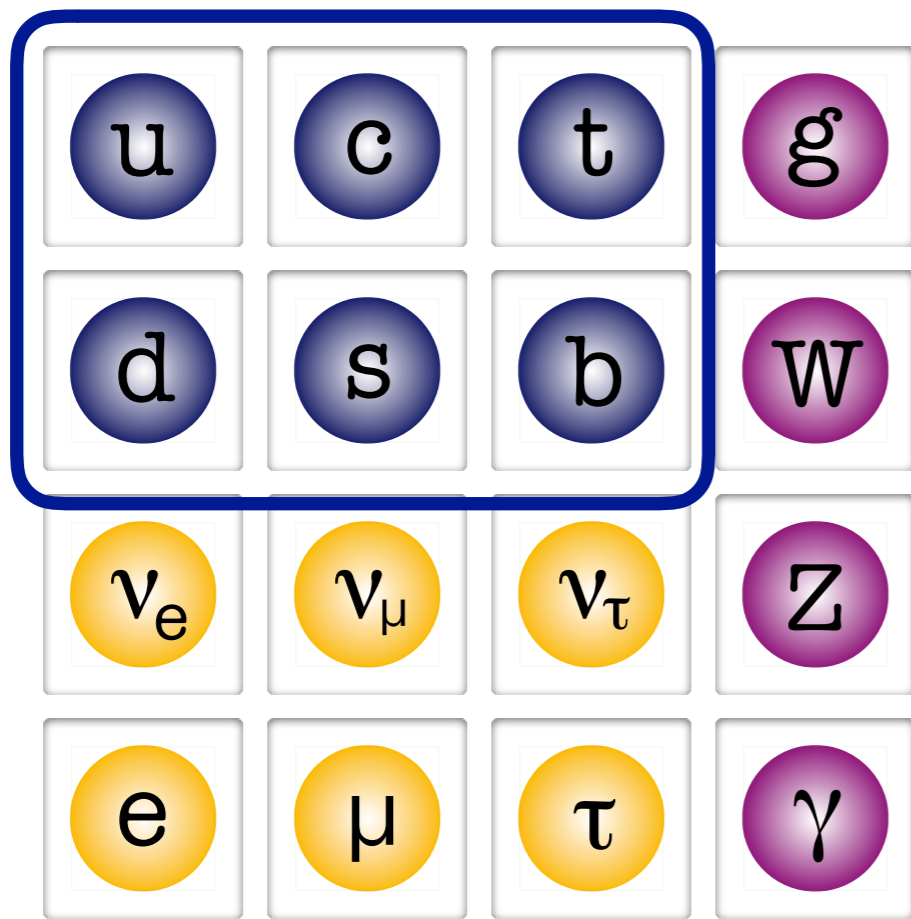


物質が反物質より多く存在するのはなんで？



素粒子標準模型とはどんなモデルか

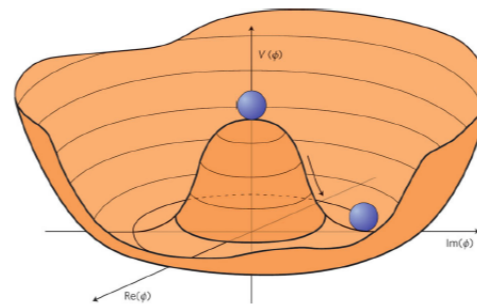
- $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を持つ
- 6種類のクォークがある
- 6種類のレプトンがある
- ヒッグスがある
- ヒッグスが一部のゲージ対称性を自発的に破っている



物質が反物質より多く存在するのはなんで？



(え〜っと、それは、、、)

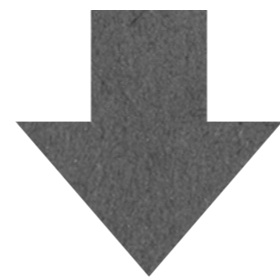


**標準模型はこの宇宙をよく記述しているが
標準模型では説明できないこともたくさんある**

**理論的な問題も
(階層性問題)**

**標準模型はこの宇宙をよく記述しているが
標準模型では説明できないこともたくさんある**

**理論的な問題も
(階層性問題)**



標準模型を超える物理の探索

Physics Beyond the Standard Model
(BSM)

私が夏の学校の校長をやった当時 (2002年) の素粒子現象論

私が夏の学校の校長をやった当時 (2002年) の素粒子現象論

標準模型を超える物理！

**私が夏の学校の校長をやった当時
(2002年) の素粒子現象論**

標準模型を超える物理！

数100GeV ~ TeV領域に新しい粒子

**私が夏の学校の校長をやった当時
(2002年) の素粒子現象論**

標準模型を超える物理！

数100GeV ~ TeV領域に新しい粒子

**ひとたびLHCが走れば
途端に見つかるはず!!**

**私が夏の学校の校長をやった当時
(2002年) の素粒子現象論**

標準模型を超える物理！

数100GeV ~ TeV領域に新しい粒子

**ひとたびLHCが走れば
途端に見つかるはず!!**

Model building!! LHC phenomenology!!

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！



そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

Higgs が先に見つかる

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

Higgs が先に見つかる

出る！BSM 出る！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

Higgs が先に見つかる

出る！ BSM 出る！

BSM！ 出る！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

Higgs が先に見つかる

出る！ BSM 出る！

BSM！ 出る！

出てくれ～

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

Higgs が先に見つかる

出る！ BSM 出る！

BSM！ 出る！

出てくれ～

お～い

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

そしてついに、LHC時代に突入！！

Higgs が先に見つかる

出る！ BSM 出る！

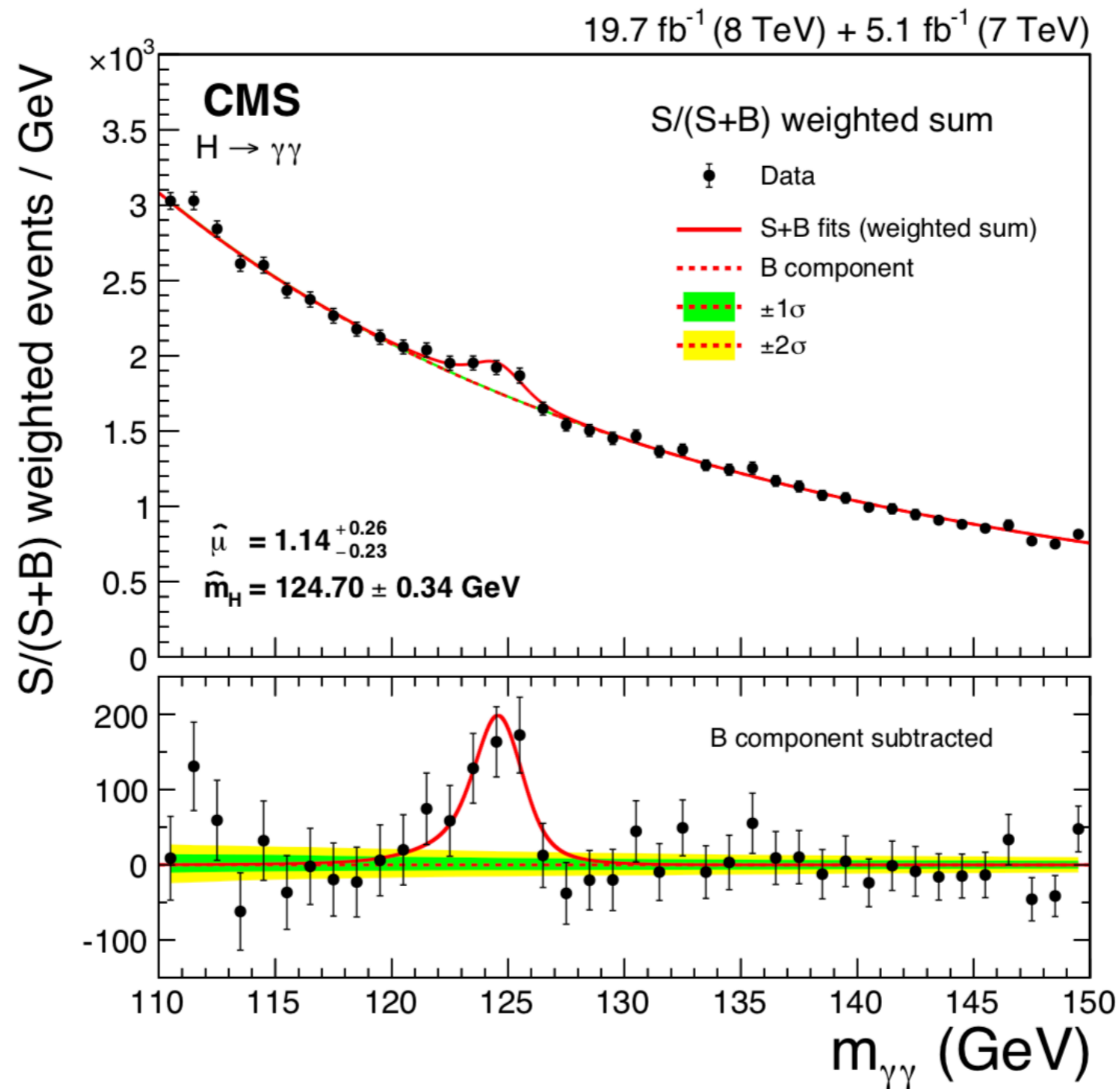
BSM！ 出る！

出てくれ～

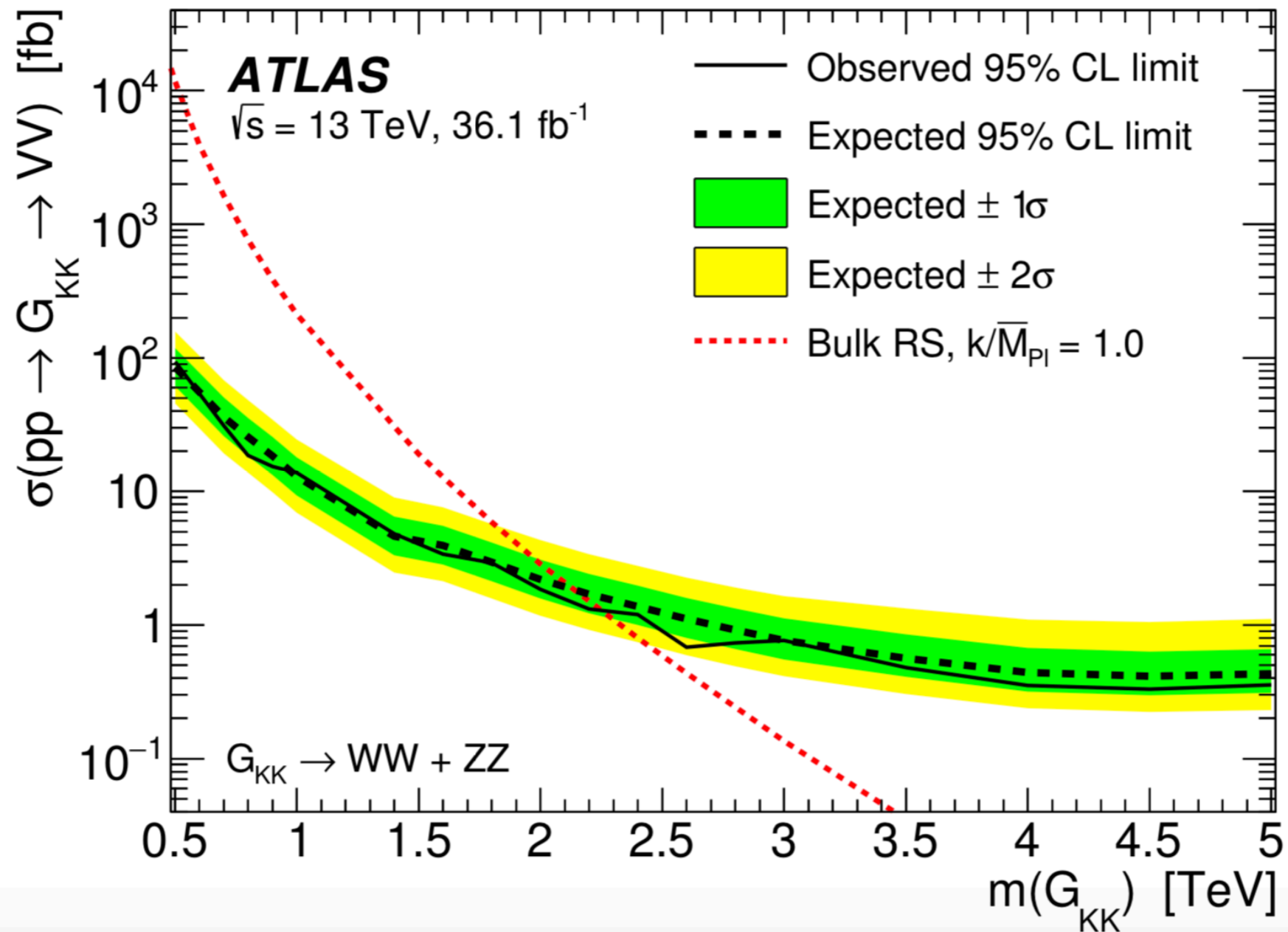
お～い

各種BSMの新粒子の質量下限が上昇

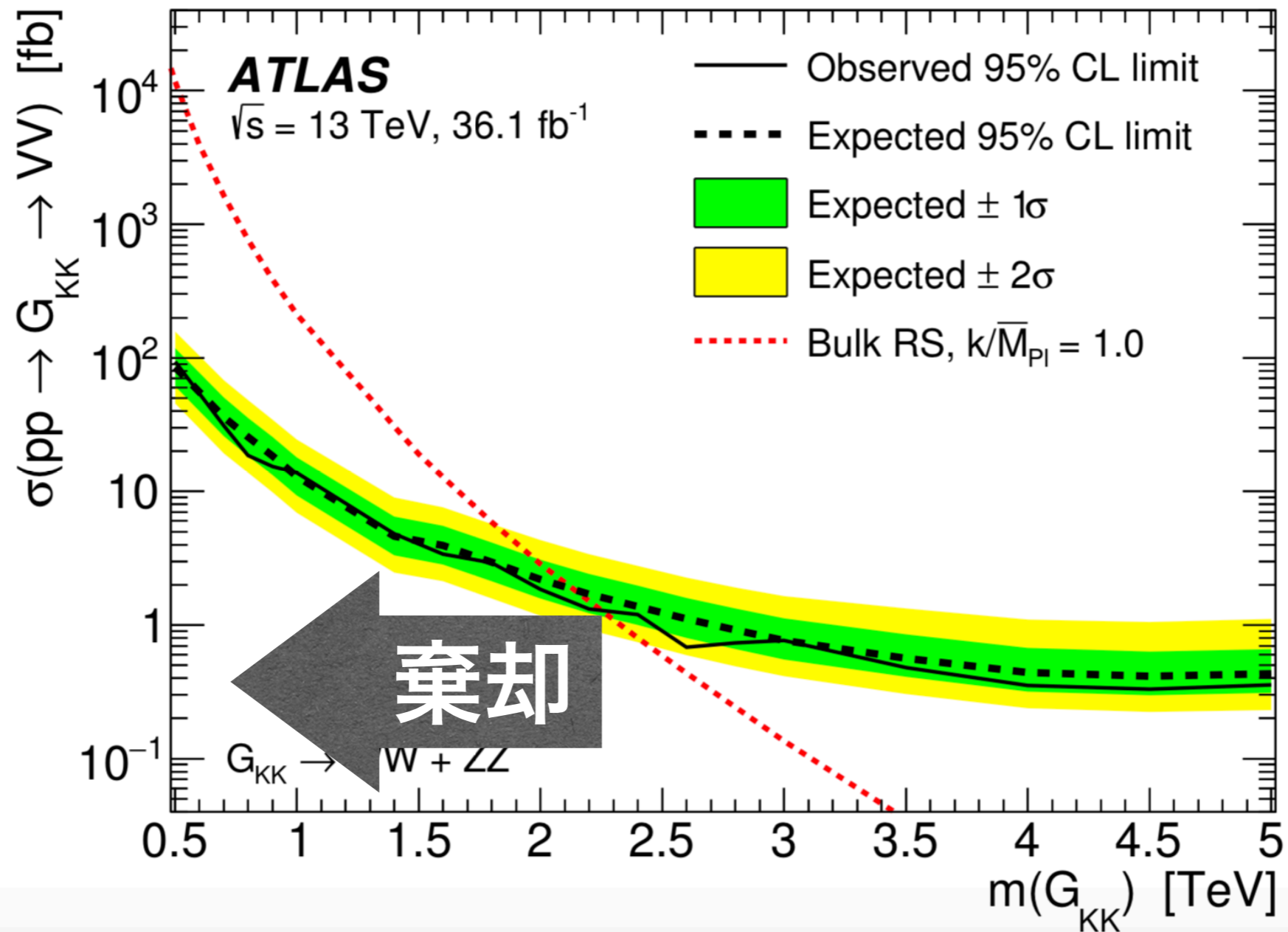
何かいる時は background の
上に resonance がのっかる



Background 以上のものが出ない場合、想定している
新粒子の production cross section に上限がつく



Background 以上のものが出ない場合、想定している
 新粒子の production cross section に上限がつく



理論の予言と比較することにより
 新粒子の質量下限が得られる

Phys. Rev. D 98 (2018) 052008 より拝借

もう標準模型でいいのでは？

もう標準模型でいいのでは？

やっぱりそう思えない、Higgsの不自然さ

SM Higgs sector があの形である必然性のなさ

もう標準模型でいいのでは？

やっぱりそう思えない、Higgsの不自然さ

SM Higgs sector があの形である必然性のなさ

Higgs sector の持つ対称性の話をしましょう。

$SU(2)_W \times U(1)_Y$ Gauge 対称性じゃないの？

もう少し大きい Global 対称性に埋め込まれています

SM Higgs Lagrangian

Higgs field: $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = D_\mu \phi^\dagger D^\mu \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi - v_{\text{EW}}^2/2)^2$$

$$D_\mu \phi = \left(\partial_\mu - igA_\mu^a \tau^a - i\frac{1}{2}g'B_\mu \right) \phi$$

$SU(2)_W \times U(1)_Y$ ゲージ変換に対して不変: $\phi \longrightarrow e^{i\alpha^a(x)\tau^a} e^{i\beta(x)/2} \phi$

Global 対称性は?

少なくとも $SU(2)_W \times U(1)_Y$ global 対称性は持ってるはず
実はもう少し大きい global 対称性を持っている

SM Higgs Lagrangian

2x2行列を定義して書き直すとわかりやすい

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \\ \tilde{\phi} &= i\sigma_2 \phi^* \end{aligned} \right\} \Phi = \begin{pmatrix} \tilde{\phi} & \phi \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Higgs}} &= D_\mu \phi^\dagger D^\mu \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi - v_{\text{EW}}^2/2)^2 \\ &= \frac{1}{2} \text{Tr} \left[D_\mu \Phi^\dagger D^\mu \Phi \right] - \frac{\lambda}{4} \left(\text{Tr} [\Phi^\dagger \Phi] - v_{\text{EW}}^2 \right)^2 \end{aligned}$$

独立な二つの global $SU(2)$ 変換 ($SU(2)_L \times SU(2)_R$)

に対して不変 $\Phi \longrightarrow e^{iL^a \tau^a} \Phi e^{-iR^a \tau^a} \quad (g' = 0 \text{ で})$

SM Higgs Lagrangian

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \\ \tilde{\phi} &= i\sigma_2 \phi^* \end{aligned} \right\} \Phi = \begin{pmatrix} \tilde{\phi} & \phi \end{pmatrix}$$

$\tilde{\phi}$ は $SU(2)_W \times U(1)_Y$ ゲージ変換で： $\tilde{\phi} \longrightarrow e^{i\alpha^a \tau^a} e^{-i\beta/2} \tilde{\phi}$

なので、2x2行列 Φ のゲージ変換性は

$$\text{Local 変換 } \Phi \longrightarrow e^{i\alpha^a(x)\tau^a} \Phi e^{-i\beta(x)\tau^3}$$

SM Higgs Lagrangian

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \\ \tilde{\phi} &= i\sigma_2 \phi^* \end{aligned} \right\} \Phi = \begin{pmatrix} \tilde{\phi} & \phi \end{pmatrix}$$

$\tilde{\phi}$ は $SU(2)_W \times U(1)_Y$ ゲージ変換で： $\tilde{\phi} \longrightarrow e^{i\alpha^a \tau^a} e^{-i\beta/2} \tilde{\phi}$

なので、 2×2 行列 Φ のゲージ変換性は

$$\text{Local 変換} \quad \Phi \longrightarrow e^{i\alpha^a(x)\tau^a} \Phi e^{-i\beta(x)\tau^3}$$

$$\text{Global 変換} \quad \Phi \longrightarrow e^{iL^a \tau^a} \Phi e^{-iR^a \tau^a} \quad \text{と比較すると}$$

$SU(2)_W$ gauge 変換は $SU(2)_L$ global 変換を
 $U(1)_Y$ gauge 変換は $SU(2)_R$ global 変換の τ^3 の部分を

} Local 変換に
格上げしたもの

SM Higgs Lagrangian

電弱ゲージ対称性の自発的破れ $SU(2)_W \times U(1)_Y \longrightarrow U(1)_{EM}$ は
Global 対称性の破れ $SU(2)_L \times SU(2)_R \longrightarrow SU(2)_V$ に付随するもの

$$\langle \Phi \rangle = \frac{v_{EW}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Local 変換 $\Phi \longrightarrow e^{i\alpha^a(x)\tau^a} \Phi e^{-i\beta(x)\tau^3}$

Global 変換 $\Phi \longrightarrow e^{iL^a\tau^a} \Phi e^{-iR^a\tau^a}$ と比較すると

$SU(2)_W$ gauge 変換は $SU(2)_L$ global 変換を
 $U(1)_Y$ gauge 変換は $SU(2)_R$ global 変換の τ^3 の部分を } Local 変換に格上げしたもの

SM Higgs Lagrangian

電弱ゲージ対称性の自発的破れ $SU(2)_W \times U(1)_Y \longrightarrow U(1)_{EM}$ は
 Global 対称性の破れ $SU(2)_L \times SU(2)_R \longrightarrow SU(2)_V$ に付随するもの

$$\langle \Phi \rangle = \frac{v_{EW}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

この破れずに残った $SU(2)$ global 対称性は Custodial 対称性と呼ばれていたりします。

Local 変換 $\Phi \longrightarrow e^{i\alpha^a(x)\tau^a} \Phi e^{-i\beta(x)\tau^3}$

Global 変換 $\Phi \longrightarrow e^{iL^a\tau^a} \Phi e^{-iR^a\tau^a}$ と比較すると

$SU(2)_W$ gauge 変換は $SU(2)_L$ global 変換を
 $U(1)_Y$ gauge 変換は $SU(2)_R$ global 変換の τ^3 の部分を } Local 変換に格上げしたもの

SM Higgs Lagrangian

電弱ゲージ対称性の自発的破れ $SU(2)_W \times U(1)_Y \longrightarrow U(1)_{EM}$ は

Global 対称性の破れ $SU(2)_L \times SU(2)_R \longrightarrow SU(2)_V$ に付随するもの

ちなみに、 $\text{dim.} > 4$ の項を許したとたんに、 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ不変で、Custodial 対称性を破る項が書けてしまう

$$(\phi^\dagger D^\mu \phi) (\phi^\dagger D_\mu \phi) = \frac{1}{4} (\text{Tr } \sigma_3 \Phi^\dagger D^\mu \Phi) (\text{Tr } \sigma_3 \Phi^\dagger D_\mu \Phi)$$

Custodial symmetry は accidental symmetry

($SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ不変な項を $\text{dim.} 4$ までに限って書いたら たまたま Global $SU(2)_L \times SU(2)_R$ 対称性を持っていた。)

にも関わらず実験はこれを支持 ($\rho \simeq 1$)

．．．なぜ！？

この破れずに残った $SU(2)$ global 対称性は Custodial 対称性と呼ばれていたりします。

と比較すると

Local 変換に格上げしたもの

ちなみに

$SU(2)_L \times SU(2)_R \longrightarrow SU(2)_V$ ってどっかで見たことある

ちなみに

$SU(2)_L \times SU(2)_R \longrightarrow SU(2)_V$ ってどっかで見たことある

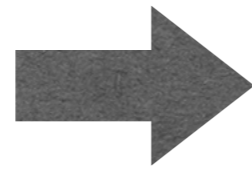
QCDによるカイラル対称性の自発的破れと同じ構造

ちなみに

$SU(2)_L \times SU(2)_R \longrightarrow SU(2)_V$ ってどっかで見たことある

QCDによるカイラル対称性の自発的破れと同じ構造

$$\frac{SU(2)_L \times SU(2)_R}{SU(2)_V}$$



Nambu-Goldstone Boson

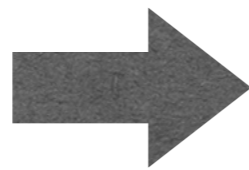
Pion: π^a ($a = 1 \sim 3$)

ちなみに

$SU(2)_L \times SU(2)_R \longrightarrow SU(2)_V$ ってどっかで見たことある

QCDによるカイラル対称性の自発的破れと同じ構造

$$\frac{SU(2)_L \times SU(2)_R}{SU(2)_V}$$



Nambu-Goldstone Boson

Pion: π^a ($a = 1 \sim 3$)

QCDの低エネルギー有効理論は、pion の理論

QCDの低エネルギー有効理論は、pion の理論

Chiral Lagrangian

Chiral Perturbation Theory (ChPT)

$$\mathcal{L} = \frac{f_\pi^2}{4} \text{Tr} \left[D_\mu U^\dagger D^\mu U \right] + \mathcal{O}(p^4) \quad \left(U = e^{2i\pi^a \tau^a / f_\pi} \right)$$
$$U \rightarrow LUR^\dagger$$

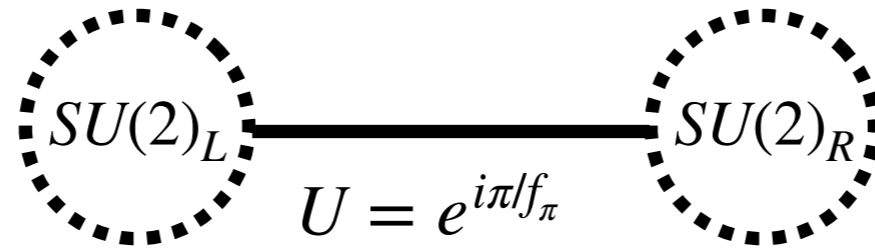
Higgs Lagrangian と似てる

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

$\lambda \rightarrow \infty$ で同じ形になる

余談：カイラルラグランジアンと余剰次元

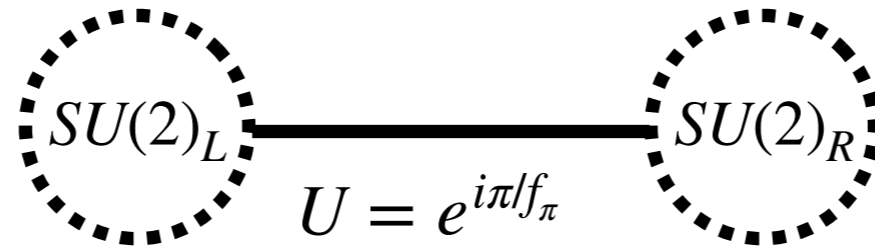
余談：カイラルラグランジアンと余剰次元



$$U \rightarrow LUR^\dagger$$

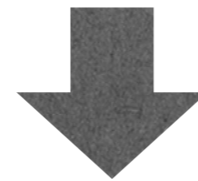
Chiral Lagrangian

余談：カイラルラグランジアンと余剰次元

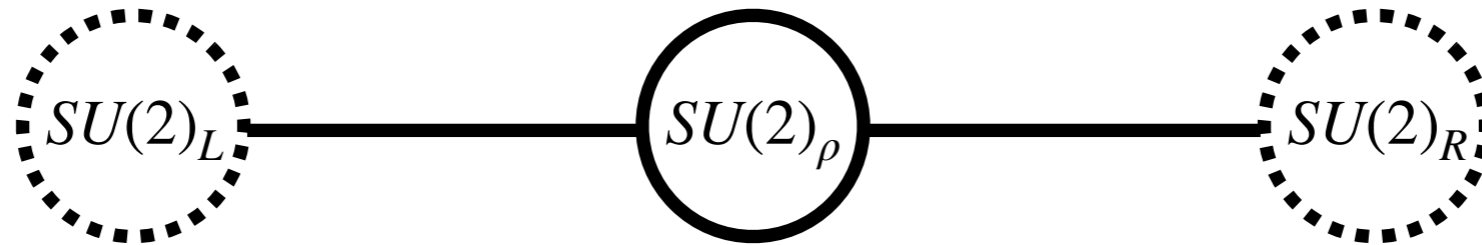


$$U \rightarrow LUR^\dagger$$

Chiral Lagrangian



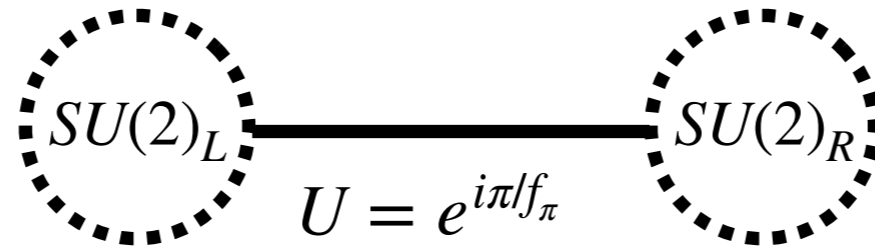
ρ メソンも入れたければ



Hidden Local Symmetry

Bando-Kugo-Uehara-Yamawaki-Yanagida (1985)

余談：カイラルラグランジアンと余剰次元

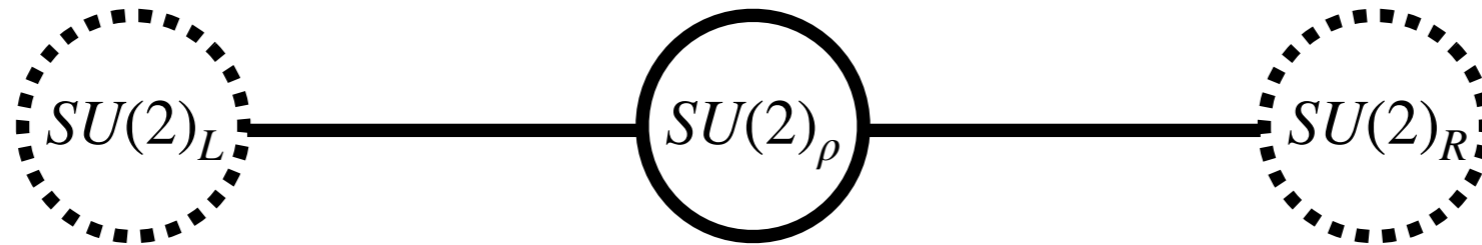


$$U \rightarrow LUR^\dagger$$

Chiral Lagrangian

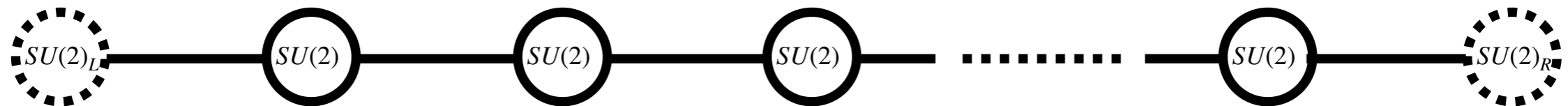


ρ メソンも入れたければ



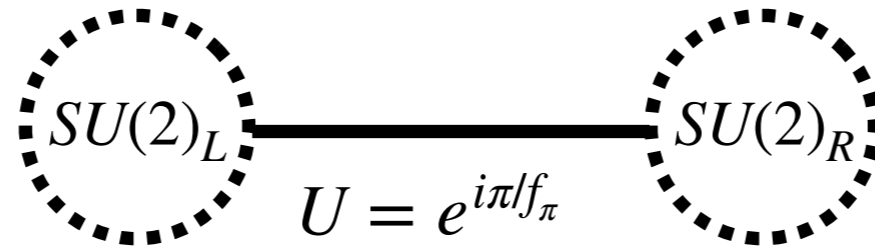
Hidden Local Symmetry

Bando-Kugo-Uehara-Yamawaki-Yanagida (1985)



More resonances...

余談：カイラルラグランジアンと余剰次元

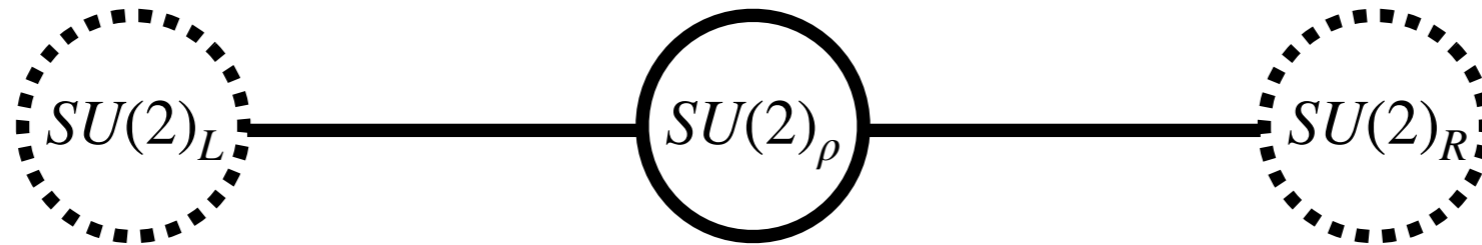


$$U \rightarrow LUR^\dagger$$

Chiral Lagrangian

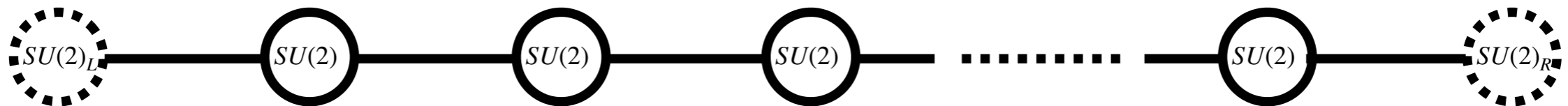


ρ メソンも入れたければ



Hidden Local Symmetry

Bando-Kugo-Uehara-Yamawaki-Yanagida (1985)



More resonances...

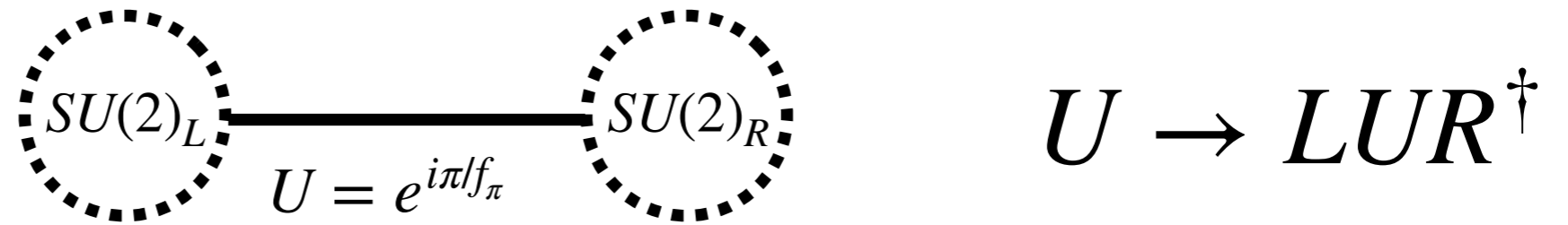


連続極限

Resonances \leftrightarrow KK modes

5次元 $SU(2)$ gauge 理論

余談：カイラルラグランジアンと余剰次元


$$SU(2)_L \text{ --- } U = e^{i\pi/f_\pi} \text{ --- } SU(2)_R \quad U \rightarrow LUR^\dagger$$

同様のことを電弱セクターで考えると、、、

- ・ 数 Site なのか、連続極限なのか、
- ・ 端っこがどうゲージ化されてるか
(extra dim. の言葉では、境界条件)
- ・ より大きな群

(そしてそこに SM ゲージ群がどう埋め込まれてるか)

等々考えると、いろんな模型がでてくる

Technicolor model

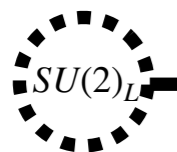
BESS model

Little Higgs Model

Higgsless Model

Gauge-Higgs Unification Model

Hid
Bando-Kugo-U



M

5



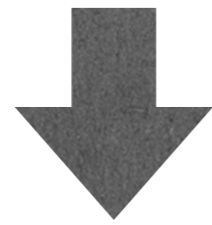
ヒッグス場の話に戻って、ちょっと**ヒッグス粒子**
が発見される前のことを考えてみましょう

ヒッグスセクターの低エネルギー有効理論（絶対に正しい部分）
は Higgs の NG 場のカイラルラグランジアン

$$\mathcal{L} = \frac{v_{\text{EW}}^2}{4} \text{Tr} \left[D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma \right] + \mathcal{O}(p^4) \quad (\Sigma = e^{2i\pi^a \tau^a / v_{\text{EW}}})$$

ヒッグスセクターの低エネルギー有効理論（絶対に正しい部分）
は Higgs の NG 場のカイラルラグランジアン

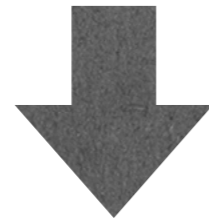
$$\mathcal{L} = \frac{v_{\text{EW}}^2}{4} \text{Tr} \left[D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma \right] + \mathcal{O}(p^4) \quad (\Sigma = e^{2i\pi^a \tau^a / v_{\text{EW}}})$$



ヒッグス粒子 (h) の発見

ヒッグスセクターの低エネルギー有効理論（絶対に正しい部分）
は Higgs の NG 場のカイラルラグランジアン

$$\mathcal{L} = \frac{v_{\text{EW}}^2}{4} \text{Tr} \left[D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma \right] + \mathcal{O}(p^4) \quad (\Sigma = e^{2i\pi^a \tau^a / v_{\text{EW}}})$$

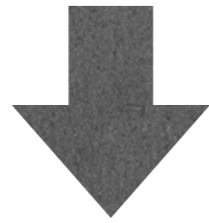


ヒッグス粒子 (h) の発見

$SU(2)_L \times SU(2)_R$ singlet

ヒッグスセクターの低エネルギー有効理論（絶対に正しい部分）
は Higgs の NG 場のカイラルラグランジアン

$$\mathcal{L} = \frac{v_{\text{EW}}^2}{4} \text{Tr} \left[D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma \right] + \mathcal{O}(p^4) \quad (\Sigma = e^{2i\pi^a \tau^a / v_{\text{EW}}})$$



ヒッグス粒子 (h) の発見

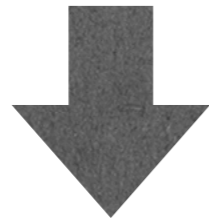
$SU(2)_L \times SU(2)_R$ singlet

一般には

$$\mathcal{L} = \frac{v_{\text{EW}}^2}{4} \text{Tr} \left[D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma \right] \times \left(1 + 2a \frac{h}{v_{\text{EW}}} + b \frac{h^2}{v_{\text{EW}}^2} + b_3 \frac{h^3}{v_{\text{EW}}^3} + \dots \right) + \mathcal{O}(p^4)$$
$$- \left(\frac{1}{2} m_h^2 h^2 + d_3 \frac{m_h^2}{2v_{\text{EW}}} h^3 + d_4 \frac{m_h^2}{8v_{\text{EW}}^2} h^4 + \dots \right)$$

ヒッグスセクターの低エネルギー有効理論（絶対に正しい部分）
は Higgs の NG 場のカイラルラグランジアン

$$\mathcal{L} = \frac{v_{\text{EW}}^2}{4} \text{Tr} \left[D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma \right] + \mathcal{O}(p^4) \quad (\Sigma = e^{2i\pi^a \tau^a / v_{\text{EW}}})$$



ヒッグス粒子 (h) の発見

$SU(2)_L \times SU(2)_R$ singlet

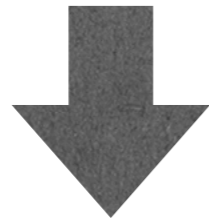
一般には

$$\mathcal{L} = \frac{v_{\text{EW}}^2}{4} \text{Tr} \left[D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma \right] \times \left(1 + 2a \frac{h}{v_{\text{EW}}} + b \frac{h^2}{v_{\text{EW}}^2} + b_3 \frac{h^3}{v_{\text{EW}}^3} + \dots \right) + \mathcal{O}(p^4)$$
$$- \left(\frac{1}{2} m_h^2 h^2 + d_3 \frac{m_h^2}{2v_{\text{EW}}} h^3 + d_4 \frac{m_h^2}{8v_{\text{EW}}^2} h^4 + \dots \right)$$

Fermion も含めると

ヒッグスセクターの低エネルギー有効理論（絶対に正しい部分）
 は Higgs の NG 場のカイラルラグランジアン

$$\mathcal{L} = \frac{v_{\text{EW}}^2}{4} \text{Tr} \left[D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma \right] + \mathcal{O}(p^4) \quad (\Sigma = e^{2i\pi^a \tau^a / v_{\text{EW}}})$$



ヒッグス粒子 (h) の発見

$SU(2)_L \times SU(2)_R$ singlet

一般には

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{v_{\text{EW}}^2}{4} \text{Tr} \left[D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma \right] \times \left(1 + 2a \frac{h}{v_{\text{EW}}} + b \frac{h^2}{v_{\text{EW}}^2} + b_3 \frac{h^3}{v_{\text{EW}}^3} + \dots \right) + \mathcal{O}(p^4) \\ & - \left(\frac{1}{2} m_h^2 h^2 + d_3 \frac{m_h^2}{2v_{\text{EW}}} h^3 + d_4 \frac{m_h^2}{8v_{\text{EW}}^2} h^4 + \dots \right) \\ & - \frac{v_{\text{EW}}}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L^i \bar{d}_L^i) \Sigma \left(1 + c \frac{h}{v_{\text{EW}}} + c_2 \frac{h^2}{v_{\text{EW}}^2} + \dots \right) \begin{pmatrix} y_{ij}^u u_R^j \\ y_{ij}^d d_R^j \end{pmatrix} \end{aligned}$$

ヒッグスセクターの低エネルギー有効理論 (絶対に正しい部分)
 は Higgs の NG 場のカイラルラグランジアン

$$\mathcal{L} = \frac{v_{EW}^2}{4} \text{Tr} \left[D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma \right] + \mathcal{O}(p^4) \quad (\Sigma = e^{2i\pi^a \tau^a / v_{EW}})$$



ヒッグス粒子 (h) の発見

$SU(2)_L \times SU(2)_R$ singlet

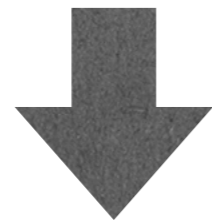
一般には

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{v_{EW}^2}{4} \text{Tr} \left[D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma \right] \times \left(1 + \underbrace{2a}_{\substack{1 \\ h}} \frac{h}{v_{EW}} + \underbrace{b}_{\substack{1 \\ h^2}} \frac{h^2}{v_{EW}^2} + \underbrace{b_3}_{\substack{0 \\ h^3}} \frac{h^3}{v_{EW}^3} + \dots \right) + \underbrace{\mathcal{O}(p^4)}_{\substack{0 \\ \uparrow}} \\ & - \left(\frac{1}{2} m_h^2 h^2 + \underbrace{d_3}_{\substack{1 \\ h^2}} \frac{m_h^2}{2v_{EW}} h^3 + \underbrace{d_4}_{\substack{1 \\ h^3}} \frac{m_h^2}{8v_{EW}^2} h^4 + \dots \right) \\ & - \frac{v_{EW}}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L^i \ d\bar{d}_L^i) \Sigma \left(1 + \underbrace{c}_{\substack{1 \\ h}} \frac{h}{v_{EW}} + \underbrace{c_2}_{\substack{0 \\ h^2}} \frac{h^2}{v_{EW}^2} + \dots \right) \begin{pmatrix} y_{ij}^u u_R^j \\ y_{ij}^d d_R^j \end{pmatrix} \end{aligned}$$

標準模型は
 すごく特殊な形

ヒッグスセクターの低エネルギー有効理論 (絶対に正しい部分)
 は Higgs の NG 場のカイラルラグランジアン

$$\mathcal{L} = \frac{v_{EW}^2}{4} \text{Tr} \left[D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma \right] + \mathcal{O}(p^4) \quad (\Sigma = e^{2i\pi^a \tau^a / v_{EW}})$$



ヒッグス粒子 (h) の発見

$SU(2)_L \times SU(2)_R$ singlet

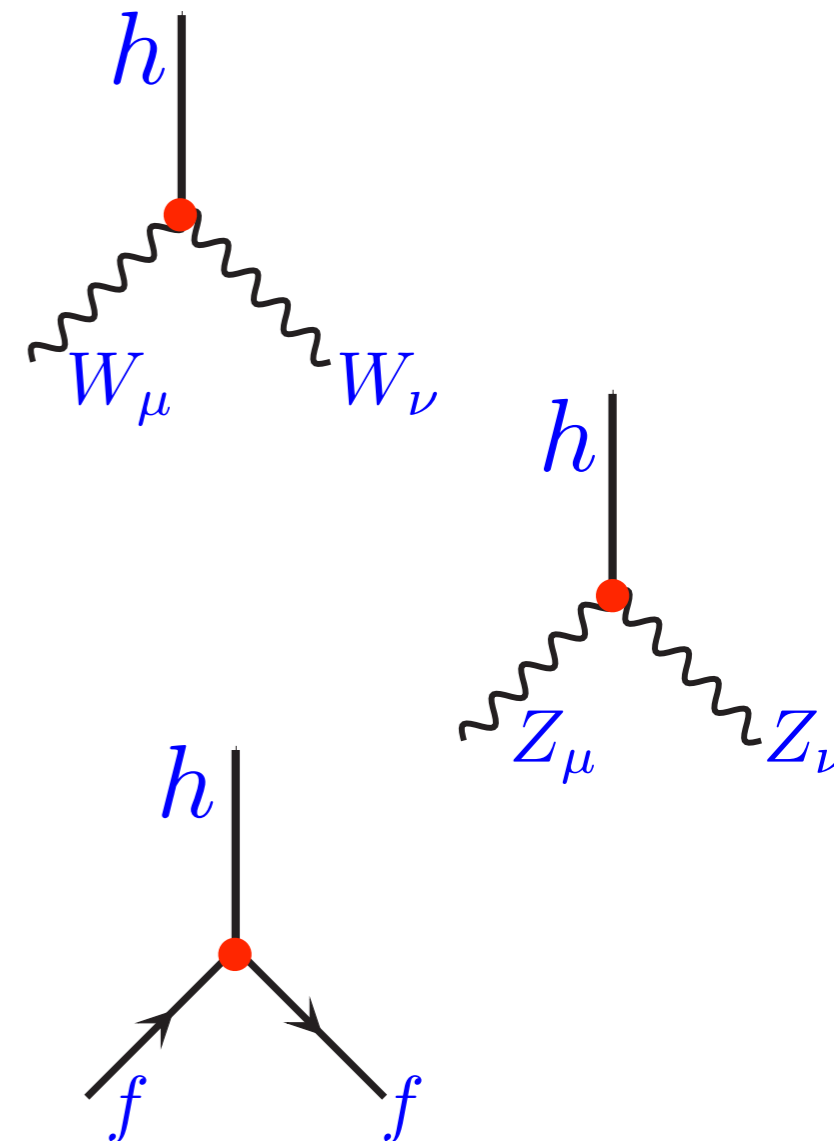
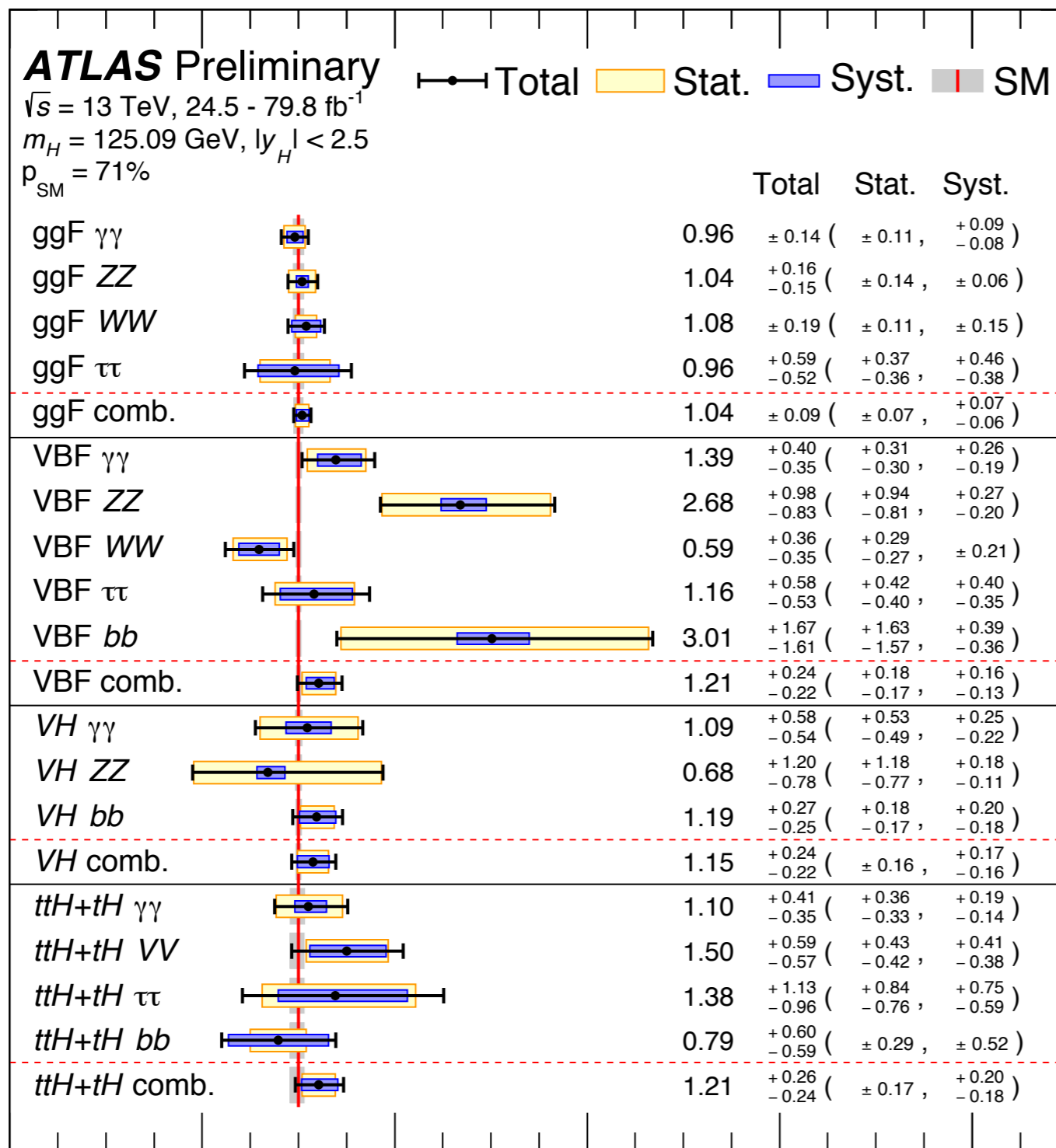
一般には

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{v_{EW}^2}{4} \text{Tr} \left[D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma \right] \times \left(1 + \underbrace{2a}_{\substack{1 \\ h}} \frac{h}{v_{EW}} + \underbrace{b}_{\substack{1 \\ h^2}} \frac{h^2}{v_{EW}^2} + \underbrace{b_3}_{\substack{0 \\ h^3}} \frac{h^3}{v_{EW}^3} + \dots \right) + \underbrace{\mathcal{O}(p^4)}_{\substack{0 \\ h^0}} \\ & - \left(\frac{1}{2} m_h^2 h^2 + \underbrace{d_3}_{\substack{1 \\ h^2}} \frac{m_h^2}{2v_{EW}} h^3 + \underbrace{d_4}_{\substack{1 \\ h^3}} \frac{m_h^2}{8v_{EW}^2} h^4 + \dots \right) \\ & - \frac{v_{EW}}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L^i \ d\bar{d}_L^i) \Sigma \left(1 + \underbrace{c}_{\substack{1 \\ h}} \frac{h}{v_{EW}} + \underbrace{c_2}_{\substack{0 \\ h^2}} \frac{h^2}{v_{EW}^2} + \dots \right) \begin{pmatrix} y_{ij}^u u_R^j \\ y_{ij}^d d_R^j \end{pmatrix} \end{aligned}$$

標準模型は
 すごく特殊な形

なぜ?

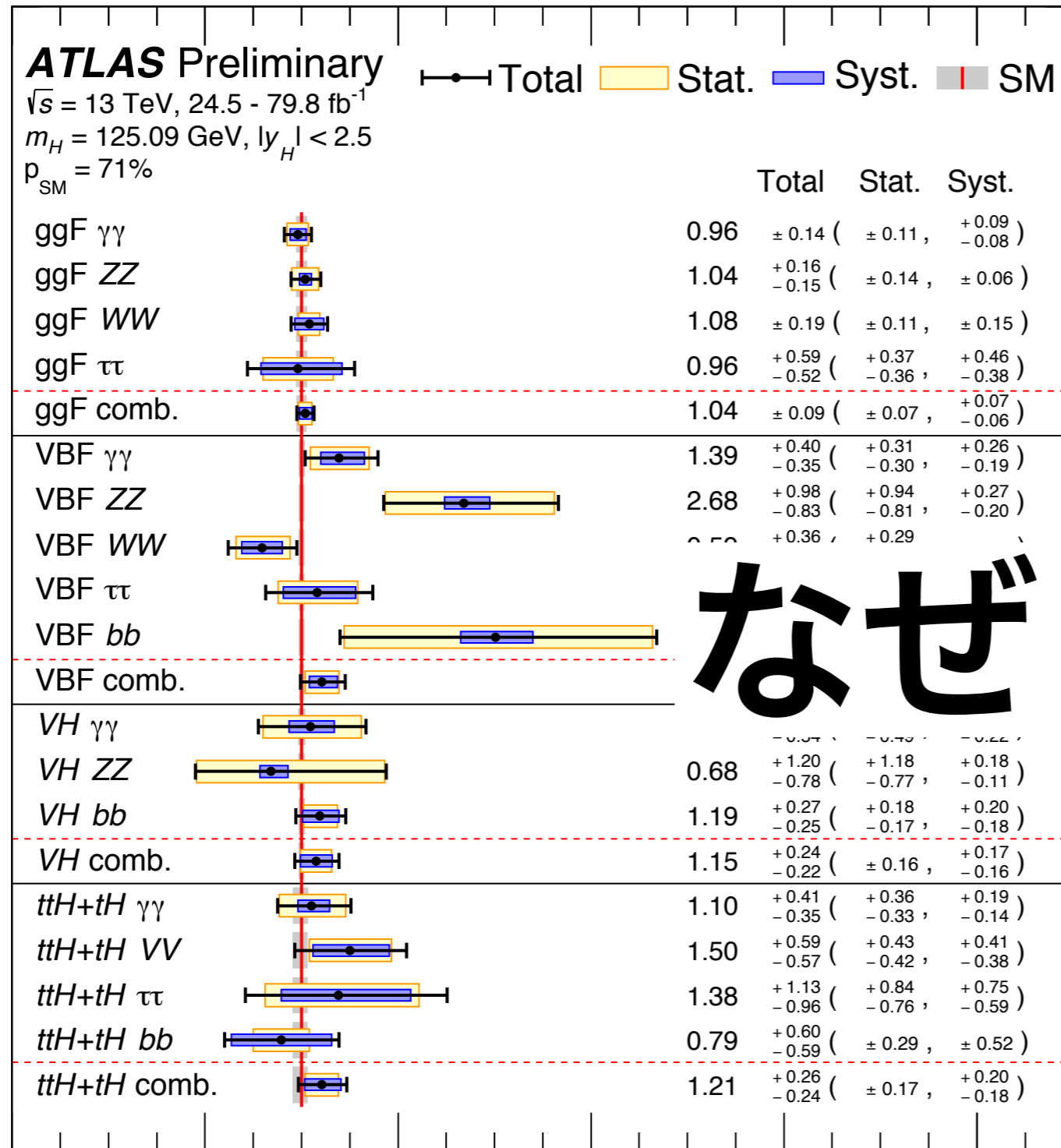
そうならないといけない理由はよくわからないけど、
 実験は標準模型の正しさをどんどん証明し始めている



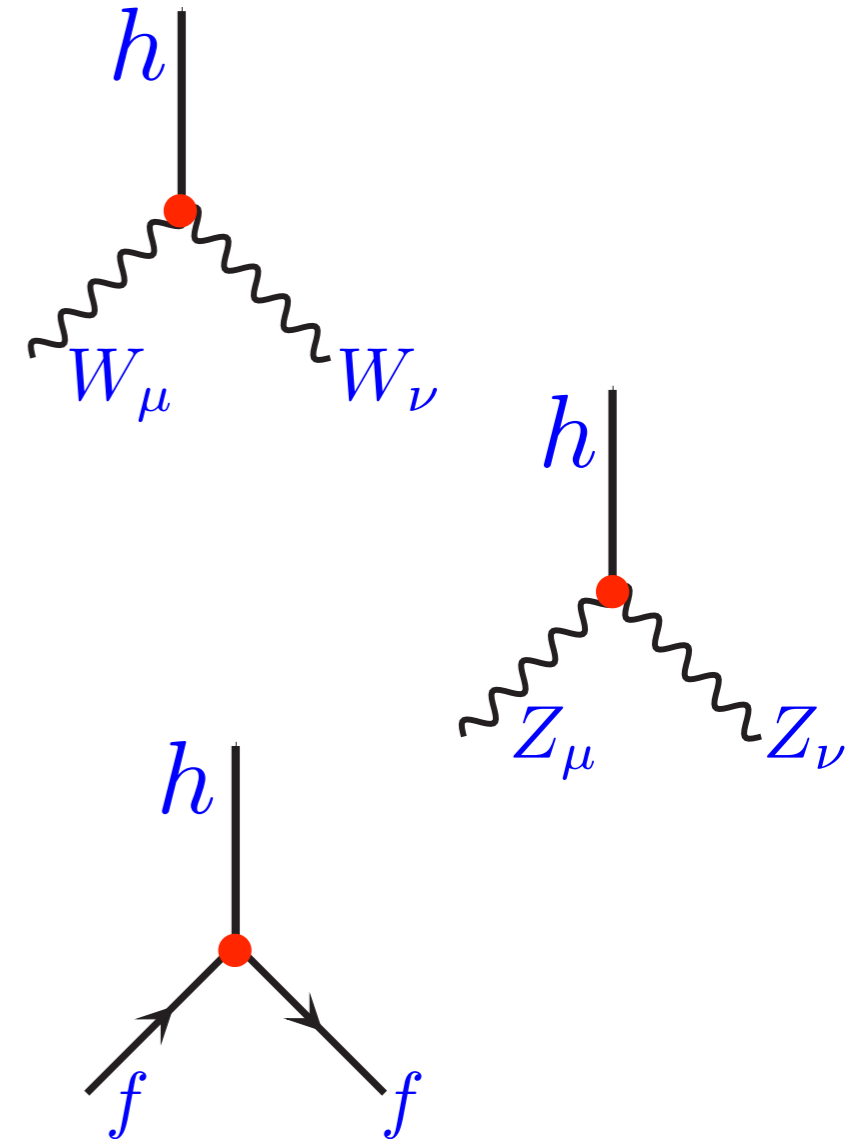
-2 0 2 4 ATLAS-CONF-2019-005

Parameter normalized to SM value

そうならないといけない理由はよくわからないけど、
 実験は標準模型の正しさをどんどん証明し始めている



なぜ？



ただし、標準模型が正しいかどうかわかってない部分もある

ただし、標準模型が正しいかどうかわかってない部分もある

ヒッグスそのものについて何を知っているか

ただし、標準模型が正しいかどうかわかってない部分もある

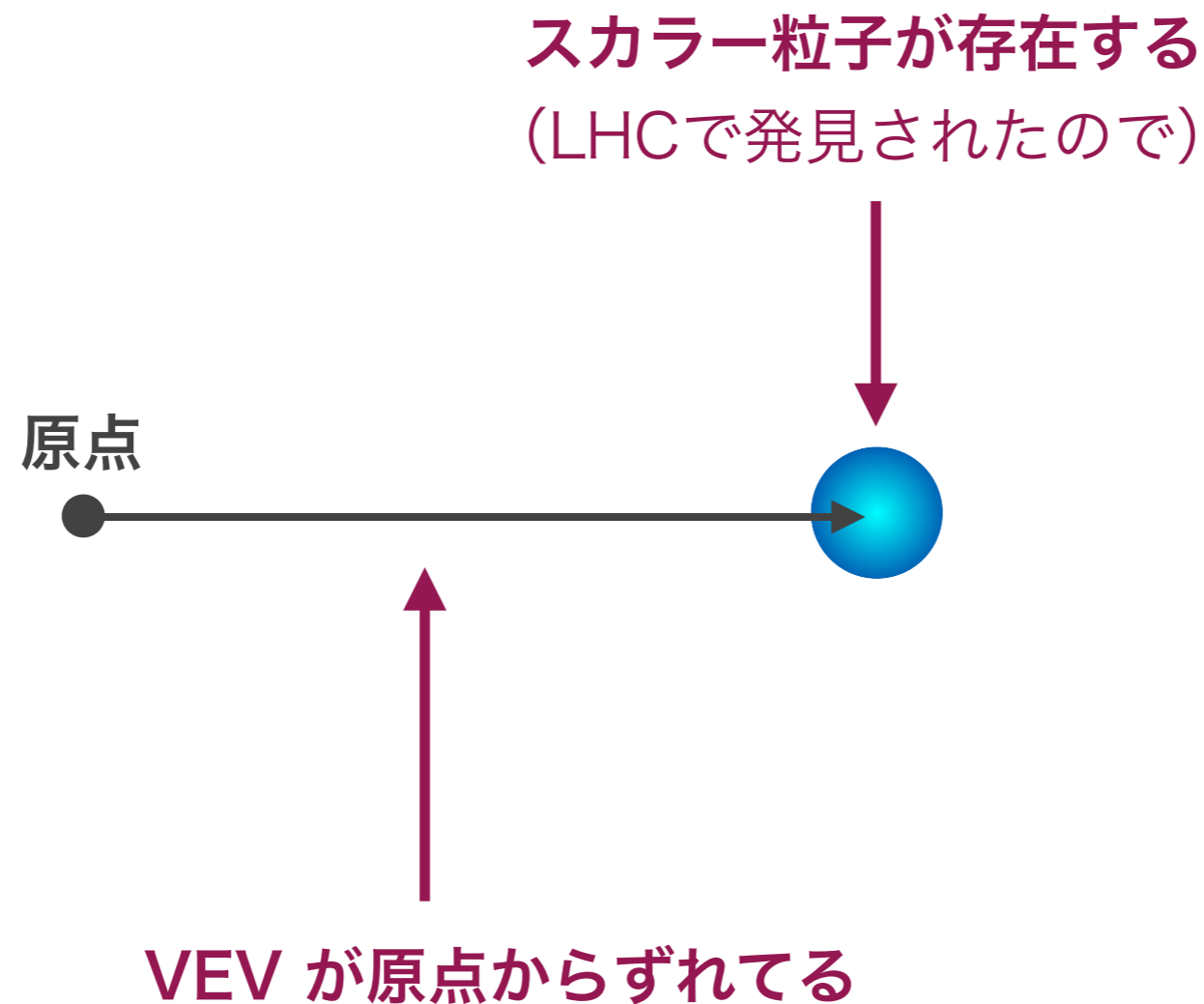
ヒッグスそのものについて何を知っているか

スカラー粒子が存在する
(LHCで発見されたので)



ただし、標準模型が正しいかどうかわかってない部分もある

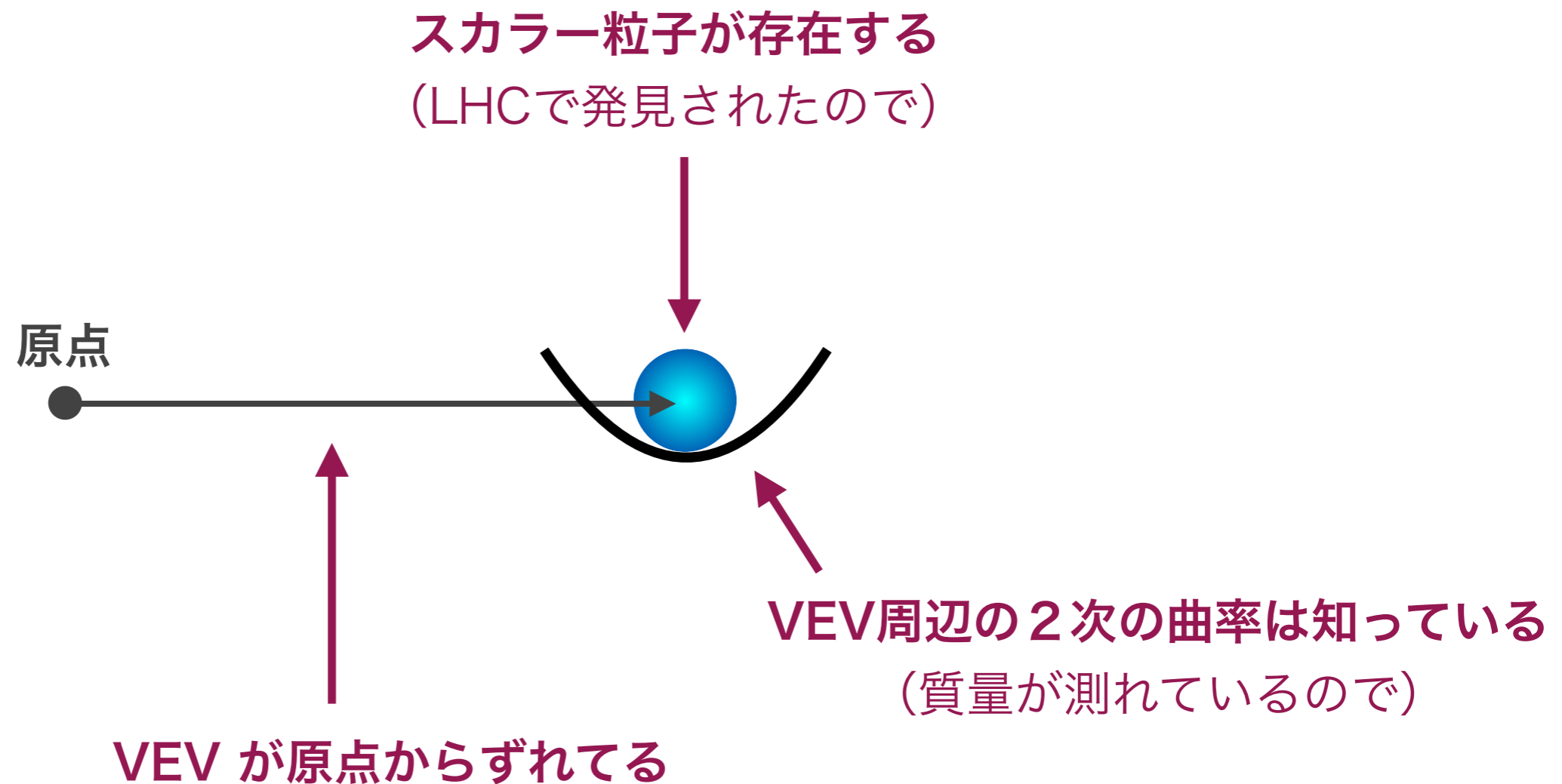
ヒッグスそのものについて何を知っているか



(W, Z やいくつかの fermion との相互作用がかなりまともなので、それらの質量の大部分は**おそらく**この粒子の VEV から来ている)

ただし、標準模型が正しいかどうかわかってない部分もある

ヒッグスそのものについて何を知っているか

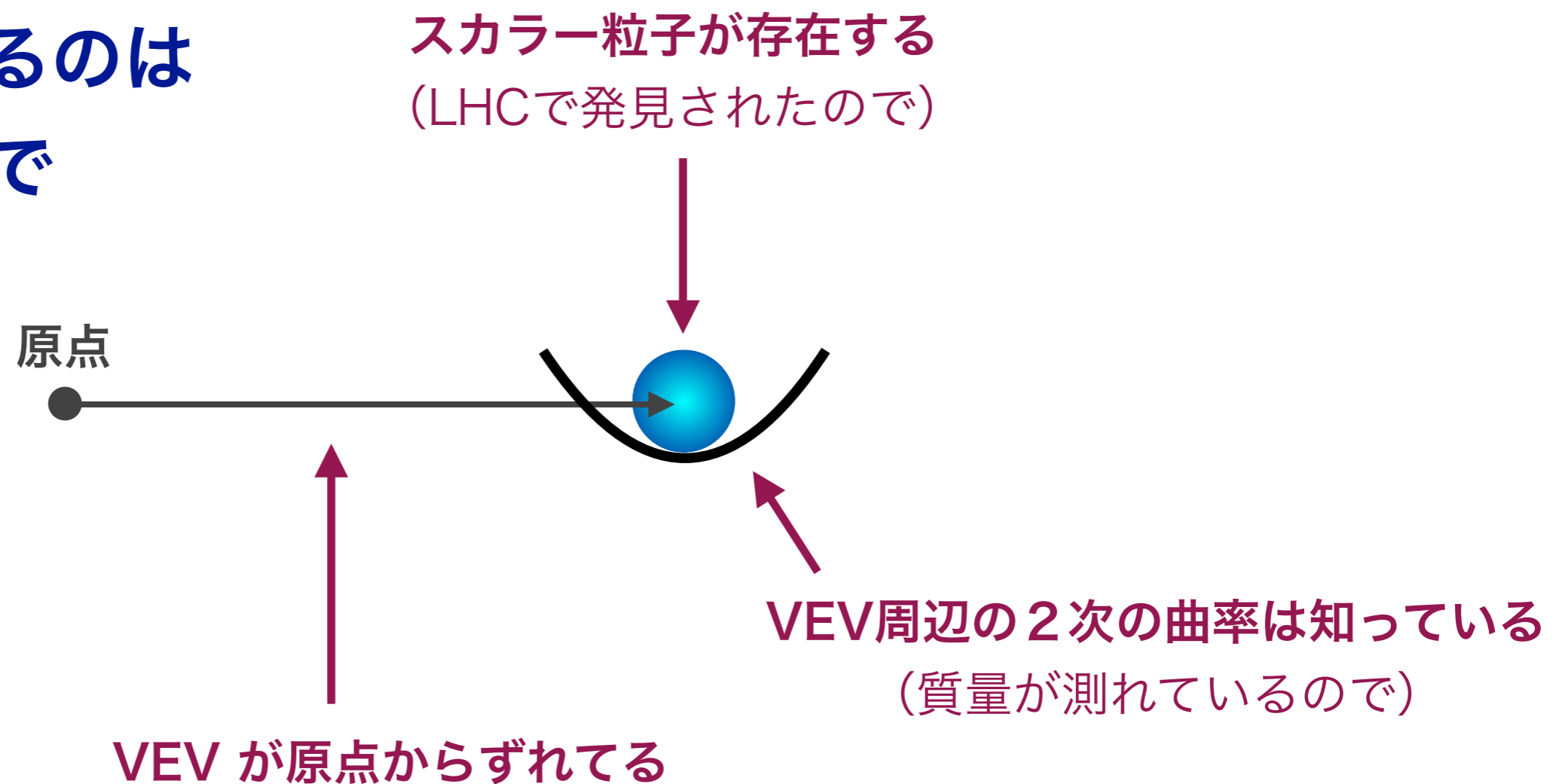


(W, Z やいくつかの fermion との相互作用がかなりまともなので、それらの質量の大部分は**おそらく**この粒子の VEV から来ている)

ただし、標準模型が正しいかどうかわかってない部分もある

ヒッグスそのものについて何を知っているか

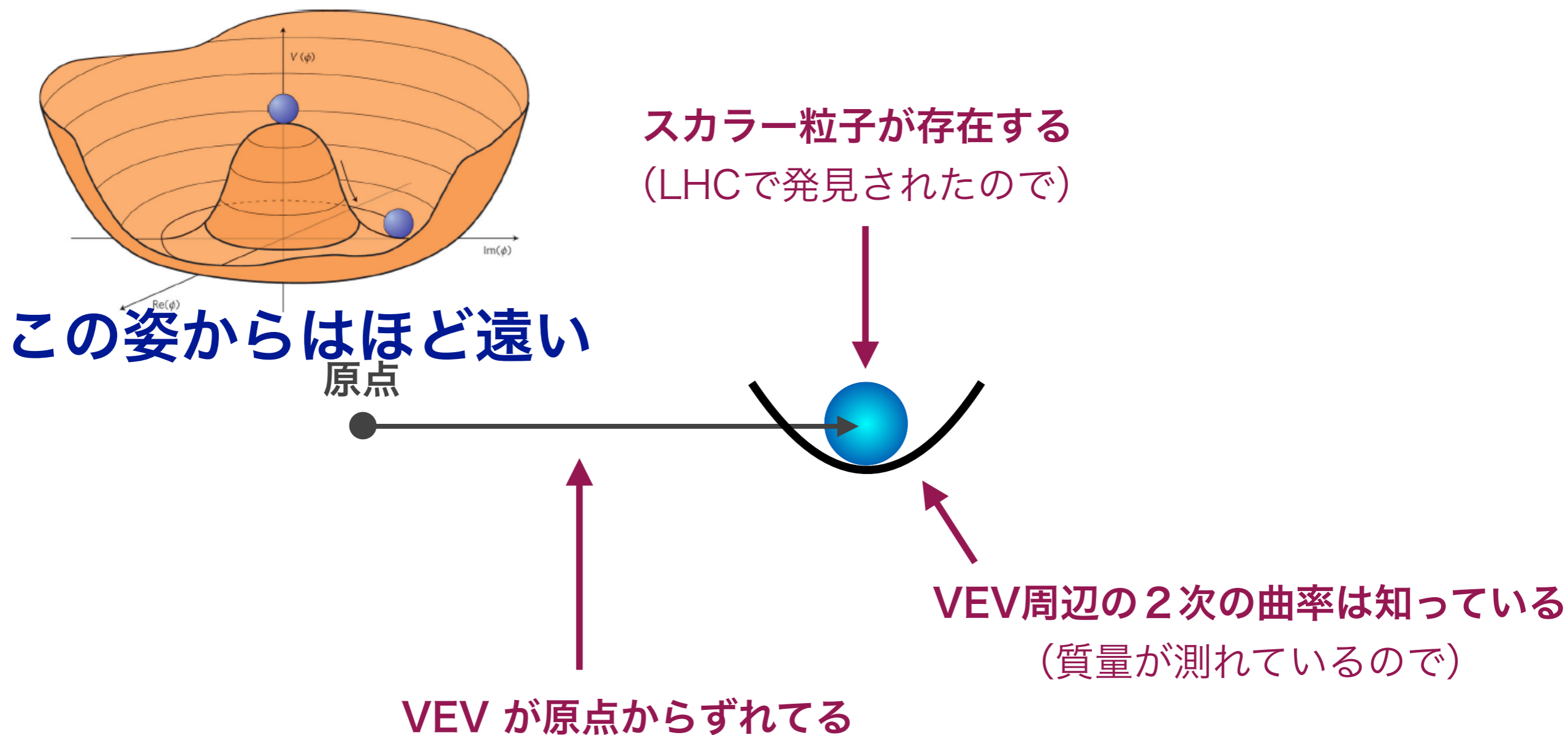
わかっているのは
ここまで



(W, Z やいくつかの fermion との相互作用がかなりまともなので、
それらの質量の大部分はおそらくこの粒子の VEV から来ている)

ただし、標準模型が正しいかどうかわかってない部分もある

ヒッグスそのものについて何を知っているか



(W, Z やいくつかの fermion との相互作用がかなりまともなので、
それらの質量の大部分はおそらくこの粒子の VEV から来ている)

そうならないといけない理由はよくわからないけど、
実験は標準模型の正しさをどんどん証明し始めている

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & \frac{v_{EW}^2}{4} \text{Tr} \left[D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma \right] \times \left(1 + 2a \frac{h}{v_{EW}} + b \frac{h^2}{v_{EW}^2} + b_3 \frac{h^3}{v_{EW}^3} + \dots \right) + \mathcal{O}(p^4) \\
 & - \left(\frac{1}{2} m_h^2 h^2 + d_3 \frac{m_h^2}{2v_{EW}} h^3 + d_4 \frac{m_h^2}{8v_{EW}^2} h^4 + \dots \right) \\
 & - \frac{v_{EW}}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L^i \bar{d}_L^i) \Sigma \left(1 + c \frac{h}{v_{EW}} + c_2 \frac{h^2}{v_{EW}^2} + \dots \right) \begin{pmatrix} y_{ij}^u u_R^j \\ y_{ij}^d d_R^j \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

まだ全然
わかっていない
部分はここ

そうならないといけない理由はよくわからないけど、
実験は標準模型の正しさをどんどん証明し始めている

$$\mathcal{L} = \frac{v_{EW}^2}{4} \text{Tr} \left[D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma \right] \times \left(1 + 2a \frac{h}{v_{EW}} + b \frac{h^2}{v_{EW}^2} + b_3 \frac{h^3}{v_{EW}^3} + \dots \right) + \mathcal{O}(p^4)$$

$$- \left(\frac{1}{2} m_h^2 h^2 + d_3 \frac{m_h^2}{2v_{EW}} h^3 + d_4 \frac{m_h^2}{8v_{EW}^2} h^4 + \dots \right)$$

まだ全然
わかっていない
部分はここ

$$- \frac{v_{EW}}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L^i \bar{d}_L^i) \Sigma \left(1 + c \frac{h}{v_{EW}} + c_2 \frac{h^2}{v_{EW}^2} + \dots \right) \begin{pmatrix} y_{ij}^u u_R^j \\ y_{ij}^d d_R^j \end{pmatrix}$$

対称性の自発的破れの起源はまだ分かっていない

そうならないといけない理由はよくわからないけど、
実験は標準模型の正しさをどんどん証明し始めている

$$\mathcal{L} = \frac{v_{EW}^2}{4} \text{Tr} \left[D_\mu \Sigma^\dagger D^\mu \Sigma \right] \times \left(1 + 2a \frac{h}{v_{EW}} + b \frac{h^2}{v_{EW}^2} + b_3 \frac{h^3}{v_{EW}^3} + \dots \right) + \mathcal{O}(p^4)$$

$$- \left(\frac{1}{2} m_h^2 h^2 + d_3 \frac{m_h^2}{2v_{EW}} h^3 + d_4 \frac{m_h^2}{8v_{EW}^2} h^4 + \dots \right)$$

まだ全然
わかっていない
部分はここ

$$- \frac{v_{EW}}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L^i \bar{d}_L^i) \Sigma \left(1 + c \frac{h}{v_{EW}} + c_2 \frac{h^2}{v_{EW}^2} + \dots \right) \begin{pmatrix} y_{ij}^u u_R^j \\ y_{ij}^d d_R^j \end{pmatrix}$$

対称性の自発的破れの起源はまだ分かっていない

真空構造が関わってくる物理に標準模型を
超える物理が潜んでいる可能性

ここからトポロジーの話

(数学的に難しいことは言いません)

Topological Defects (Solitons)

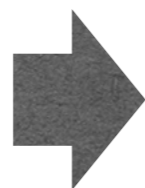
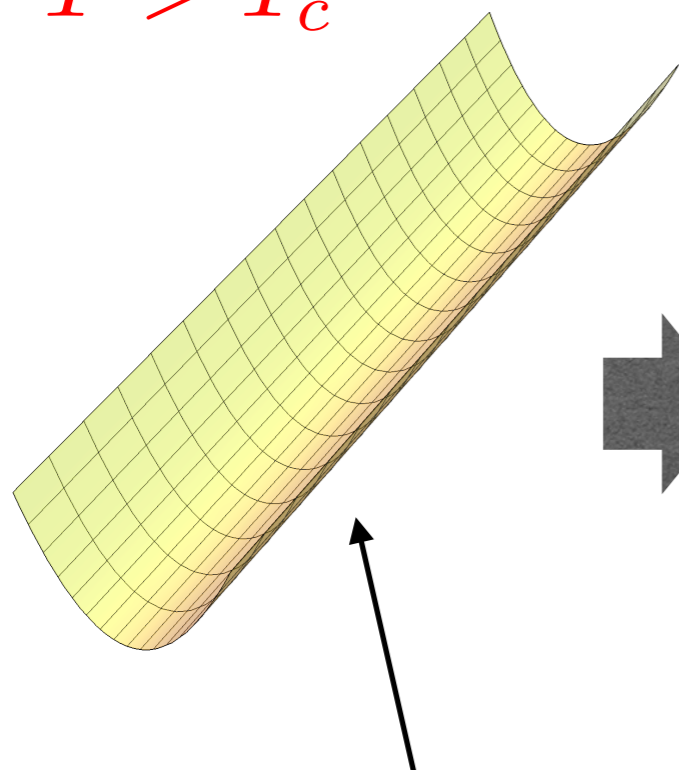
Particle : 真空の周りの場の揺らぎ

Soliton : トポロジカルに安定な
非自明な場の配位 (configuration)

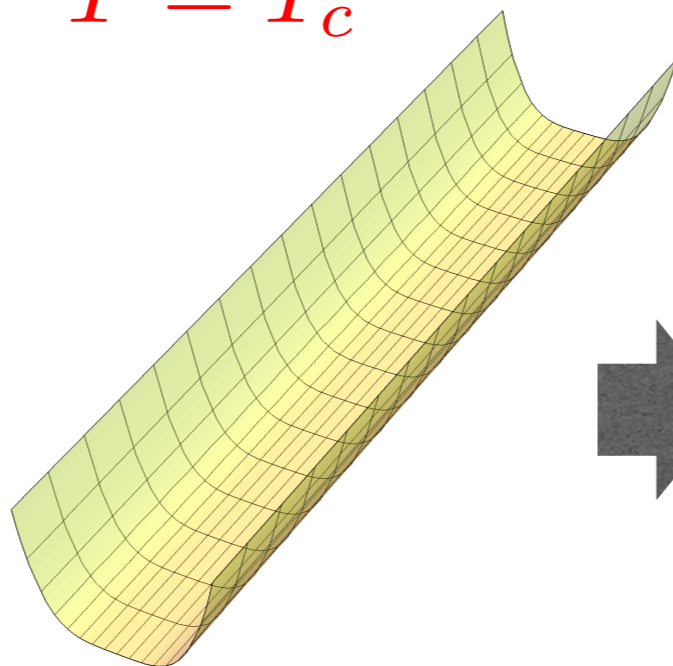
位相欠陥はどうやってできるのか

例：無限に長い1次元空間に real scalar 場が存在する宇宙

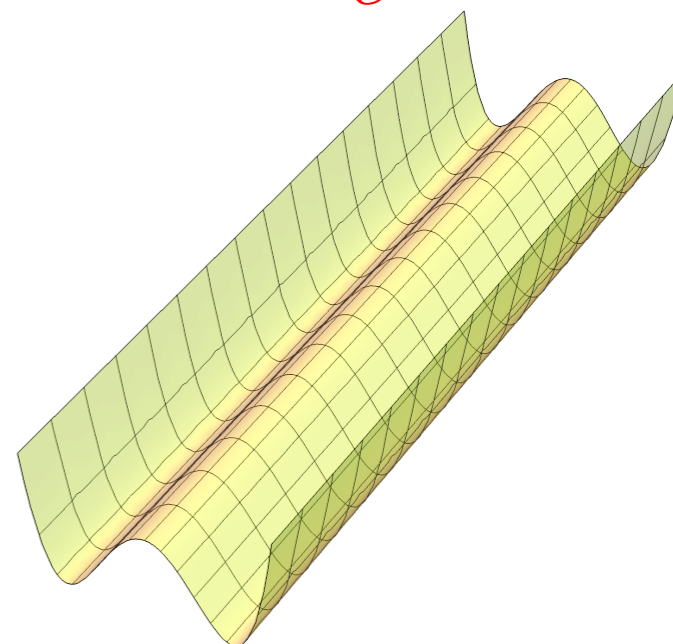
$$T > T_c$$



$$T = T_c$$



$$T < T_c$$

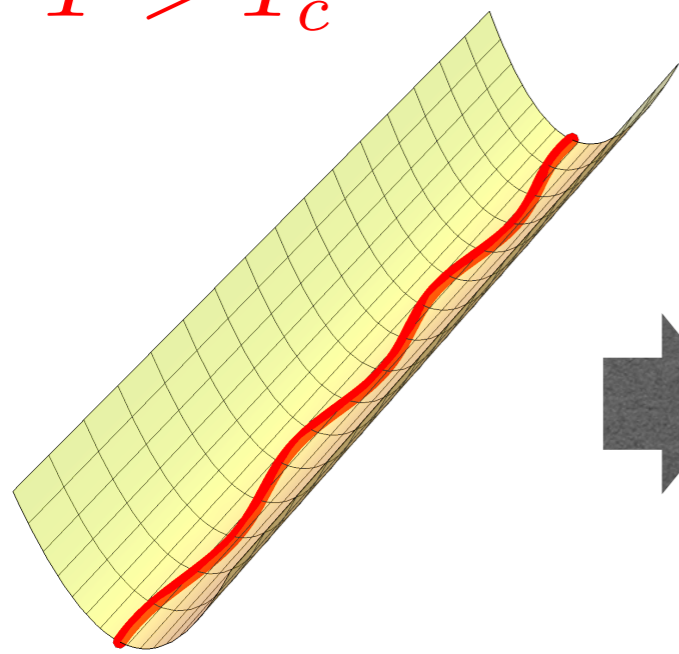


potential of the scalar field

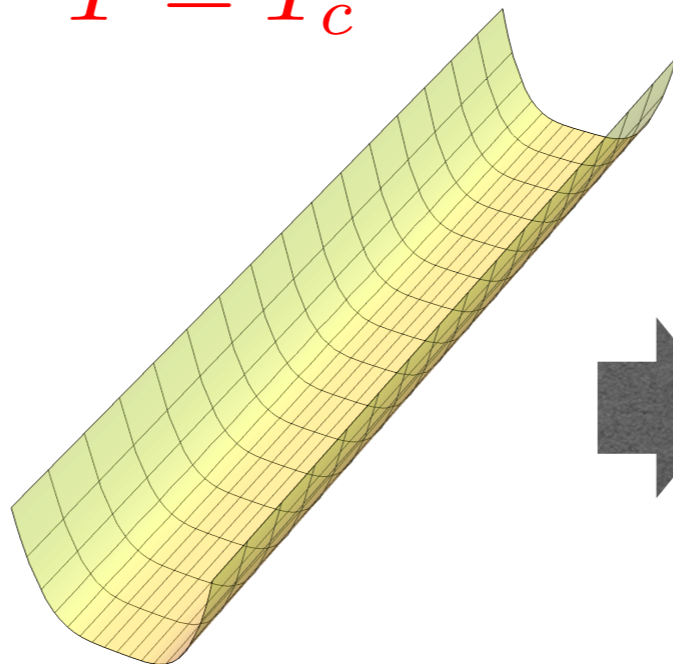
位相欠陥はどうやってできるのか

例：無限に長い1次元空間に real scalar 場が存在する宇宙

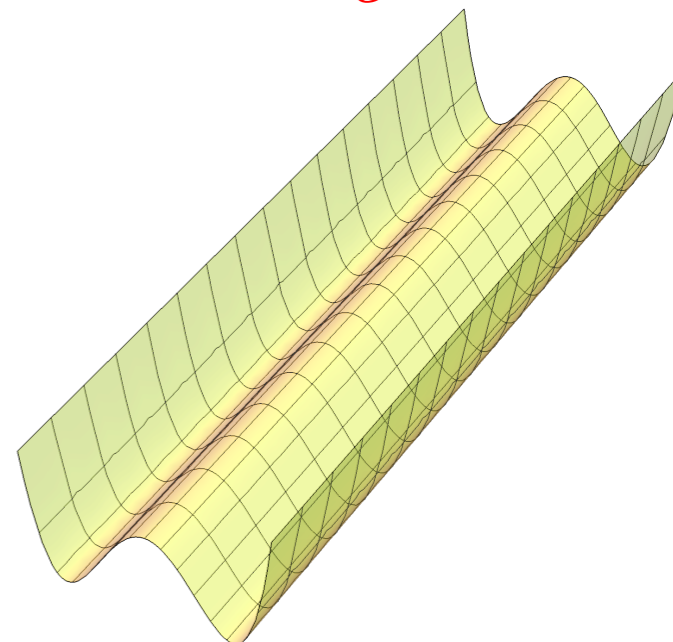
$$T > T_c$$



$$T = T_c$$



$$T < T_c$$

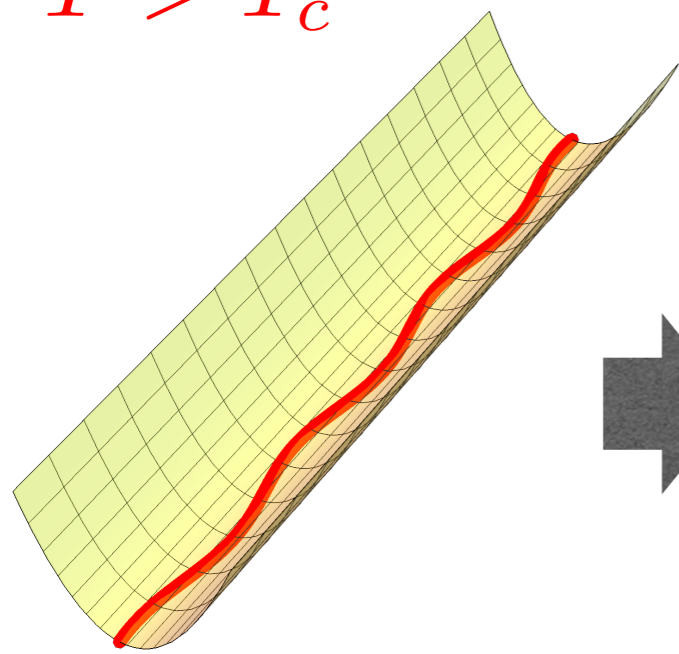


field configuration of the scalar field

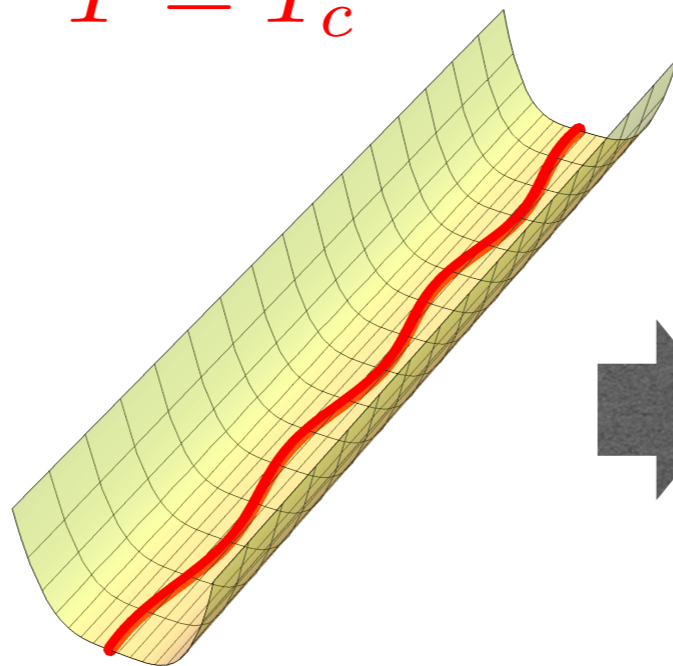
位相欠陥はどうやってできるのか

例：無限に長い1次元空間に real scalar 場が存在する宇宙

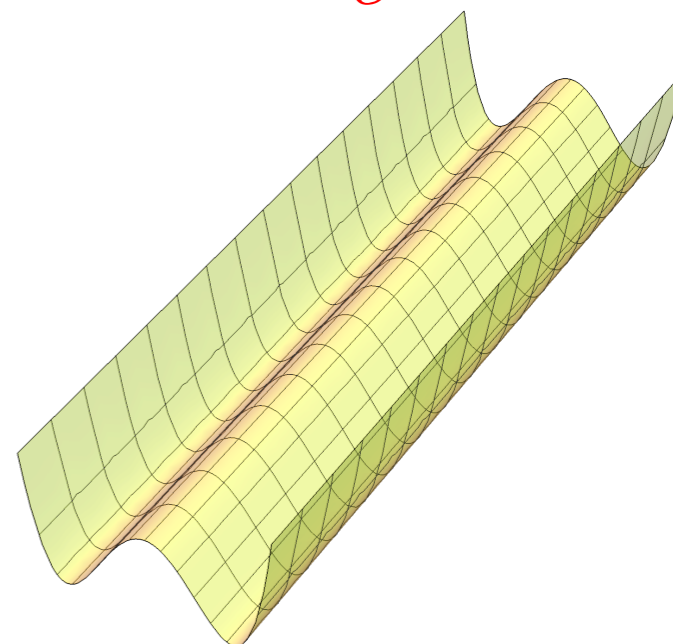
$$T > T_c$$



$$T = T_c$$



$$T < T_c$$

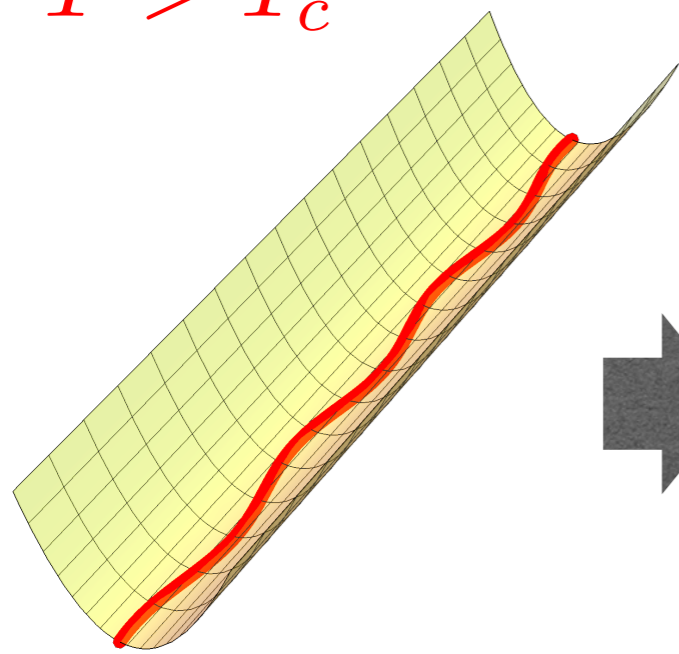


field configuration of the scalar field

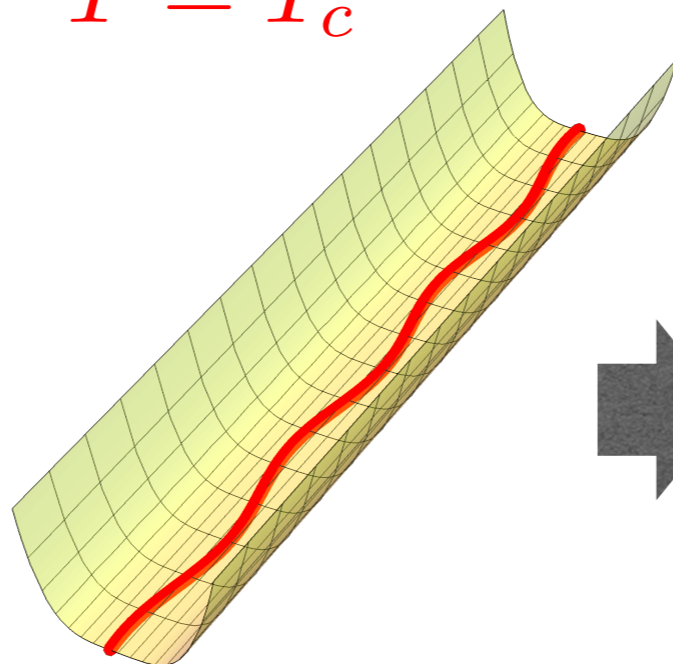
位相欠陥はどうやってできるのか

例：無限に長い1次元空間に real scalar 場が存在する宇宙

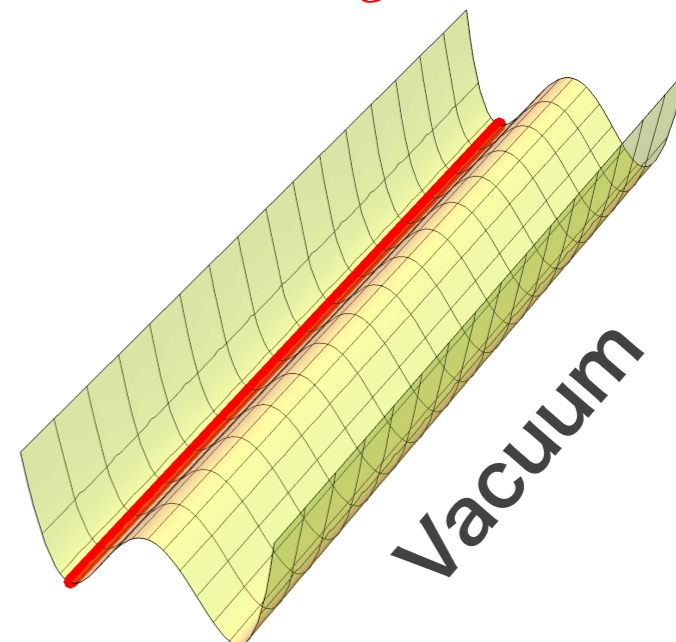
$$T > T_c$$



$$T = T_c$$



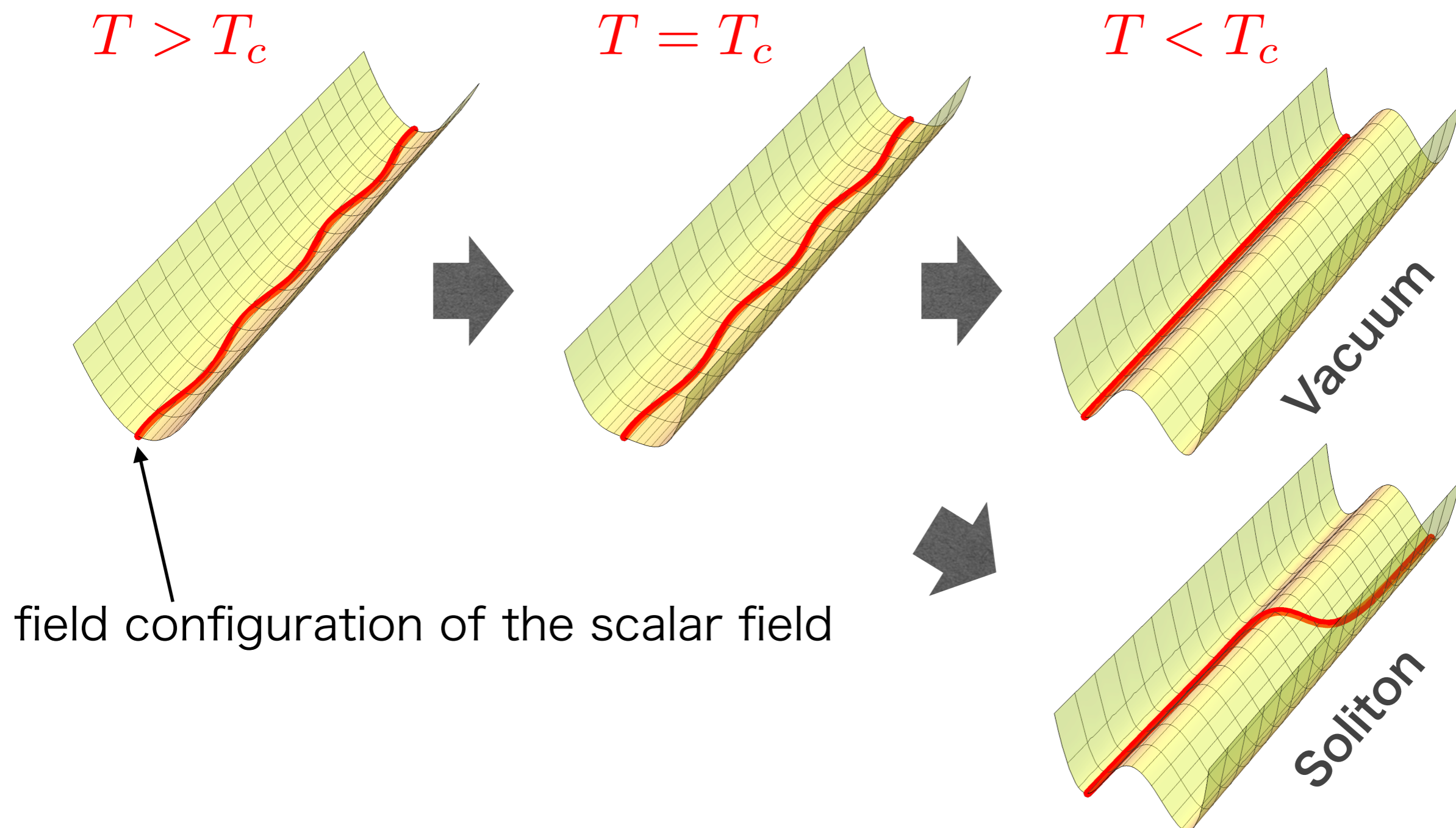
$$T < T_c$$



field configuration of the scalar field

位相欠陥はどうやってできるのか

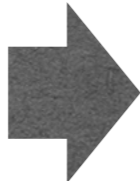
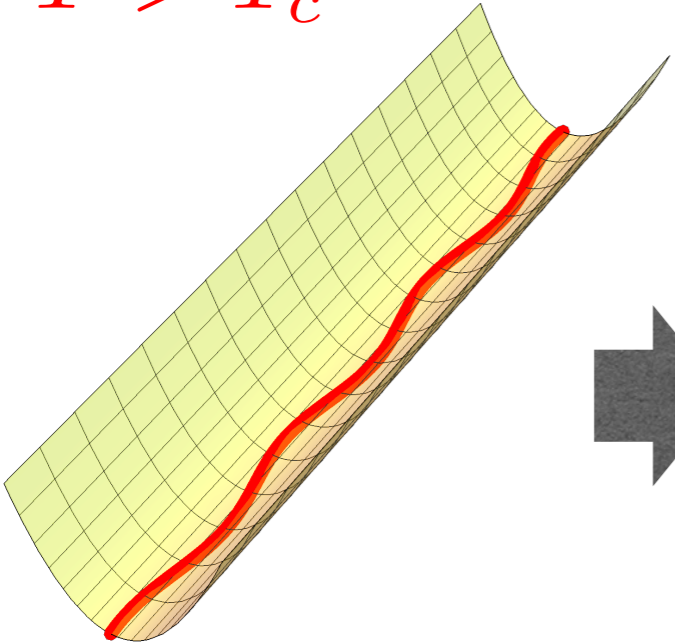
例：無限に長い1次元空間に real scalar 場が存在する宇宙



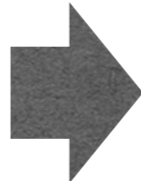
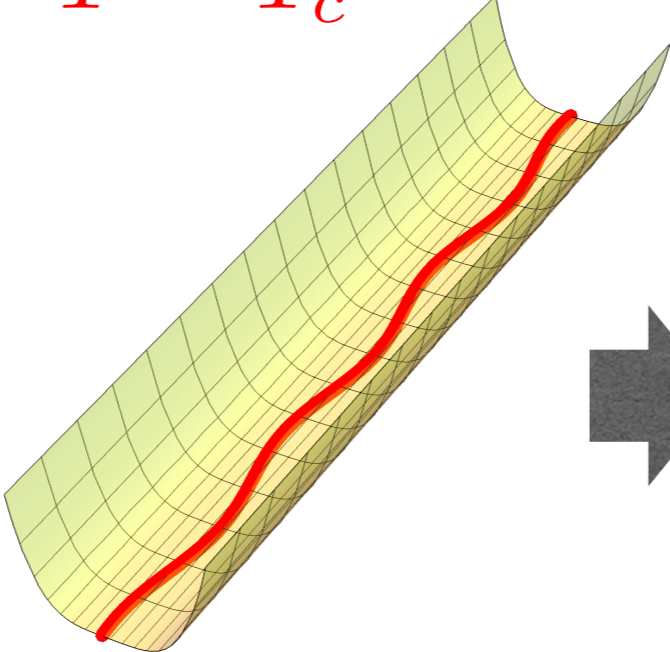
位相欠陥はどうやってできるのか

例：無限に長い1次元空間に real scalar 場が存在する宇宙

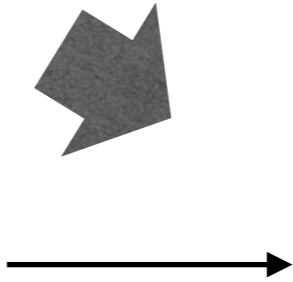
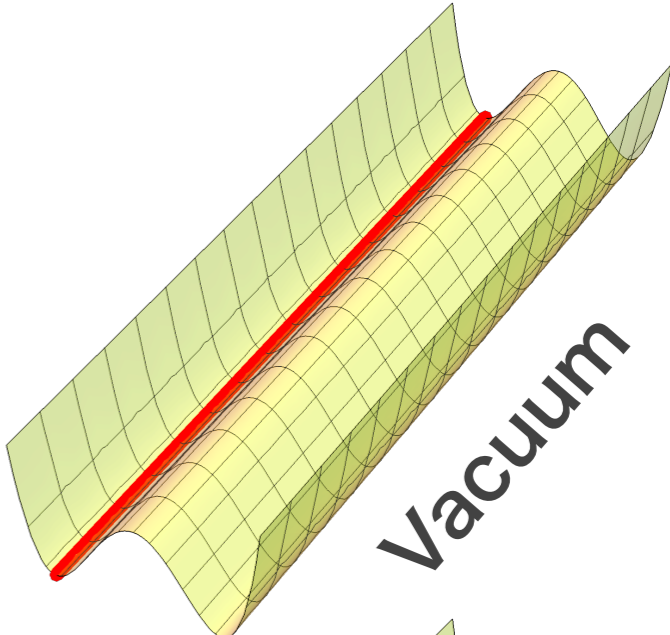
$$T > T_c$$



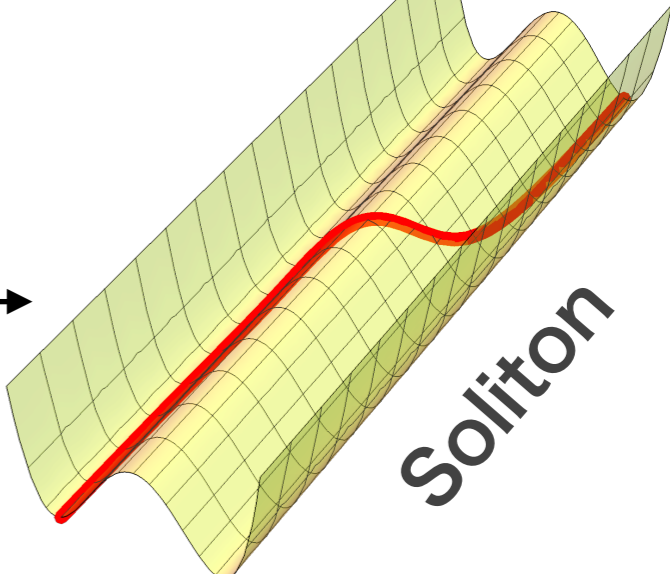
$$T = T_c$$



$$T < T_c$$

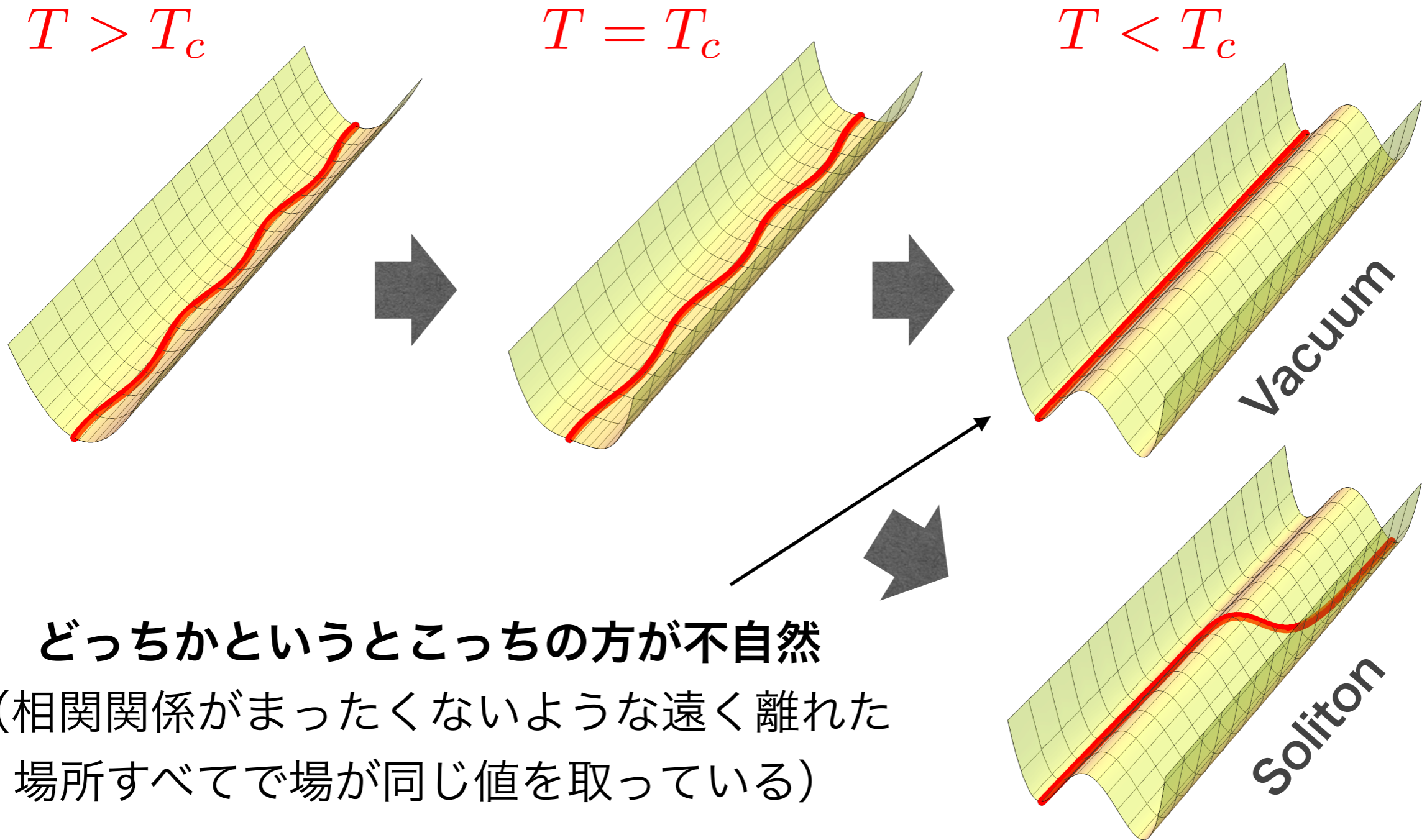


数学的にこういう解があるのはいいとして
こんな不自然なものほんとに存在するのか
と思われるかもしれません



位相欠陥はどうやってできるのか

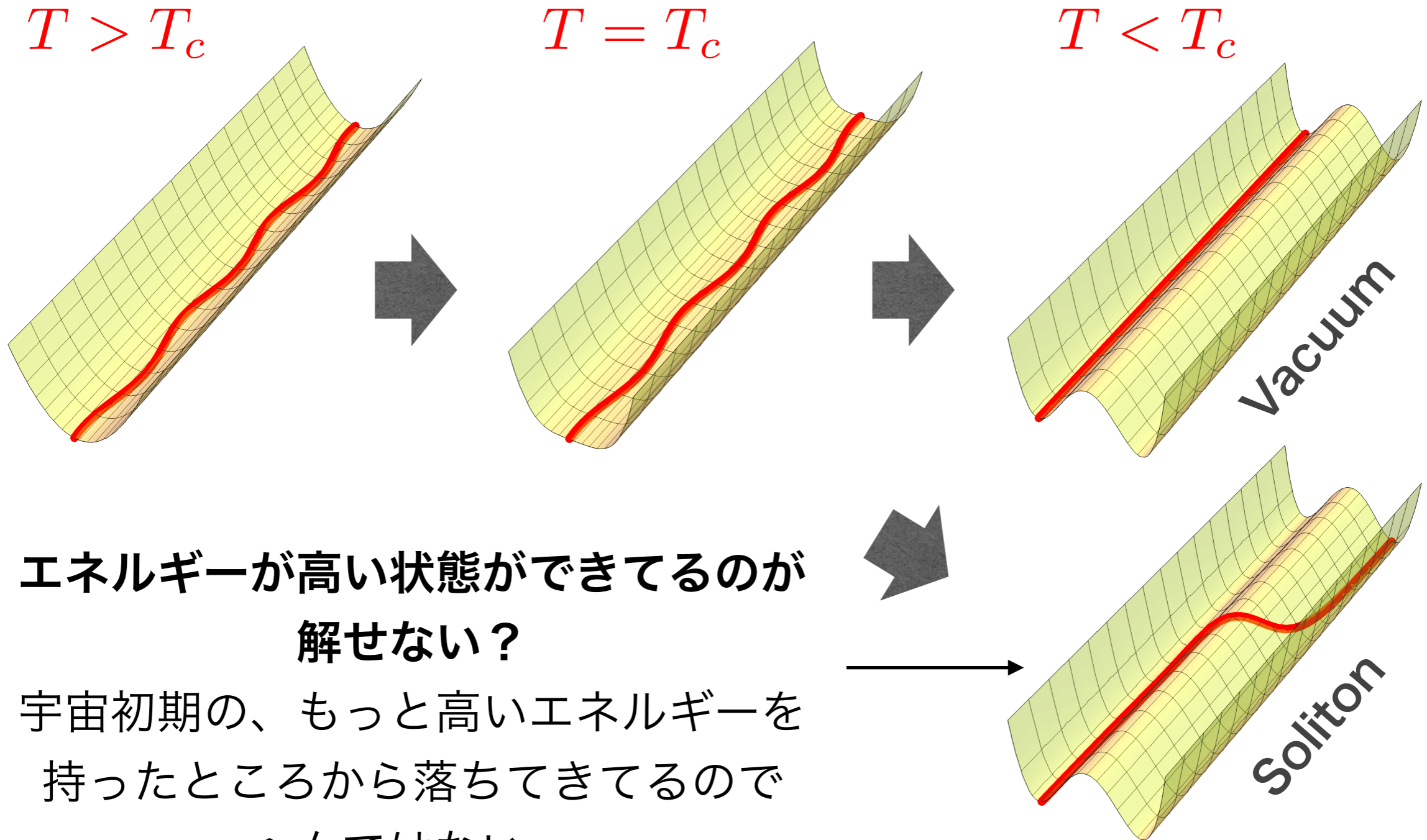
例：無限に長い1次元空間に real scalar 場が存在する宇宙



どっちかというところの方が不自然
(相関関係がまったくないような遠く離れた場所すべてで場が同じ値を取っている)

位相欠陥はどうやってできるのか

例：無限に長い1次元空間に real scalar 場が存在する宇宙



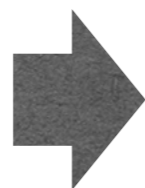
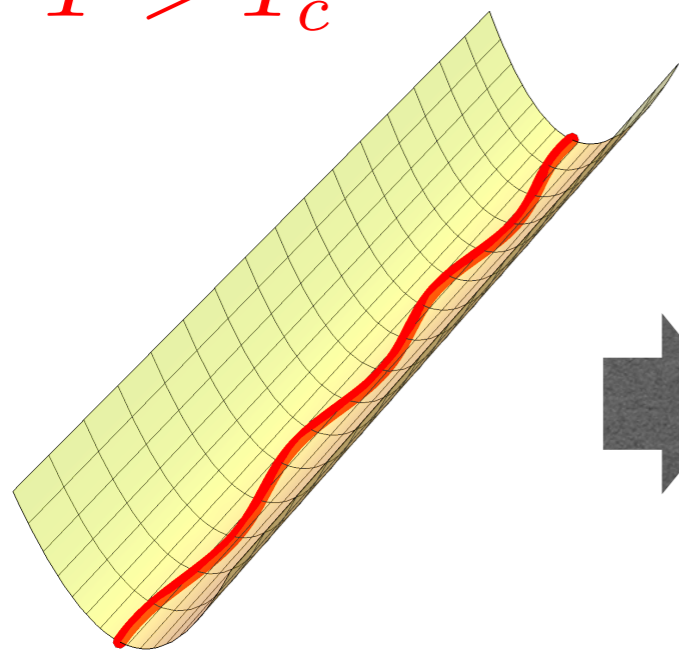
**エネルギーが高い状態ができてるのが
解せない？**

宇宙初期の、もっと高いエネルギーを
持ったところから落ちてきてるので
へんではない。

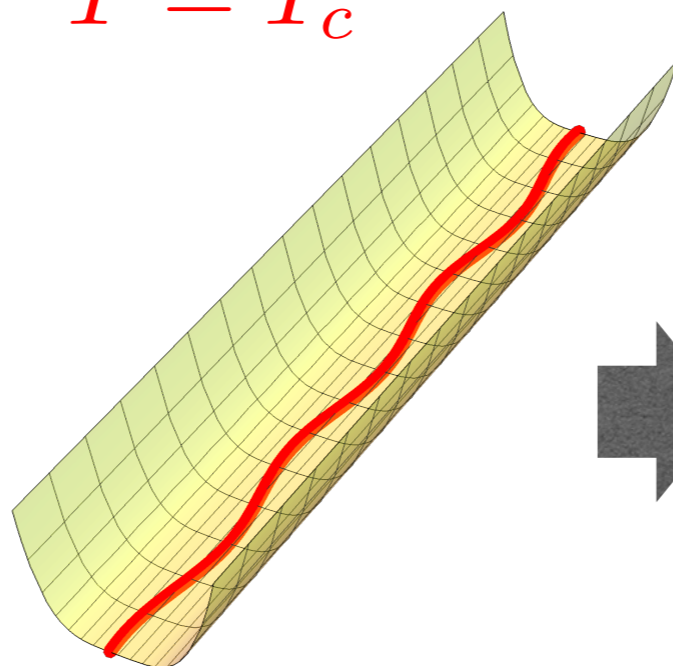
位相欠陥はどうやってできるのか

例：無限に長い1次元空間に real scalar 場が存在する宇宙

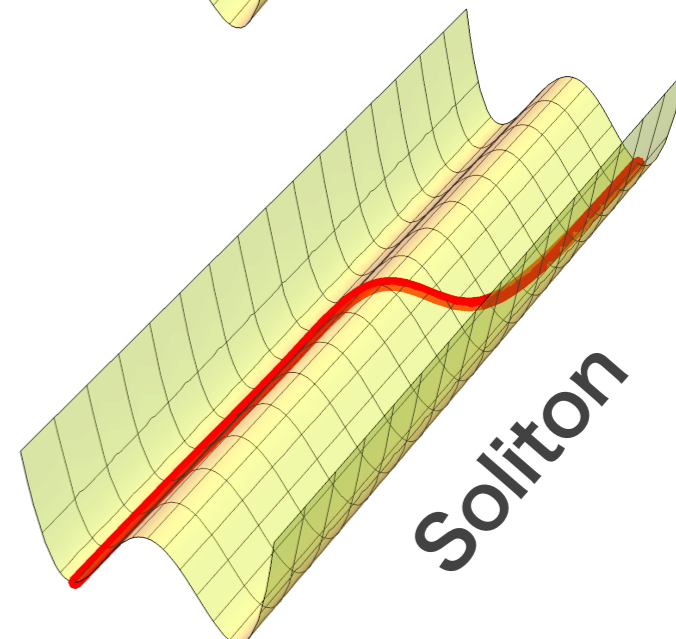
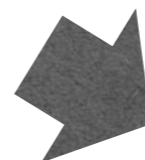
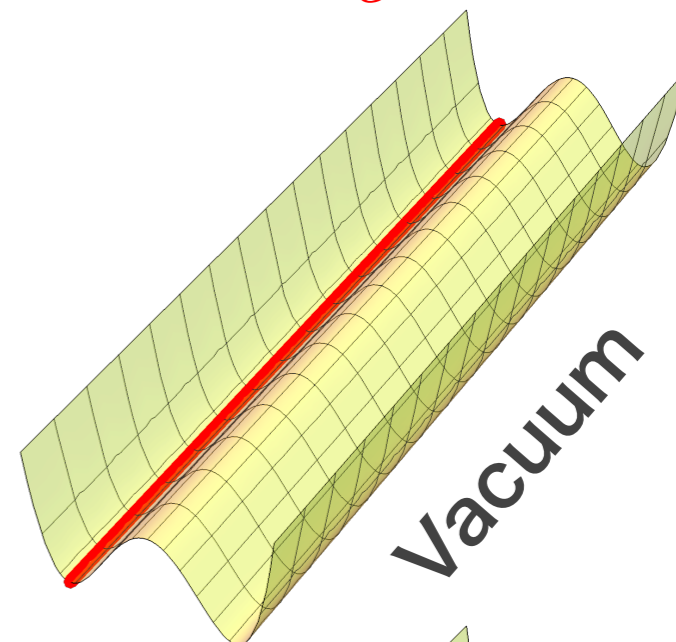
$T > T_c$



$T = T_c$



$T < T_c$

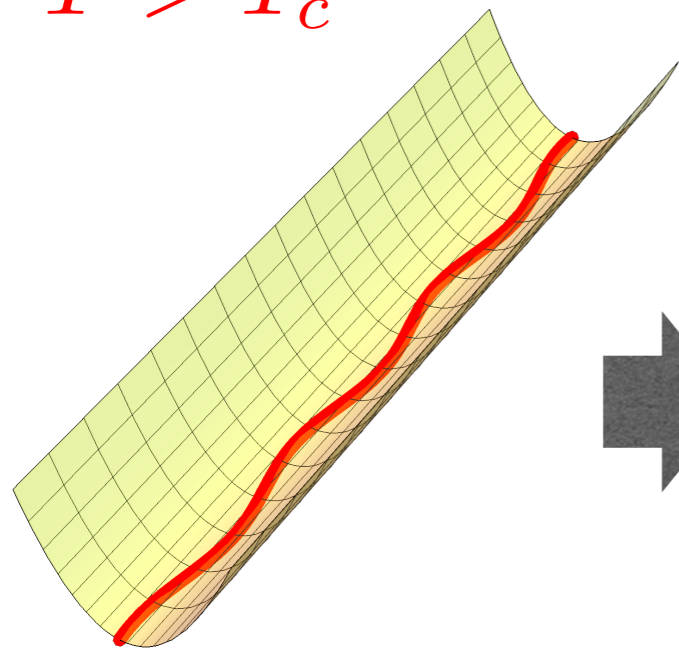


一旦できたソリトンの場の配位はいかなる連続変形をほどこしても Vacuum に持っていきけない (むりやり持って行くには無限のエネルギーが必要)

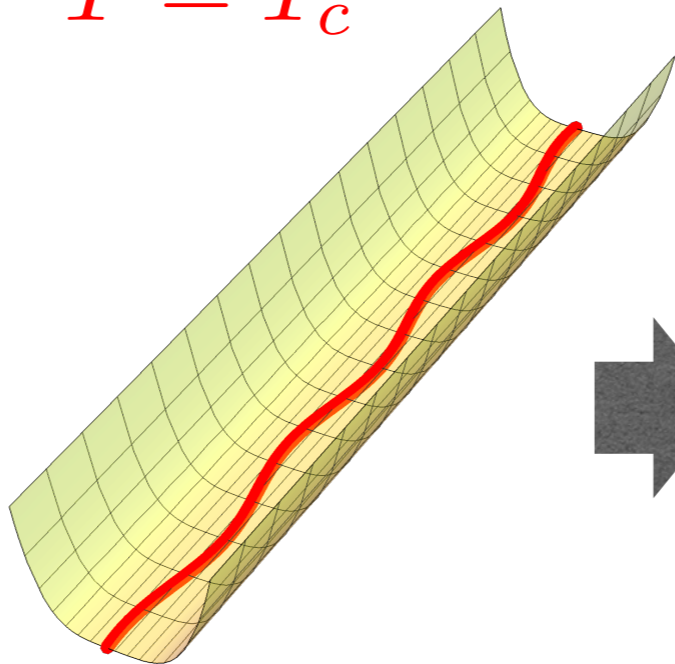
位相欠陥はどうやってできるのか

例：無限に長い1次元空間に real scalar 場が存在する宇宙

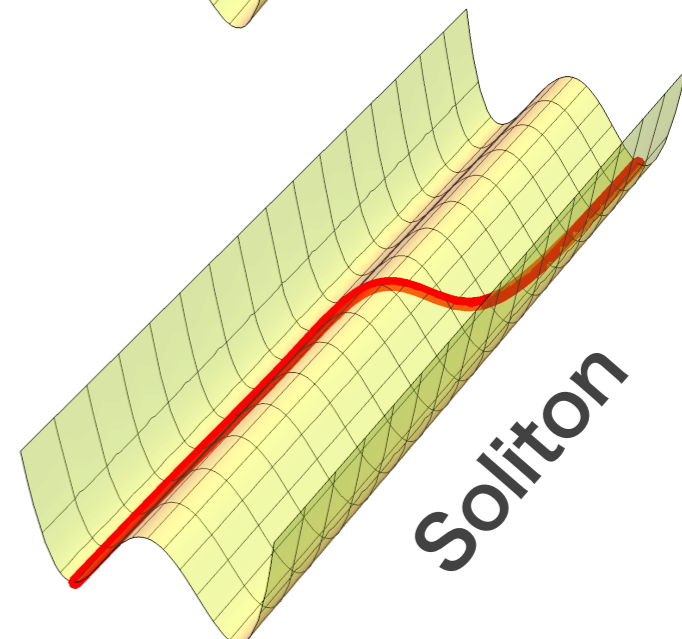
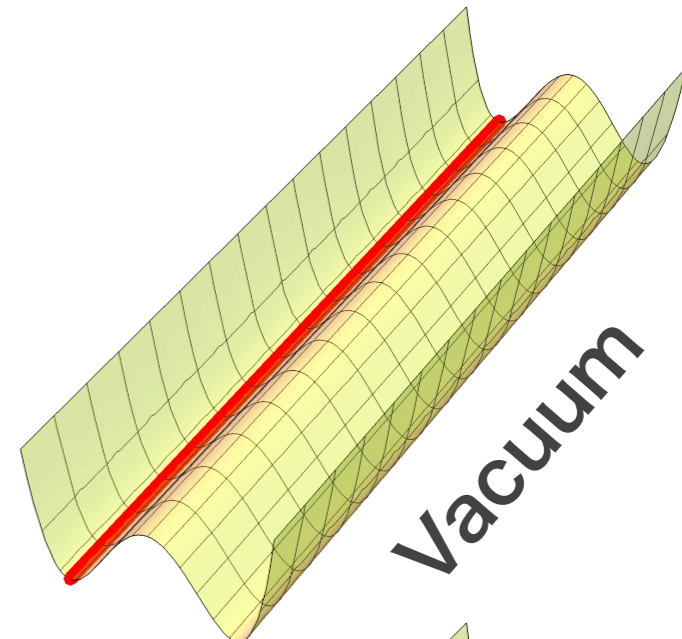
$T > T_c$



$T = T_c$



$T < T_c$

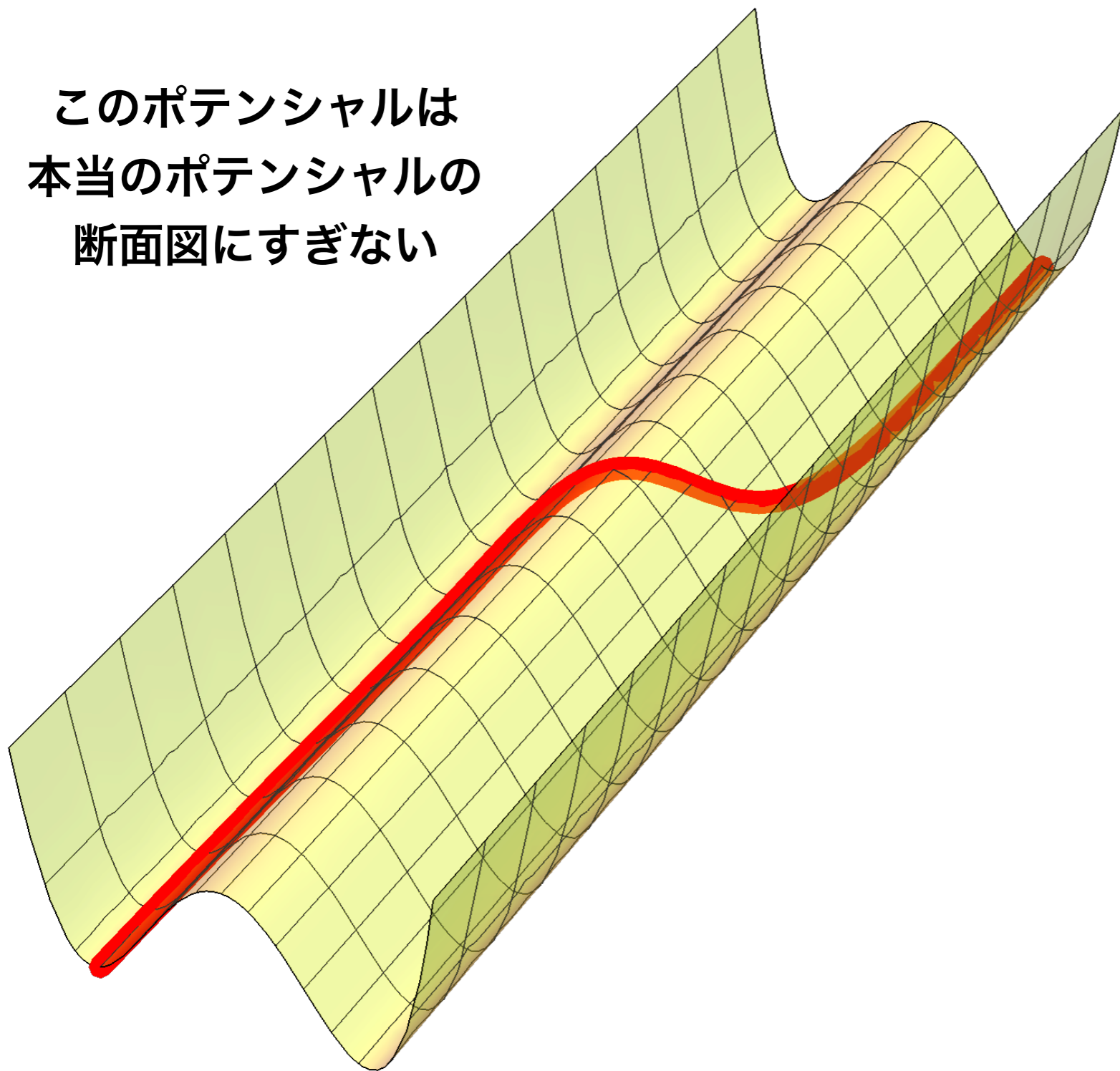


一旦できたソリトンの場の配位はいかなる連続変形をほどこしても Vacuum に持っていきけない (むりやり持って行くには無限のエネルギーが必要)

では例えば、これが complex scalar だったらどうか

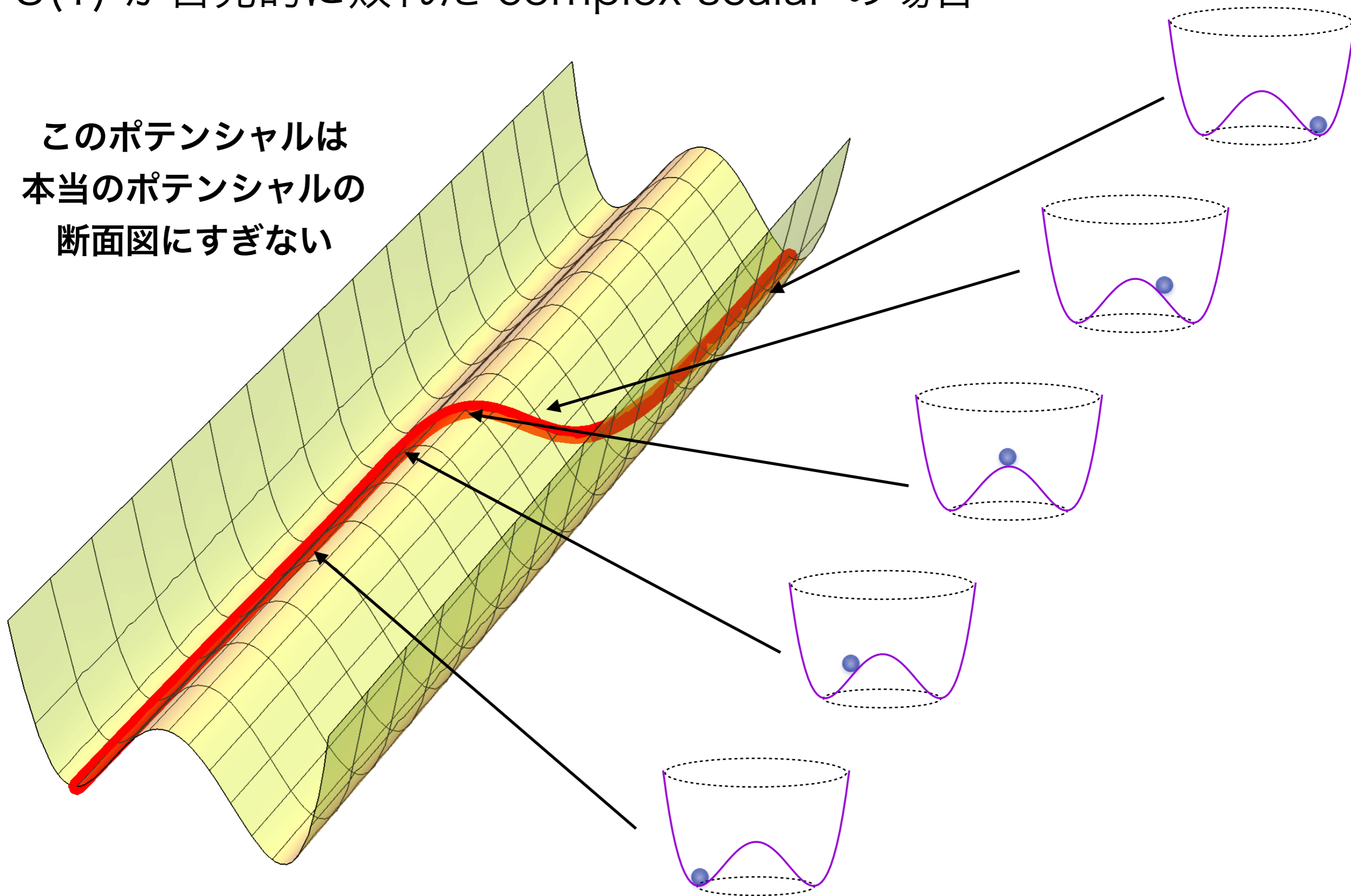
U(1) が自発的に敗れた complex scalar の場合

このポテンシャルは
本当のポテンシャルの
断面図にすぎない



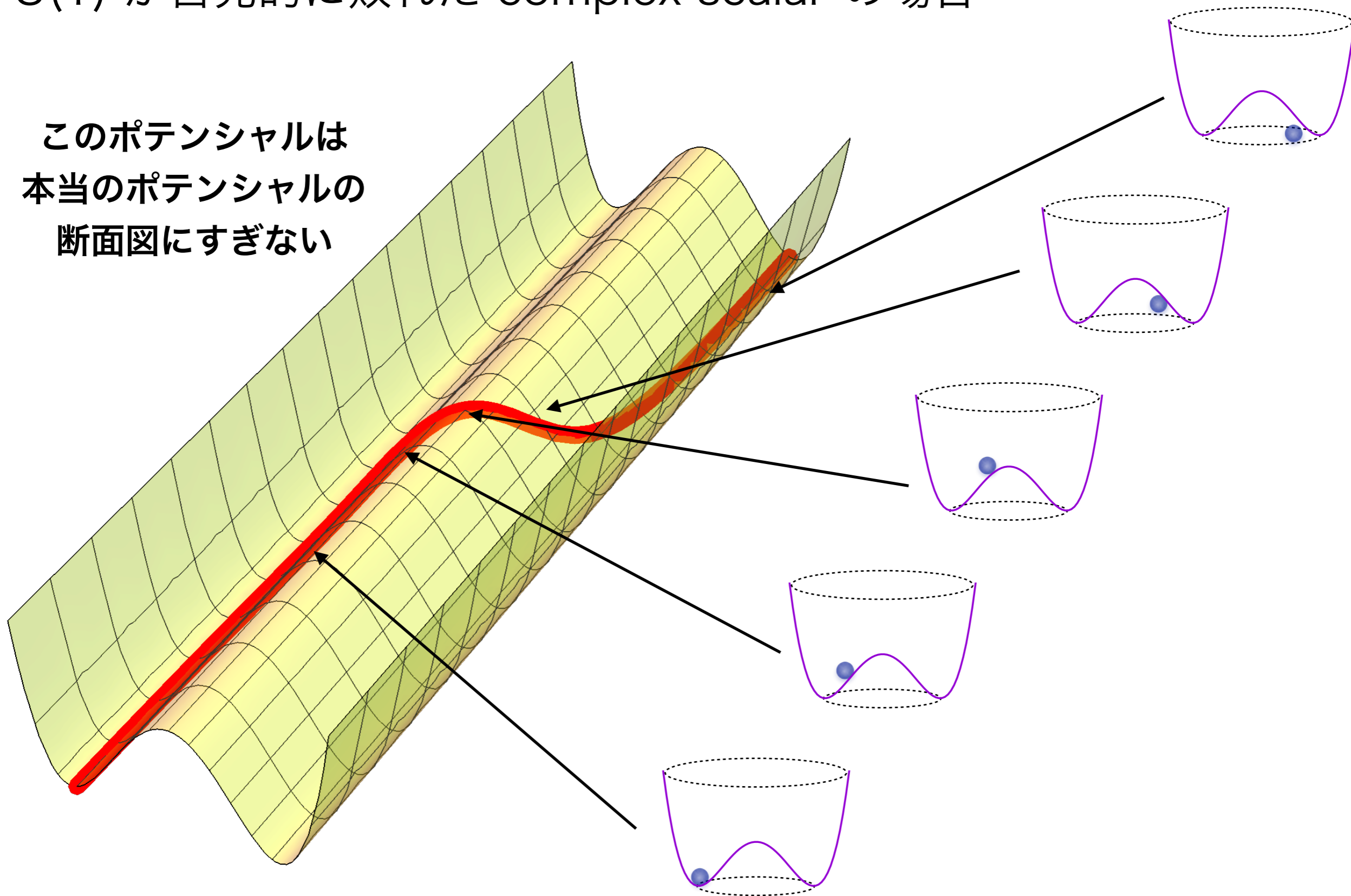
U(1) が自発的に敗れた complex scalar の場合

このポテンシャルは
本当のポテンシャルの
断面図にすぎない



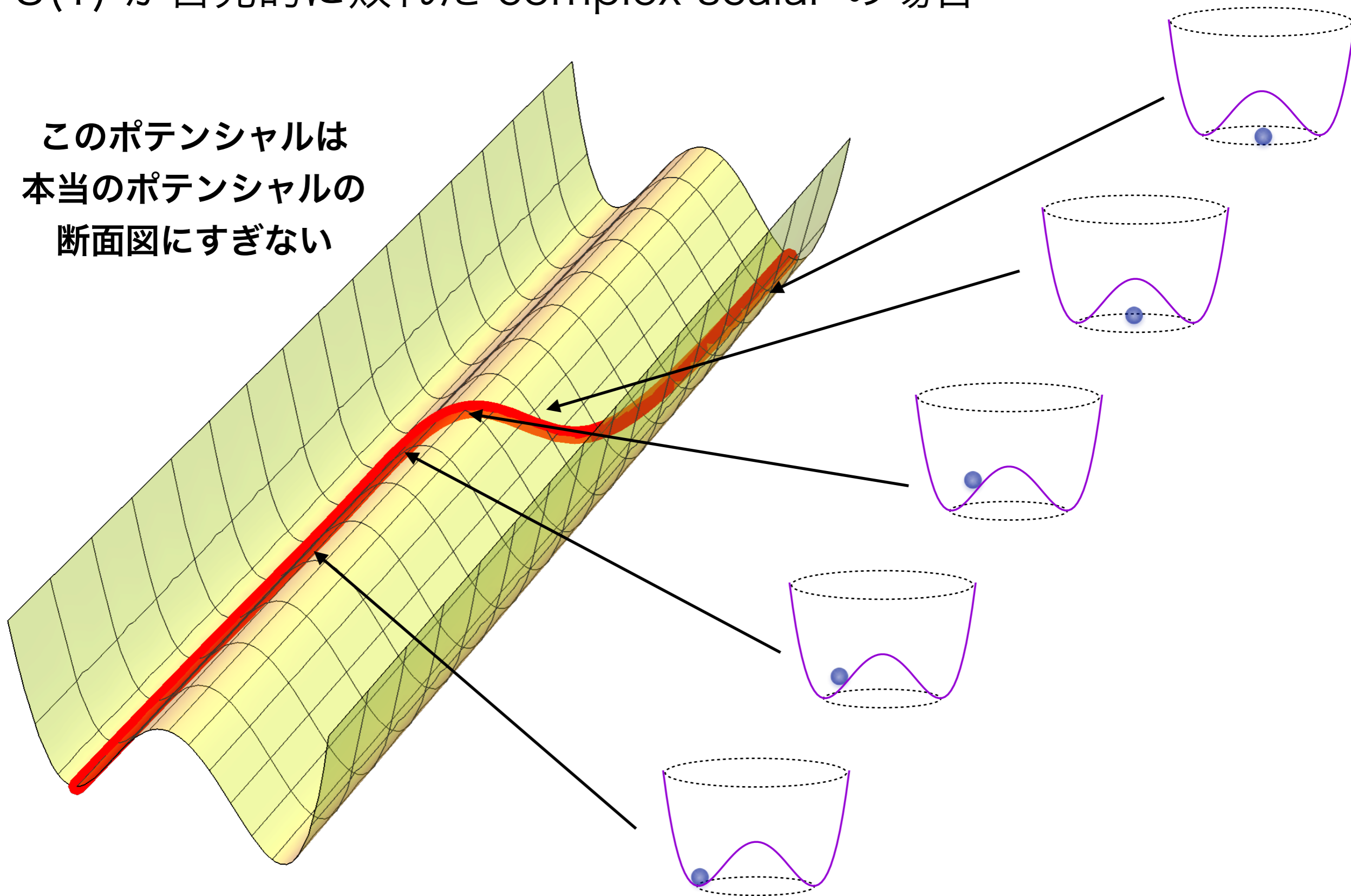
U(1) が自発的に敗れた complex scalar の場合

このポテンシャルは
本当のポテンシャルの
断面図にすぎない



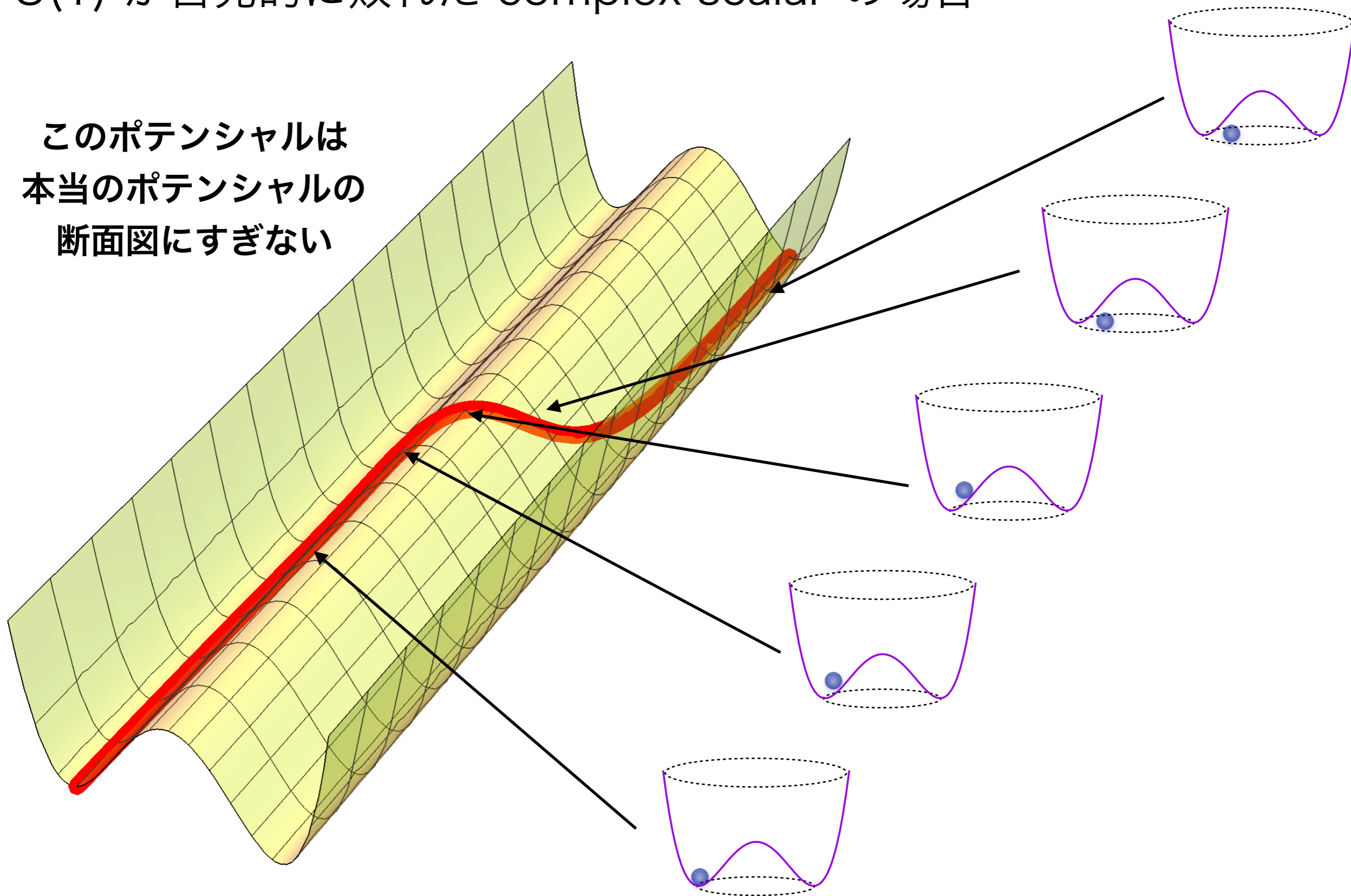
U(1) が自発的に敗れた complex scalar の場合

このポテンシャルは
本当のポテンシャルの
断面図にすぎない



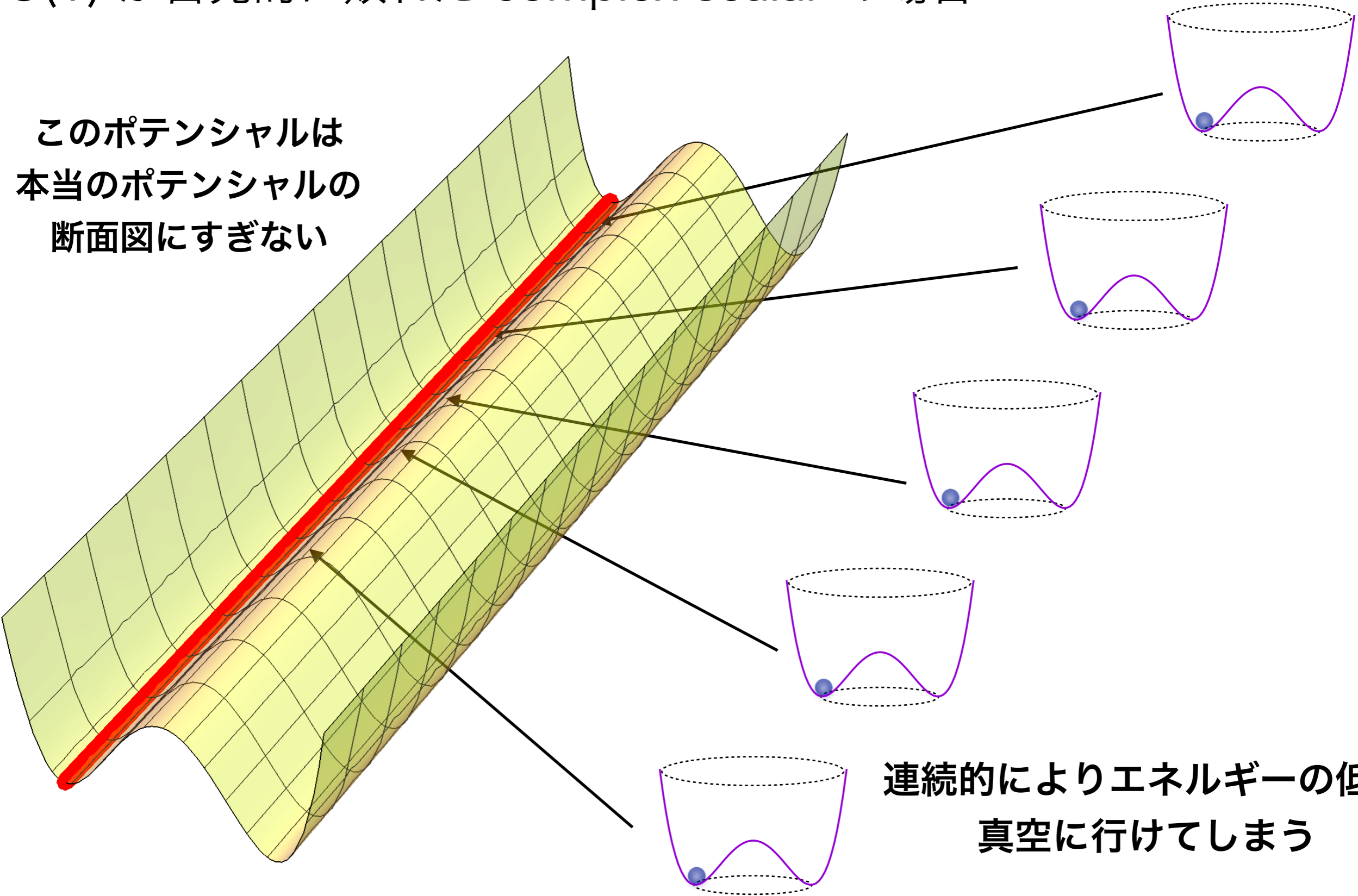
U(1) が自発的に敗れた complex scalar の場合

このポテンシャルは
本当のポテンシャルの
断面図にすぎない



U(1) が自発的に敗れた complex scalar の場合

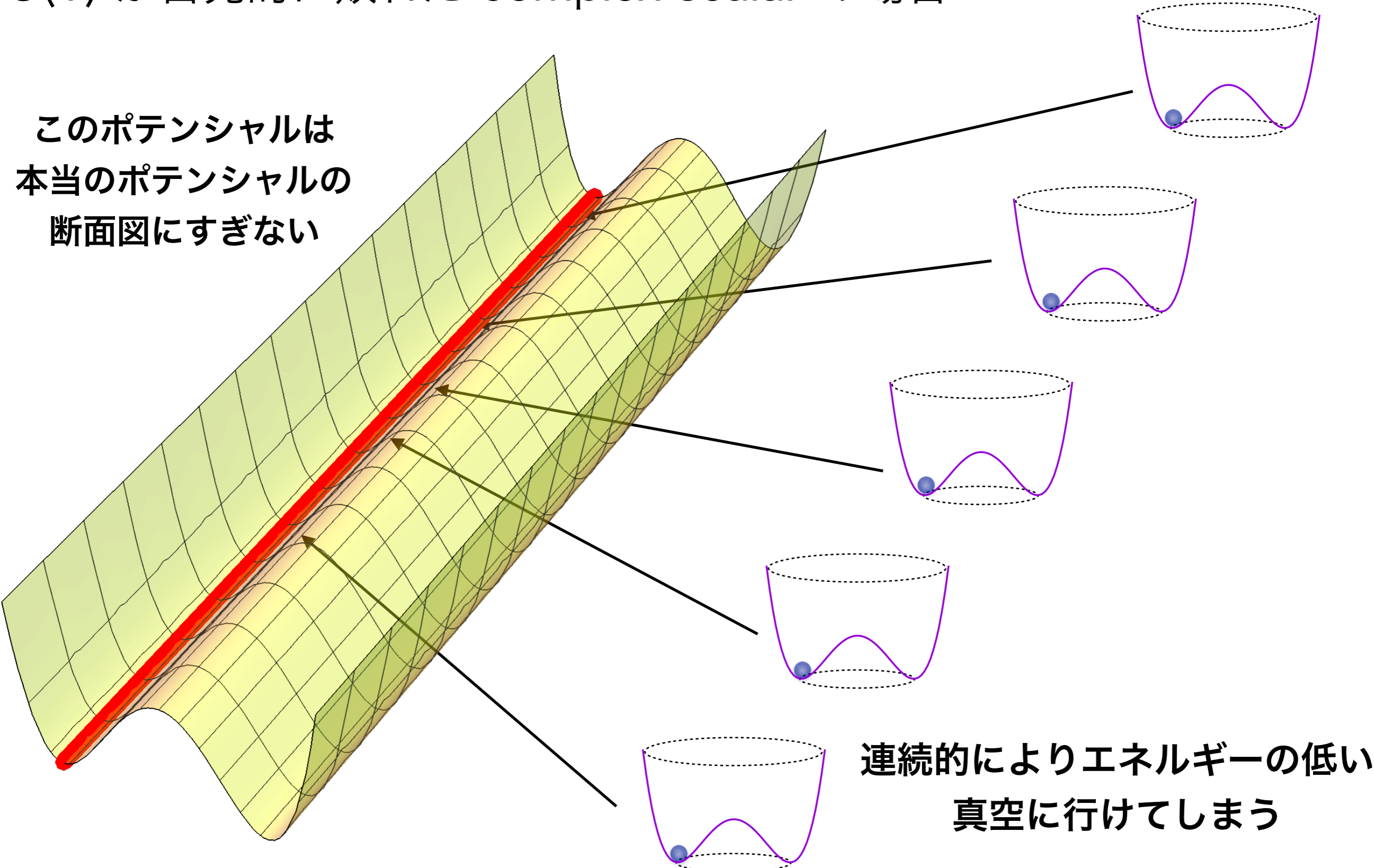
このポテンシャルは
本当のポテンシャルの
断面図にすぎない



連続的によりエネルギーの低い
真空に行けてしまう

U(1) が自発的に敗れた complex scalar の場合

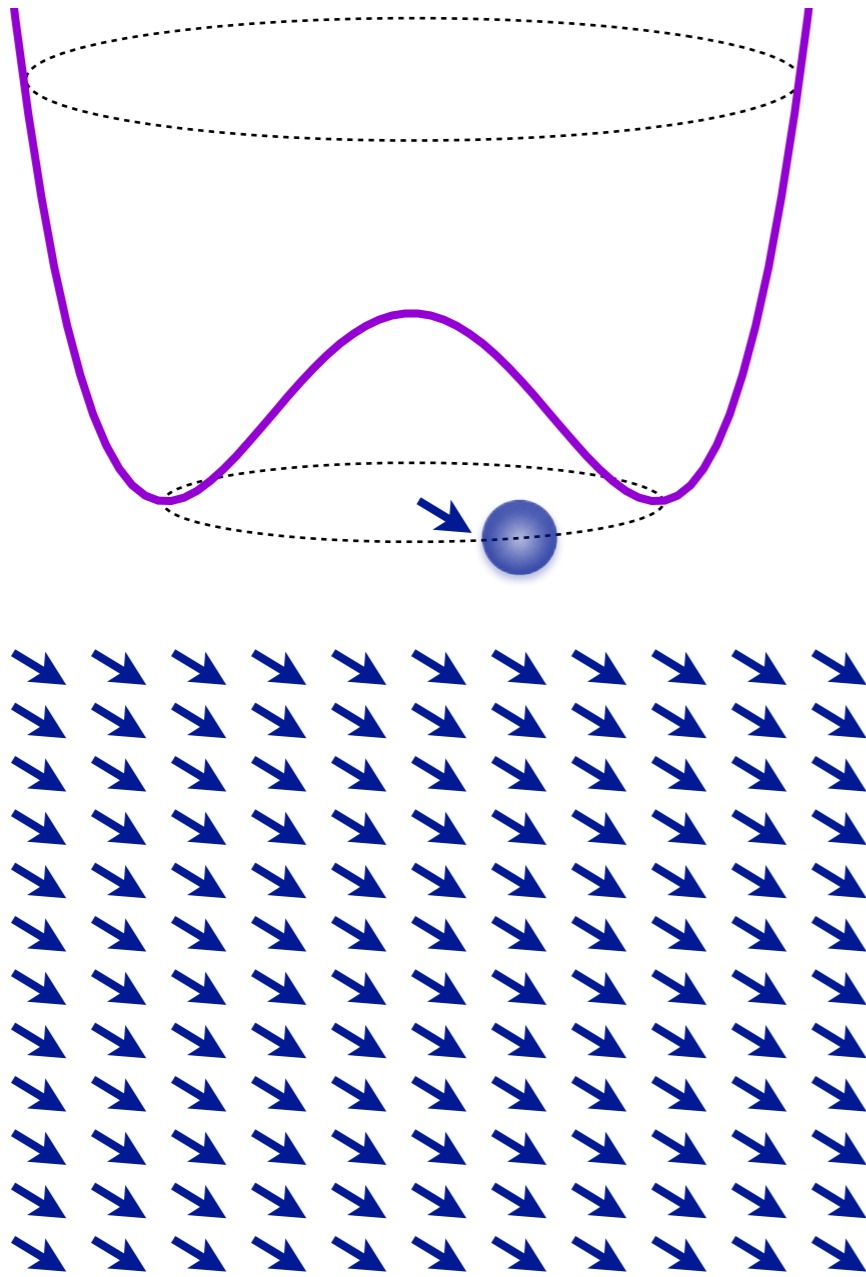
このポテンシャルは
本当のポテンシャルの
断面図にすぎない



連続的によりエネルギーの低い
真空に行けてしまう

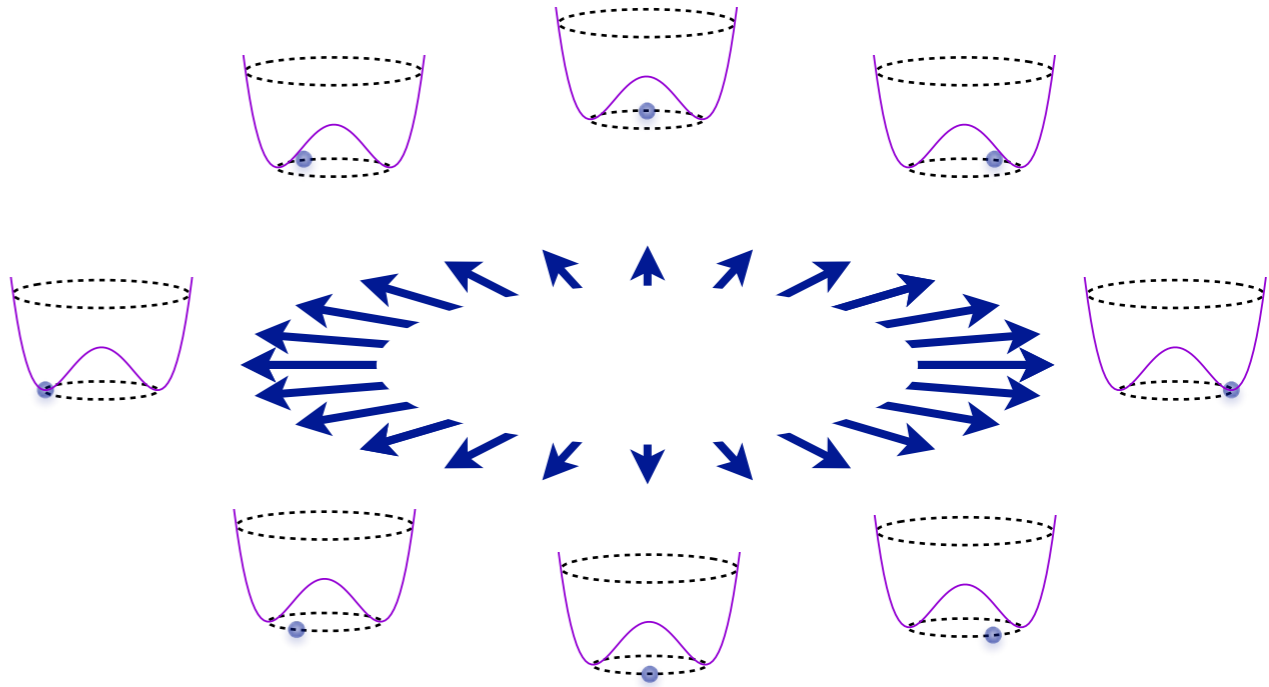
では例えば、これが2次元空間の世界だったらどうか

U(1) が自発的に敗れた complex scalar の場合 (空間次元 2)



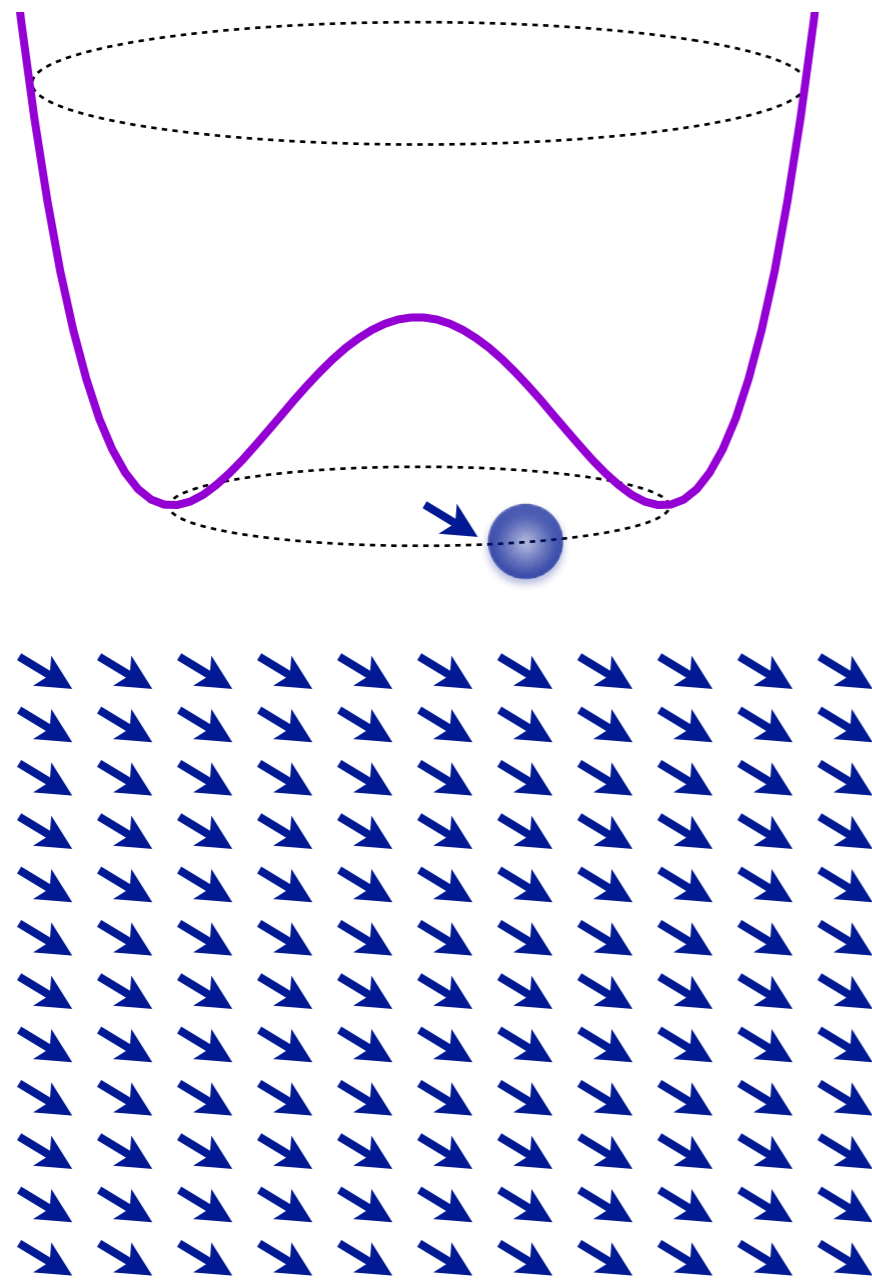
真空の状態 (全空間で場が同じ方向)

非自明な場の配位



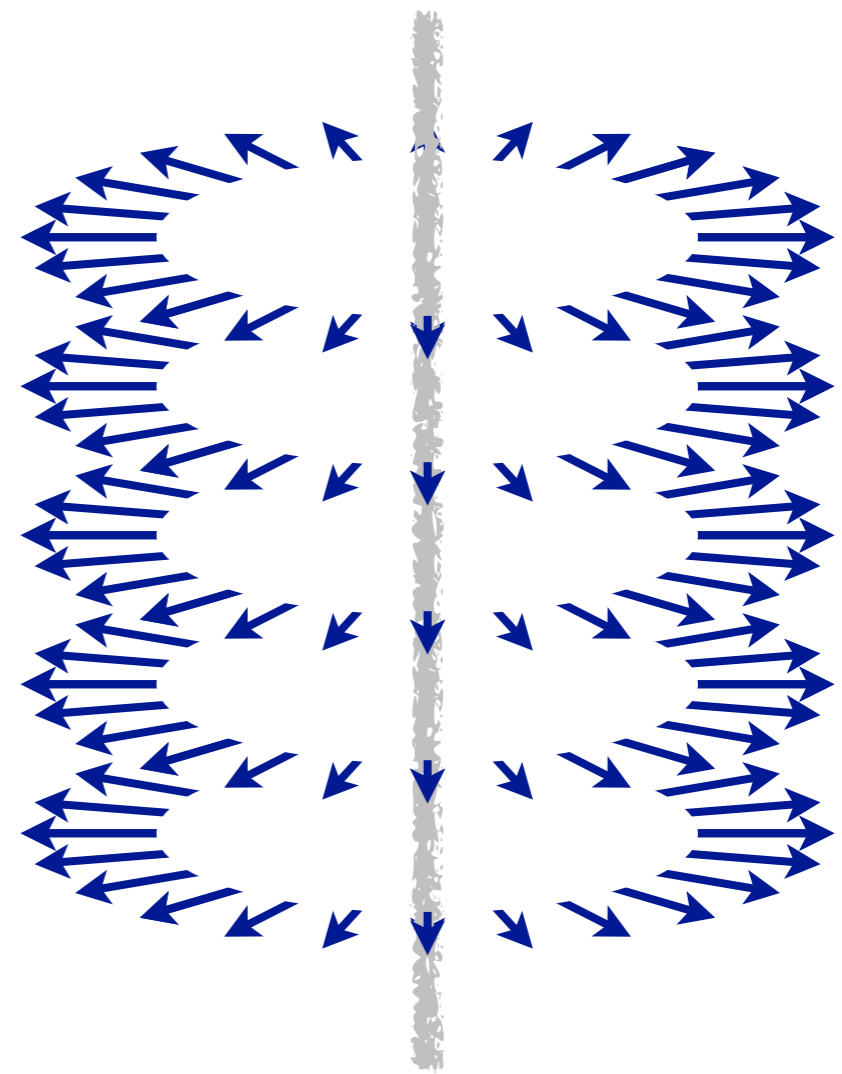
連続変形で真空に持っていけない

U(1) が自発的に敗れた complex scalar の場合
(空間次元 2)



真空の状態 (全空間で場が同じ方向)

もう 1 次元あって、そっち
方向に伸びているとこんな感じ



Vortex, String, 渦糸

このように、考えている場の真空の構造 (G/H) と空間次元によって、トポロジカルに安定な非自明な配位が存在するかどうかが決まってきます。

このように、考えている場の真空の構造 (G/H) と空間次元によって、トポロジカルに安定な非自明な配位が存在するかどうかが決まってきます。

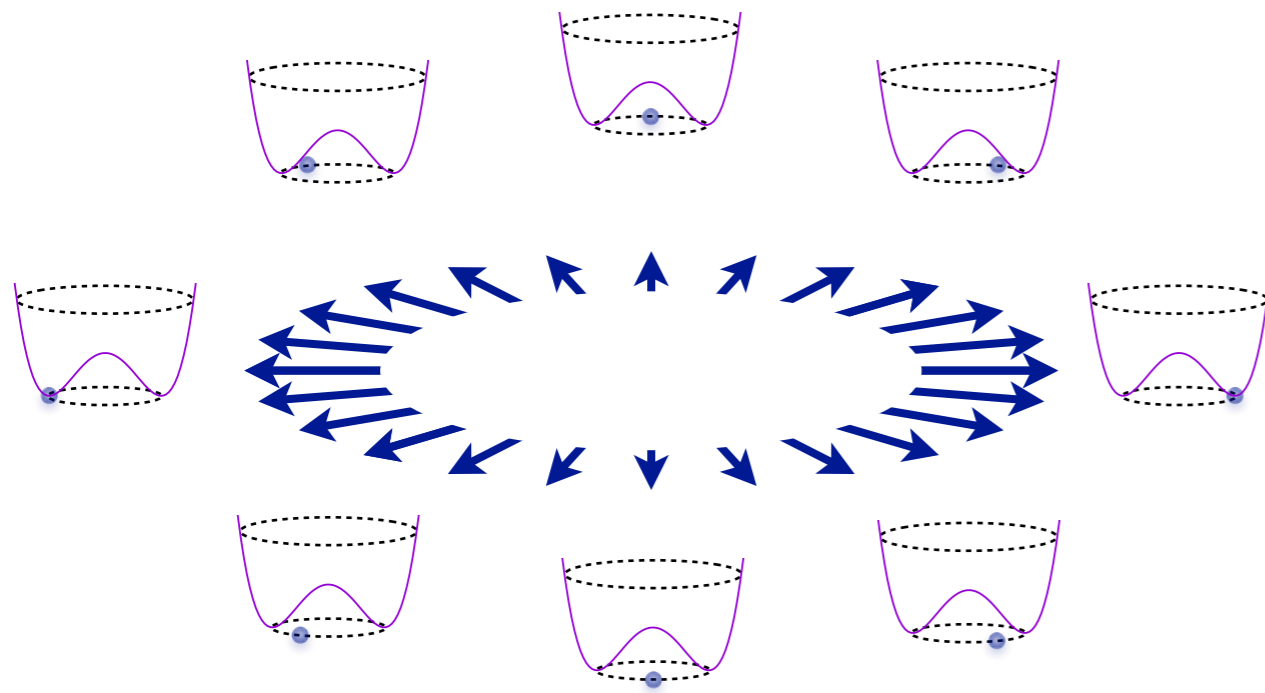
数学の言葉でいうと、 $\pi_n(G/H) \neq 0$ がソリトンが存在する必要条件です。

このように、考えている場の真空の構造 (G/H) と空間次元によって、トポロジカルに安定な非自明な配位が存在するかどうかが決まってきます。

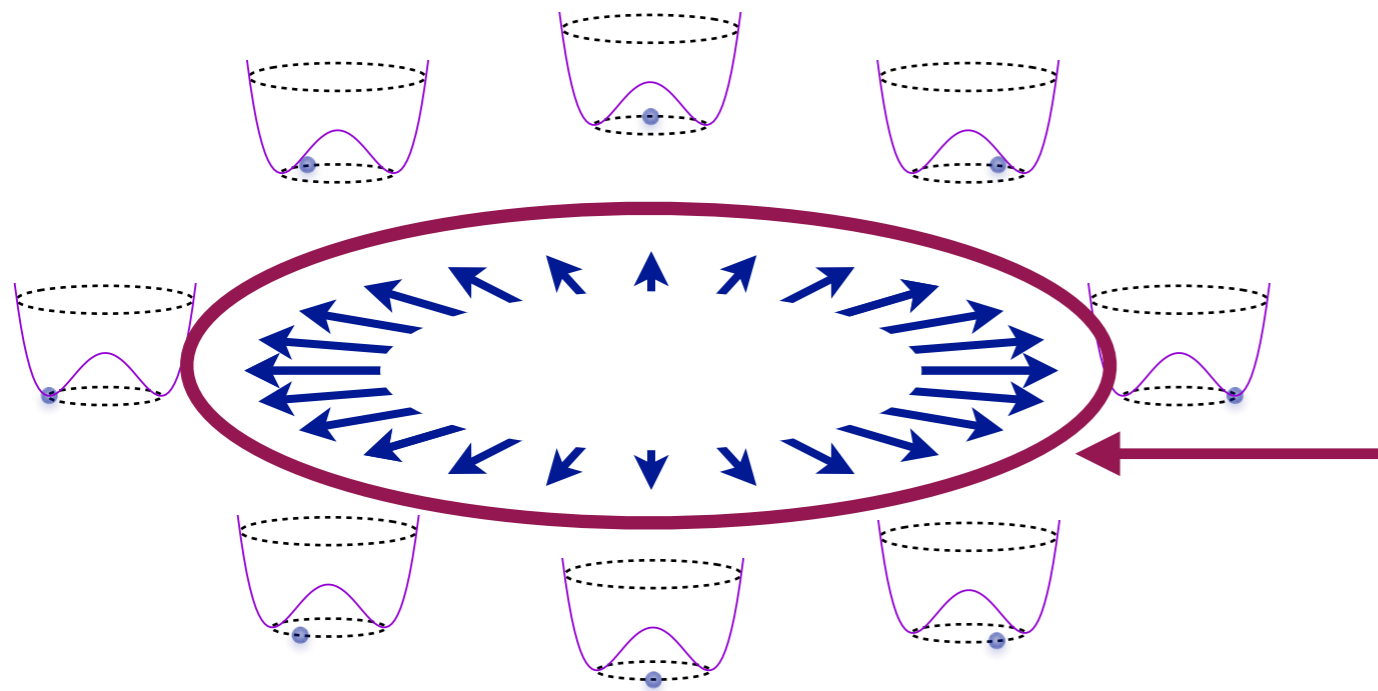
数学の言葉でいうと、 $\pi_n(G/H) \neq 0$ がソリトンが存在する必要条件です。

n 次元球 (実空間) から真空の配位空間への mapping

さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう

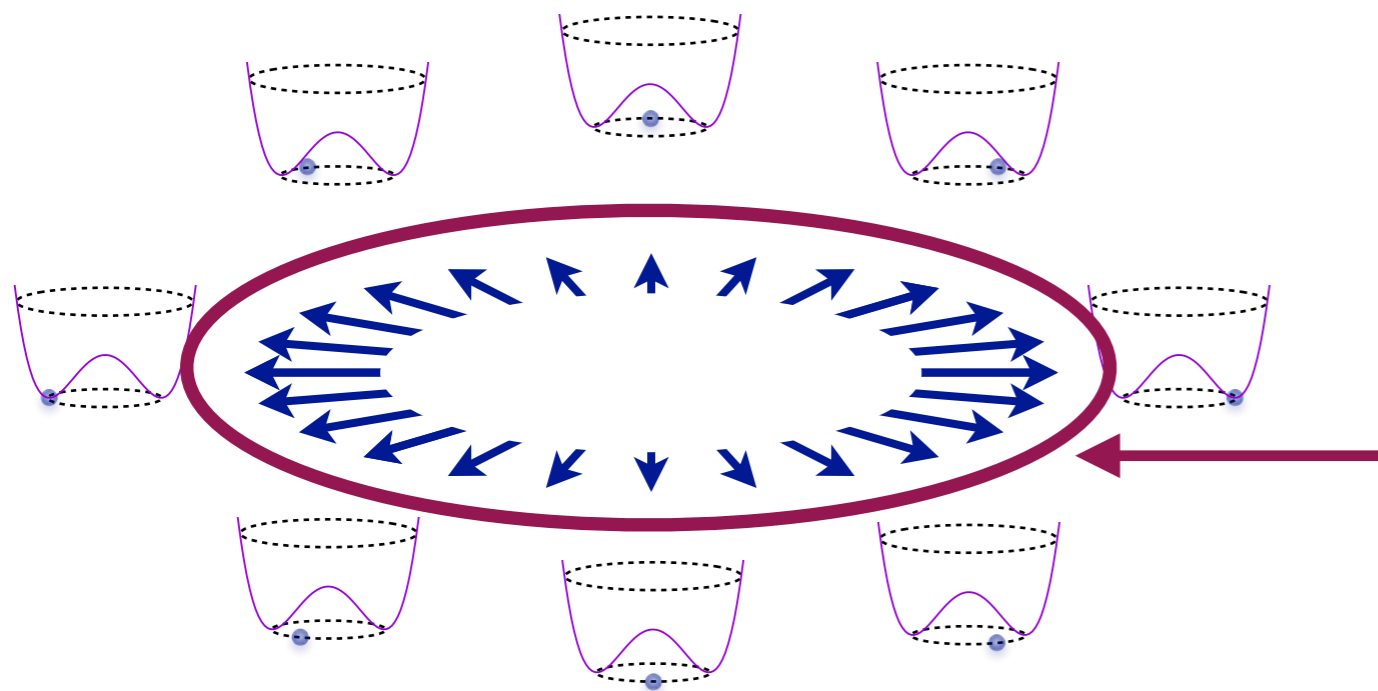


さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう



今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

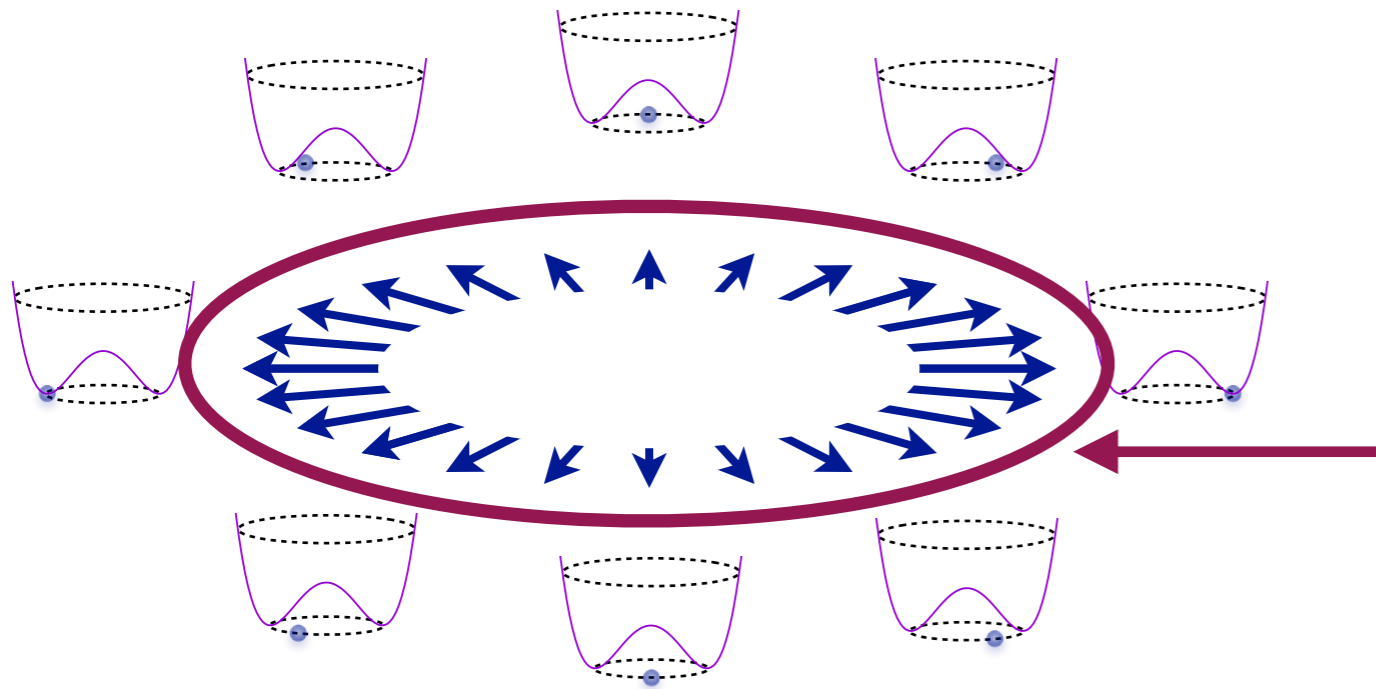
さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう



今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

1次元の“球”

さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう

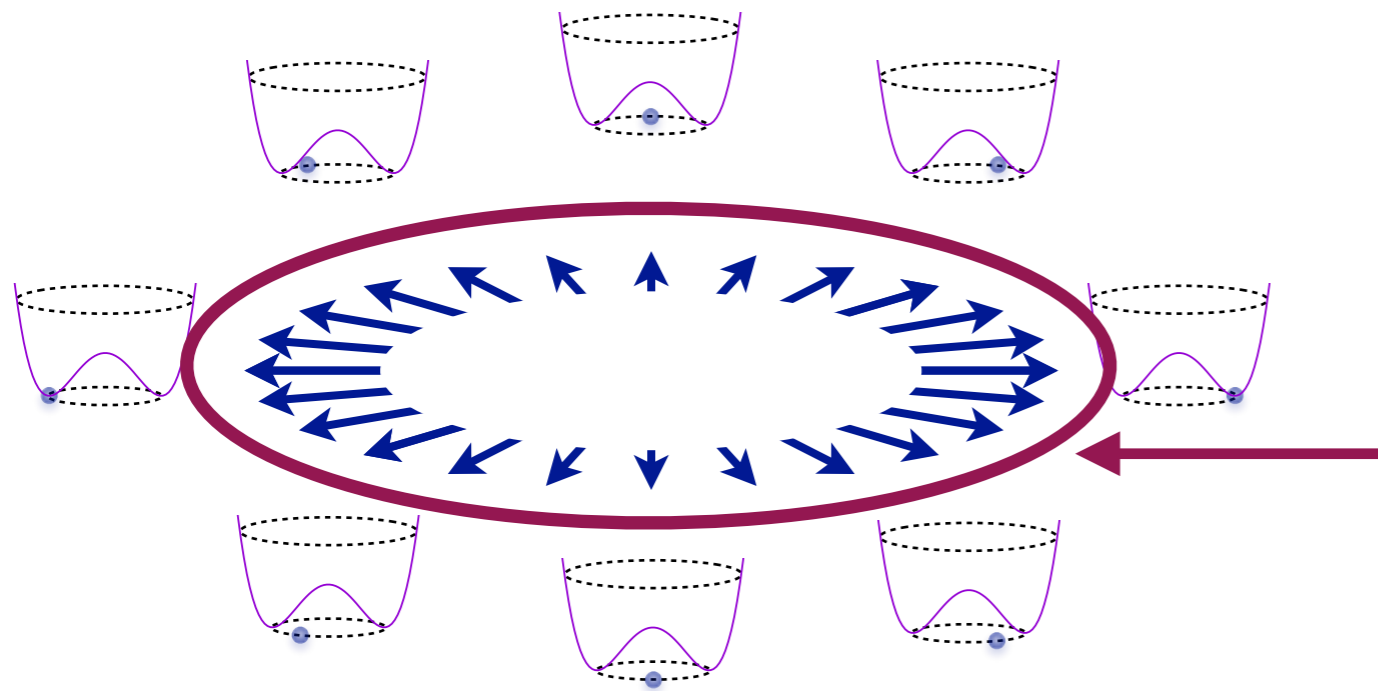


今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

1次元の“球”

無限遠で場は真空 ($U(1)$) のある値を取ります
(そうじゃないとエネルギーが発散してしまいます)

さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう

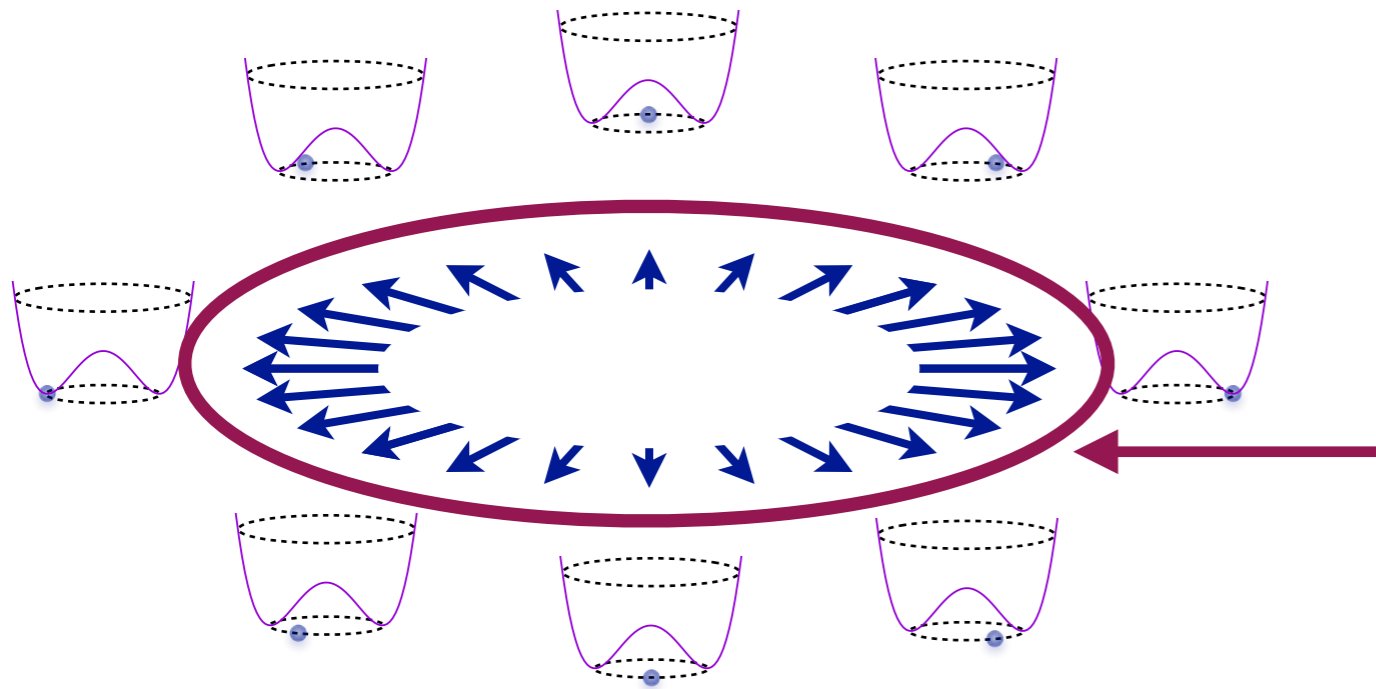


今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

1次元の“球”

$$\phi(\theta, r \rightarrow \infty) \propto e^{ig(\theta)} \quad (g(2\pi) = g(0) + 2\pi n)$$

さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう



今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

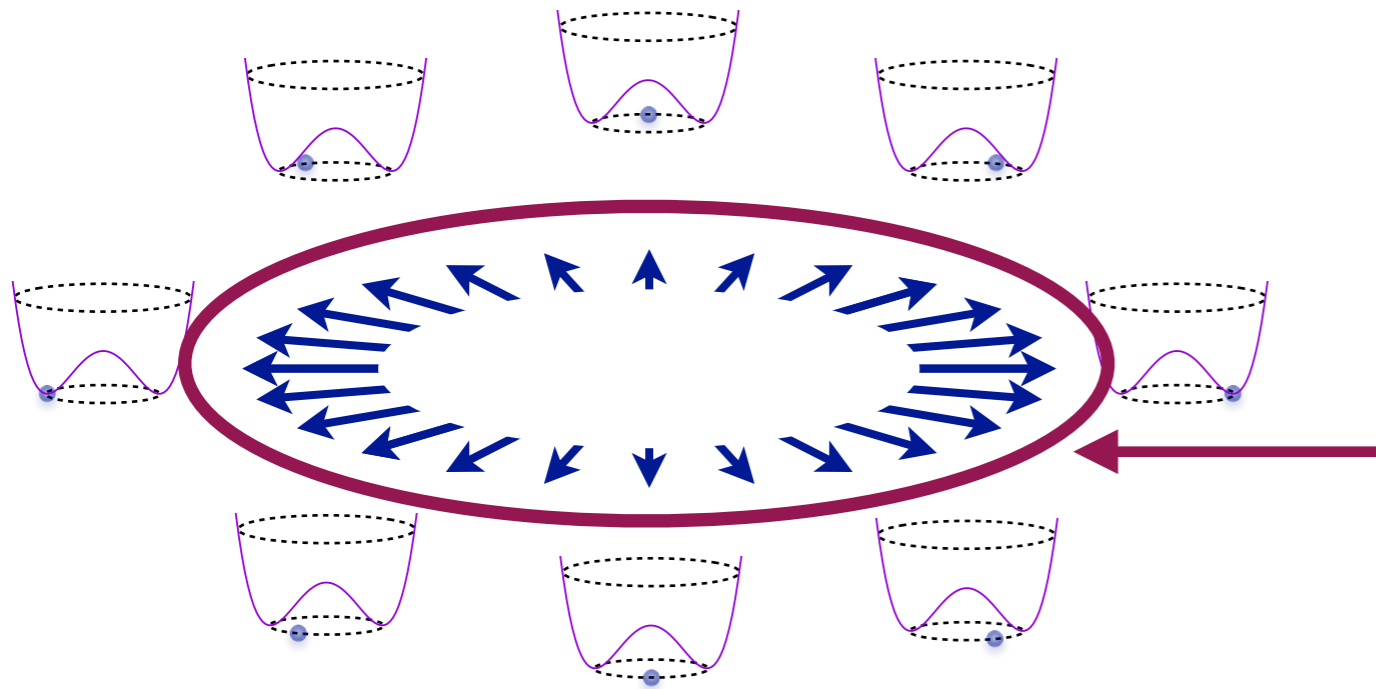
1次元の“球”

$$\phi(\theta, r \rightarrow \infty) \propto e^{ig(\theta)} \quad (g(2\pi) = g(0) + 2\pi n)$$



実空間から場の配位空間への mapping

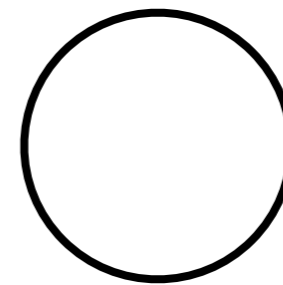
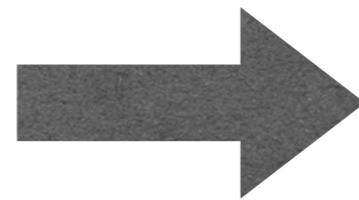
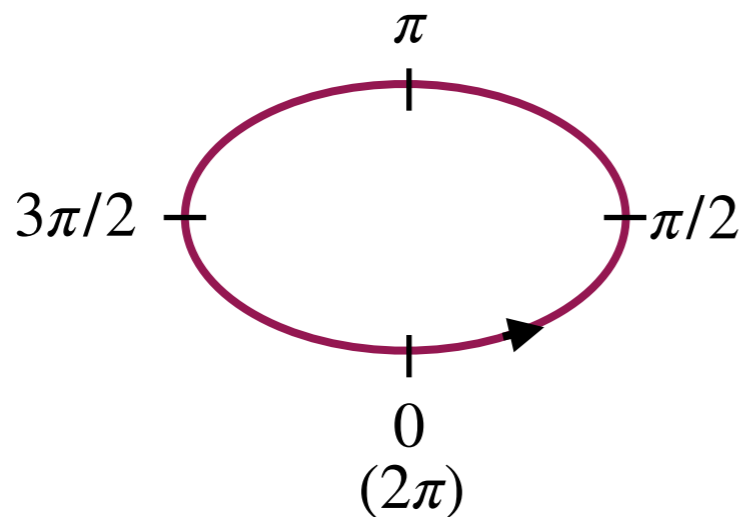
さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう



今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

1次元の“球”

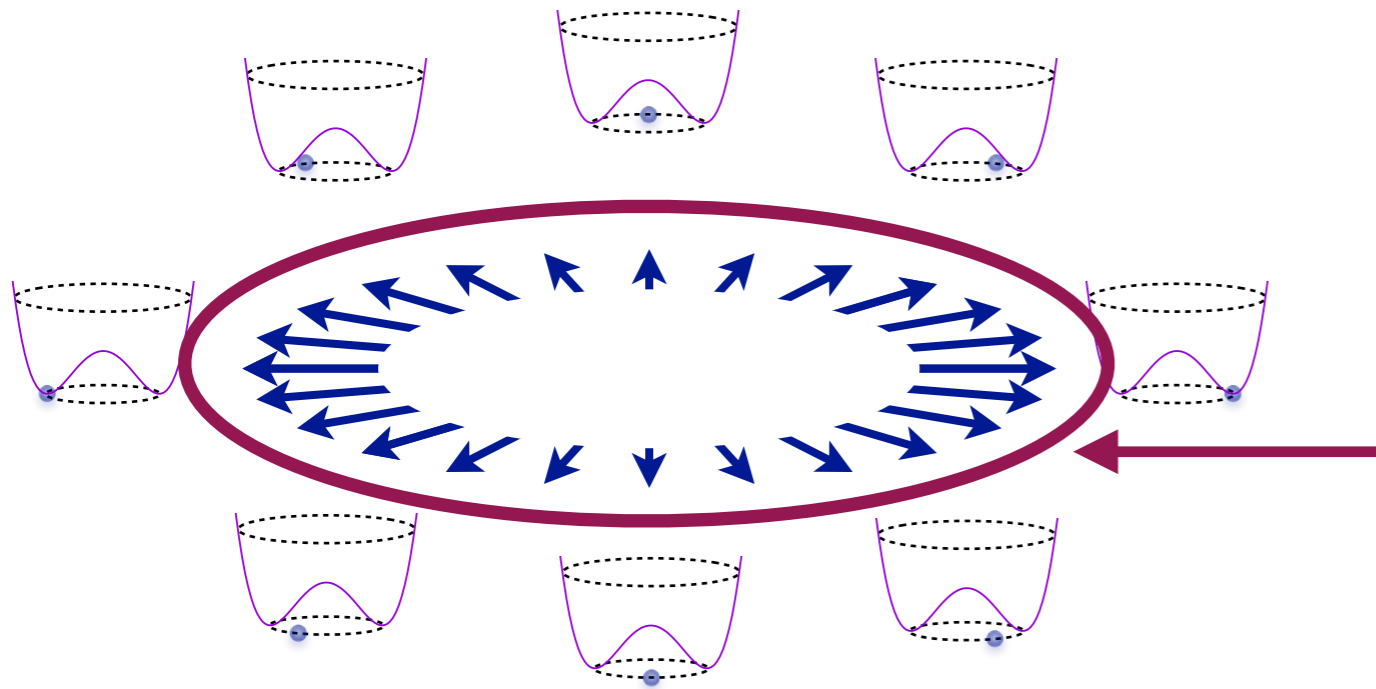
$$\phi(\theta, r \rightarrow \infty) \propto e^{ig(\theta)} \quad (g(2\pi) = g(0) + 2\pi n)$$



実空間を parametrize する“輪ゴム”を

真空の配位空間に
“貼り付ける”感じ

さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう



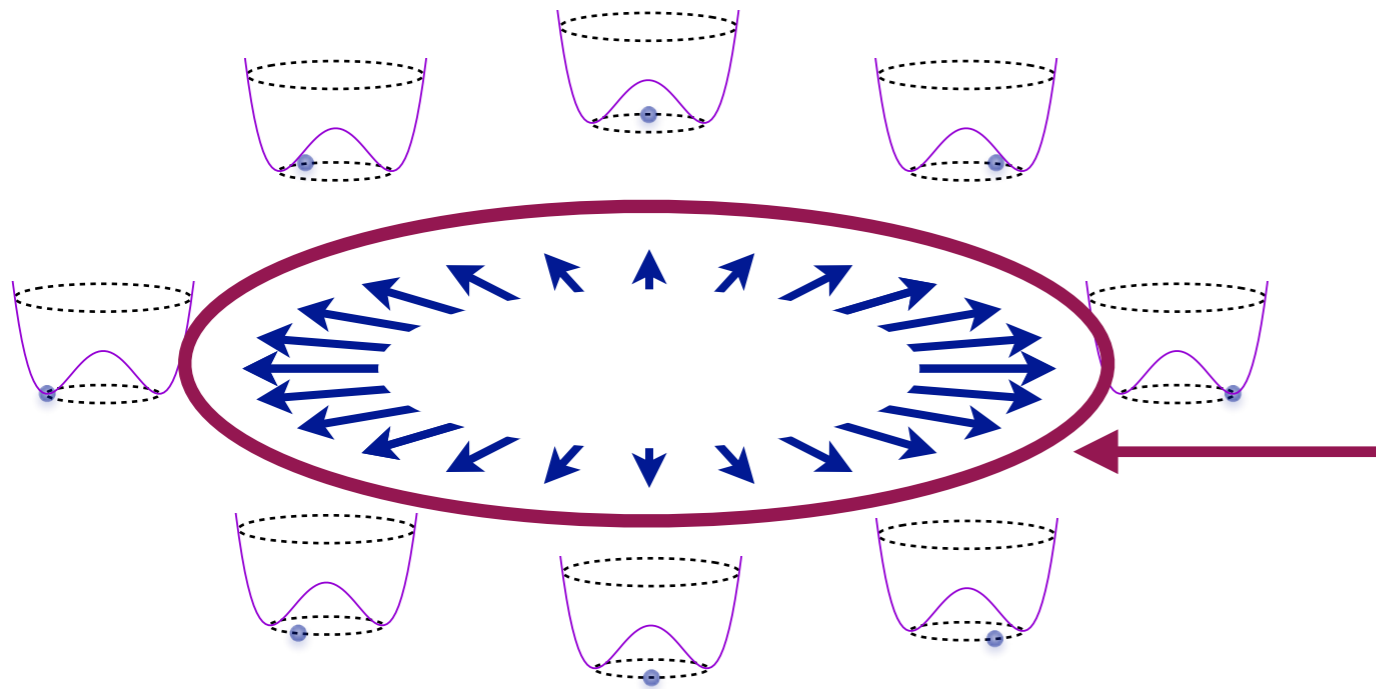
今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

1次元の“球”

$$\phi(\theta, r \rightarrow \infty) = v e^{-i g(\theta)} \quad (g(2\pi) = g(0) + 2\pi n)$$

上の絵は、 $g(\theta) = \theta$

さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう

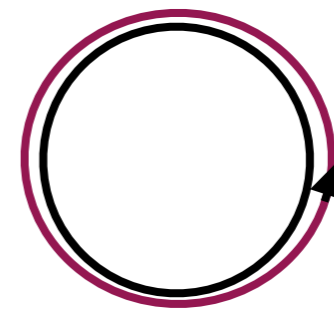
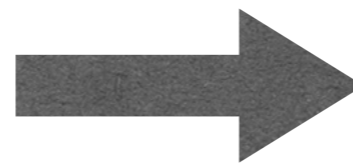


今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

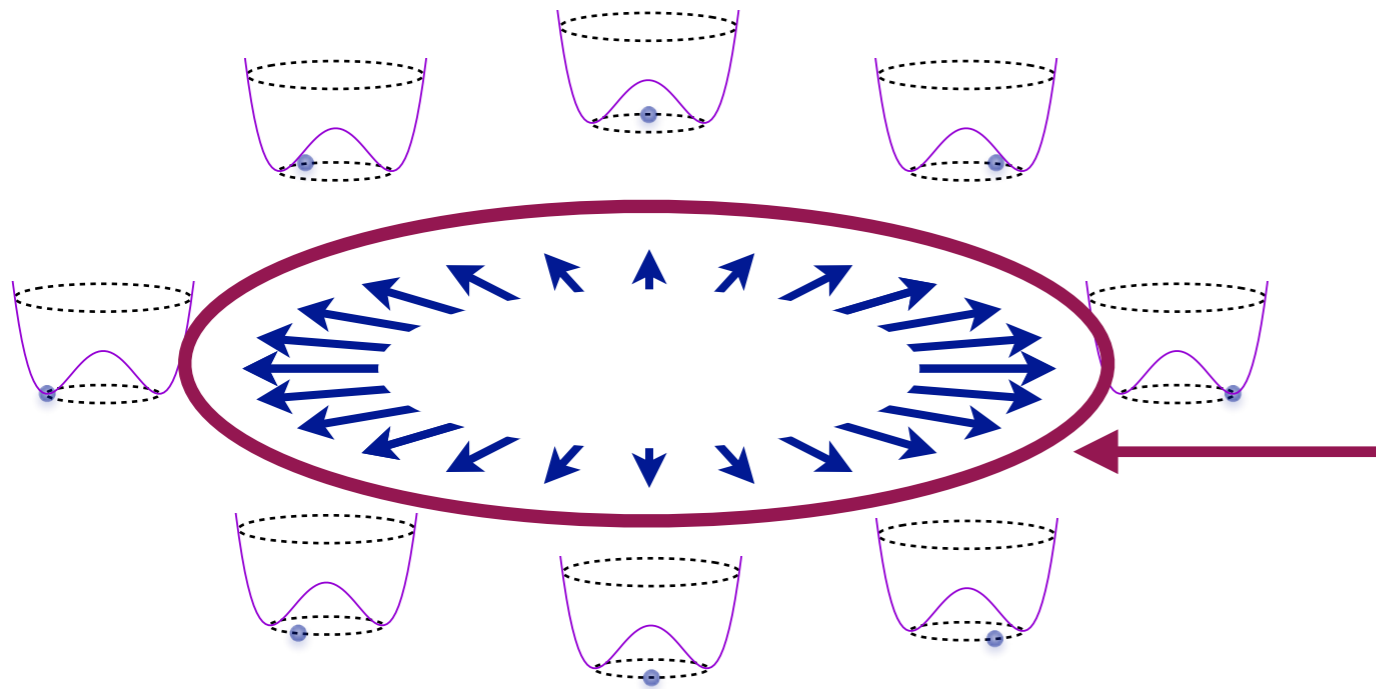
1次元の“球”

$$\phi(\theta, r \rightarrow \infty) = v e^{-i g(\theta)} \quad (g(2\pi) = g(0) + 2\pi n)$$

上の絵は、 $g(\theta) = \theta$



さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう

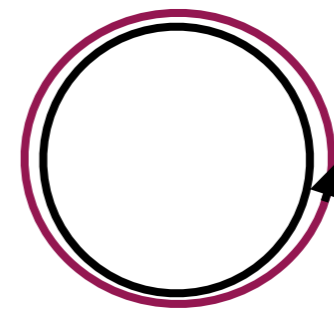
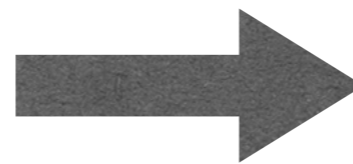


今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

1次元の“球”

$$\phi(\theta, r \rightarrow \infty) = v e^{-i g(\theta)} \quad (g(2\pi) = g(0) + 2\pi n)$$

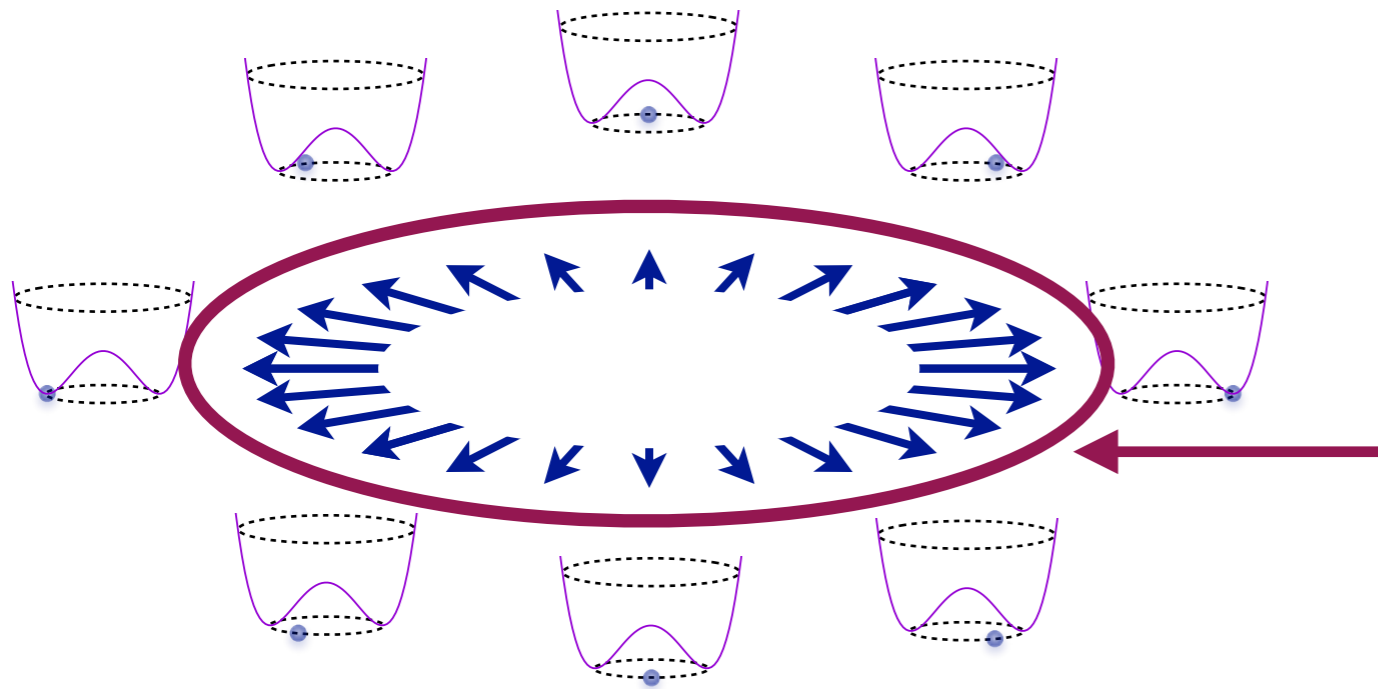
上の絵は、 $g(\theta) = \theta$



巻きつき数： $n = \frac{i}{2\pi} \oint_0^{2\pi} \phi^{-1} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} d\theta$

巻きつき数 1 ($n = 1$)

さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう



今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

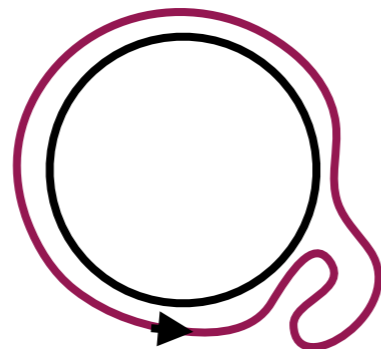
1次元の“球”

$$\phi(\theta, r \rightarrow \infty) \propto e^{ig(\theta)} \quad (g(2\pi) = g(0) + 2\pi n)$$

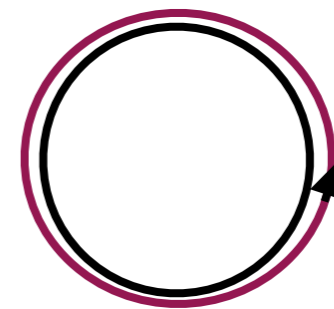
では例えば、 $g(\theta)$ がぐにやぐにやした関数

(ただし $g(2\pi) = g(0) + 2\pi$ となっている)

の場合は？

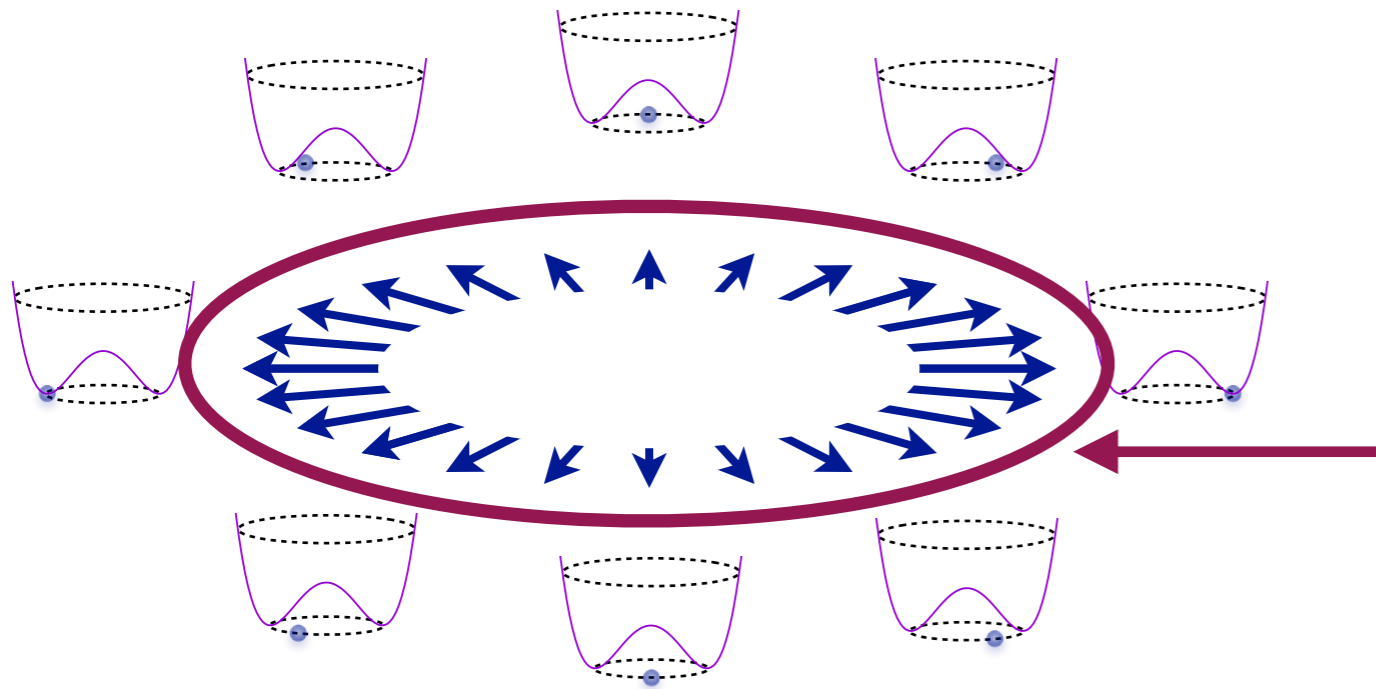


連続的な変形



巻きつき数 $1 (n = 1)$

さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう



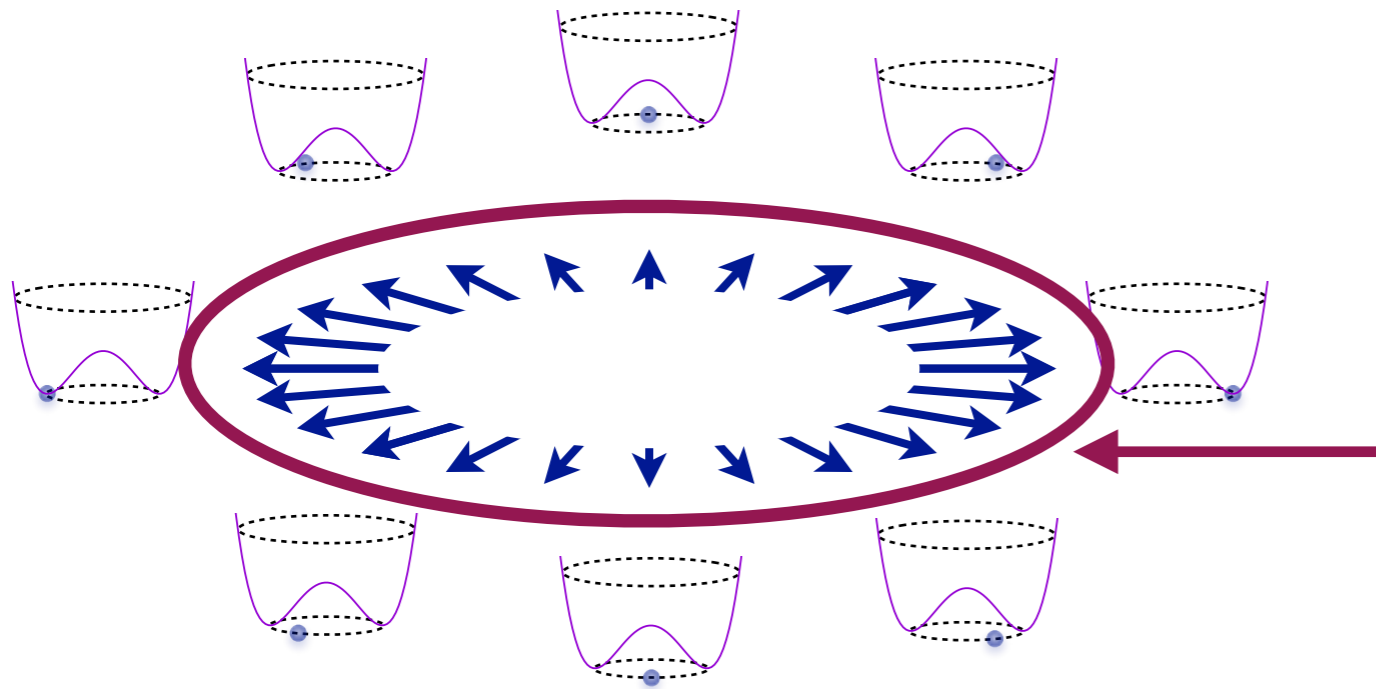
今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

1次元の“球”

$$\phi(\theta, r \rightarrow \infty) \propto e^{ig(\theta)} \quad (g(2\pi) = g(0) + 2\pi n)$$

$$g(\theta) = 0$$

さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう

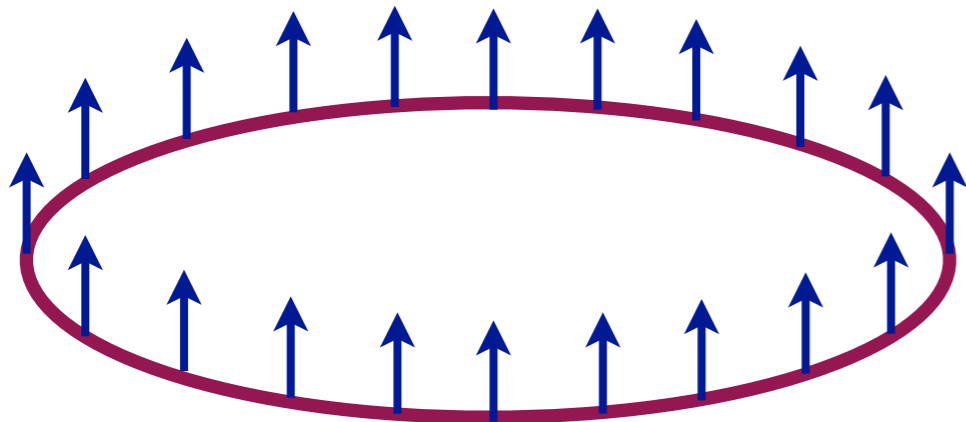


今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

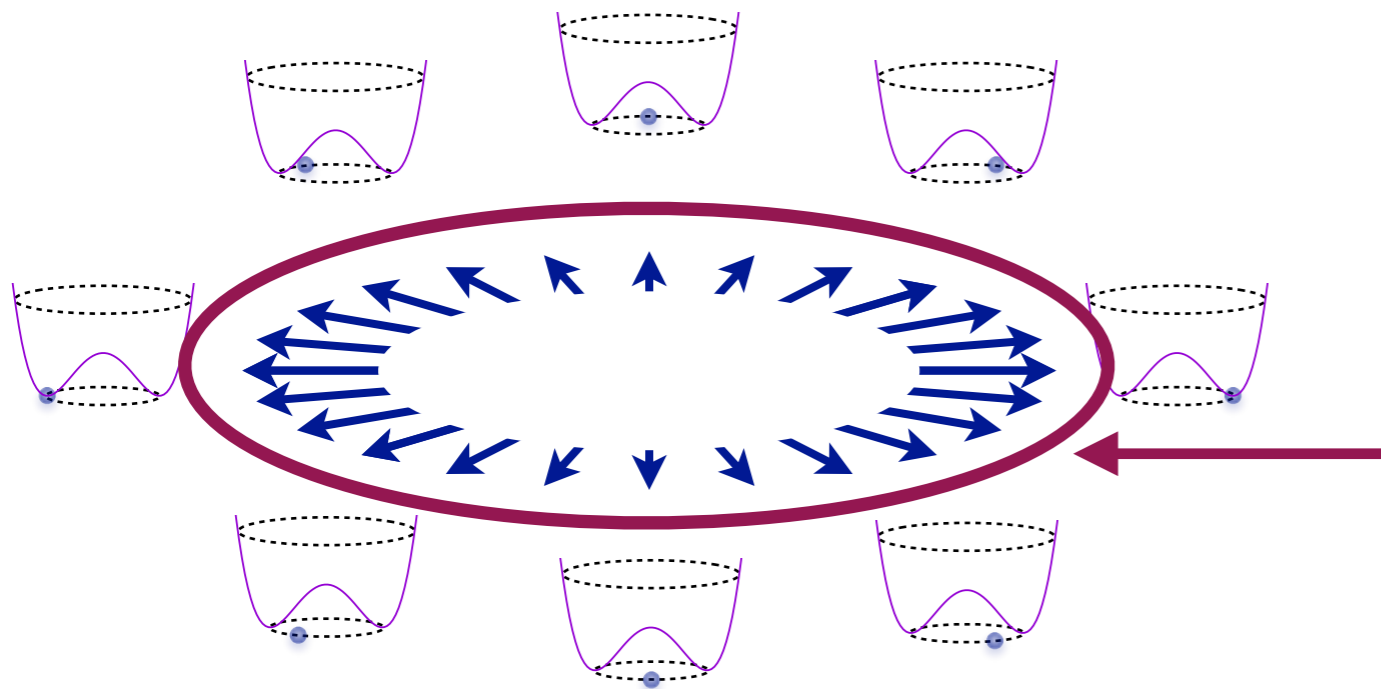
1次元の“球”

$$\phi(\theta, r \rightarrow \infty) \propto e^{ig(\theta)} \quad (g(2\pi) = g(0) + 2\pi n)$$

$$g(\theta) = 0$$



さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう

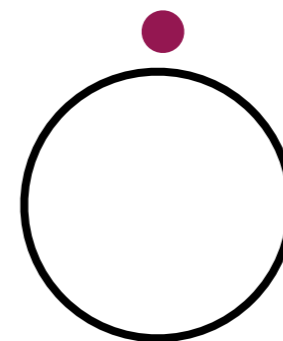
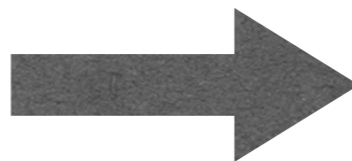
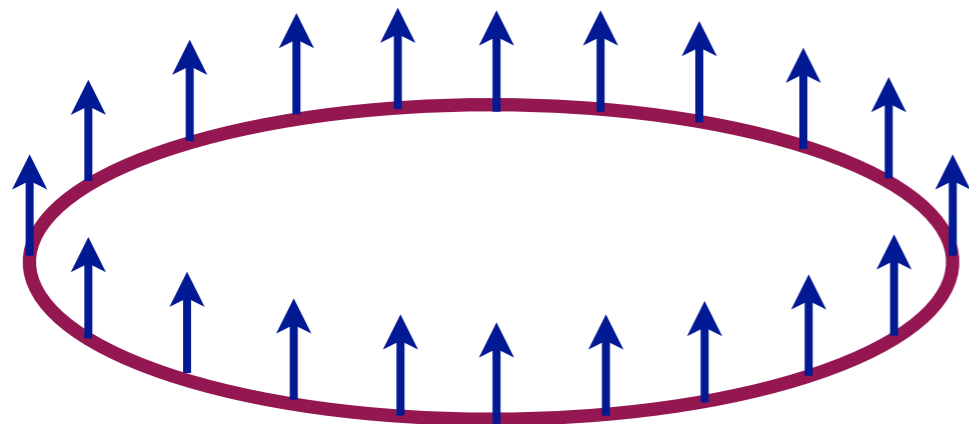


今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

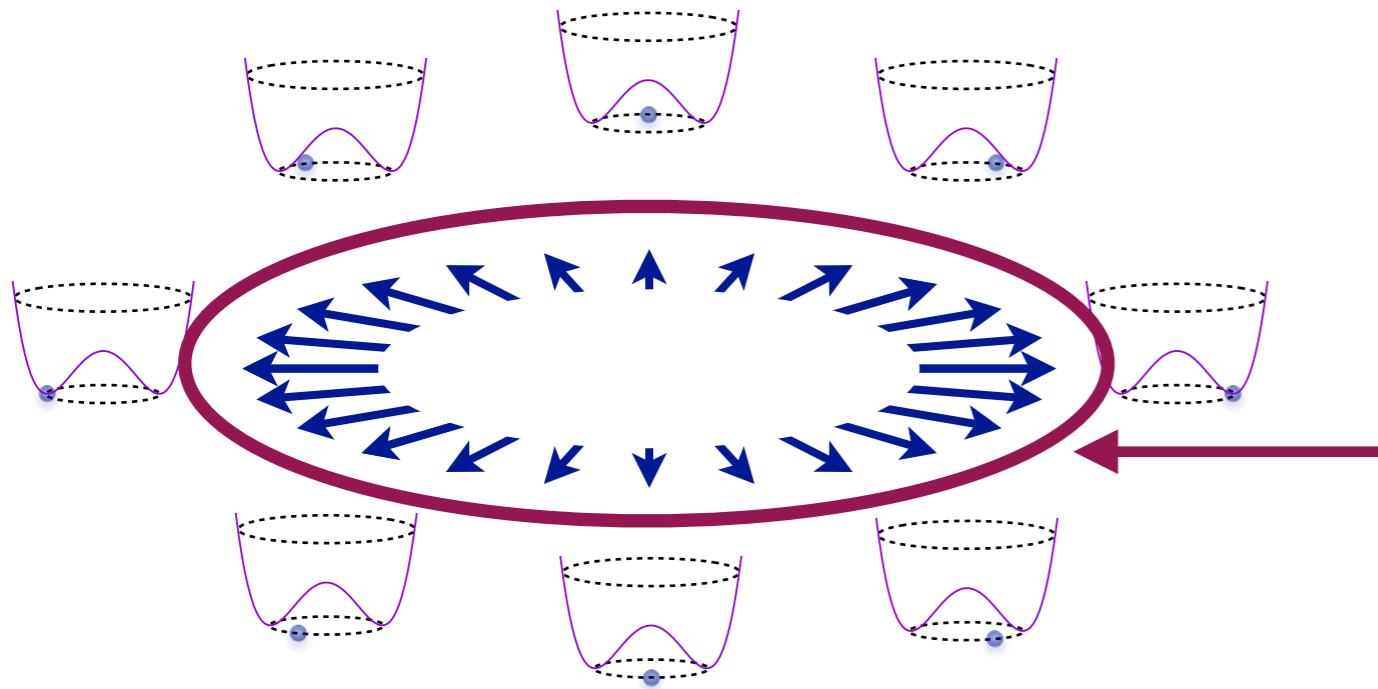
1次元の“球”

$$\phi(\theta, r \rightarrow \infty) \propto e^{ig(\theta)} \quad (g(2\pi) = g(0) + 2\pi n)$$

$$g(\theta) = 0$$



さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう

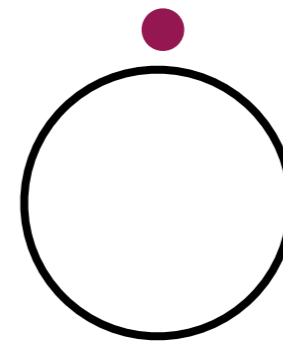
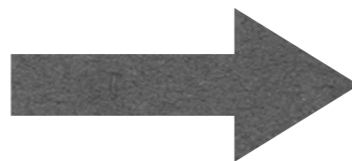
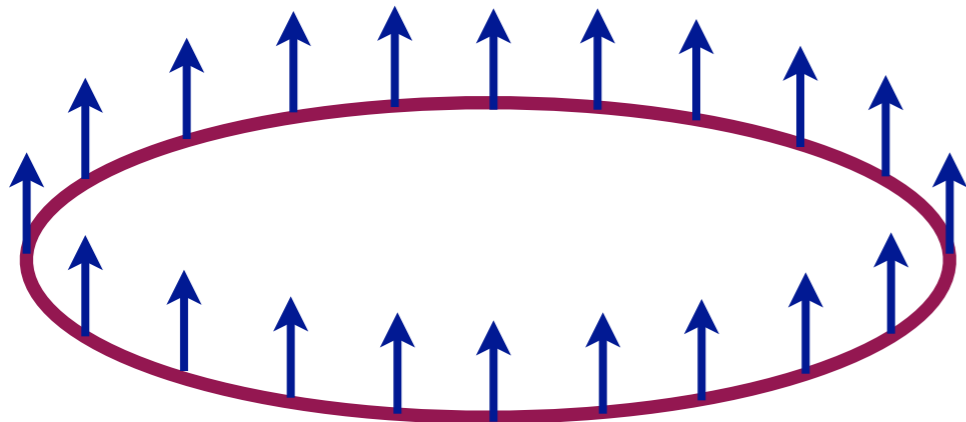


今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

1次元の“球”

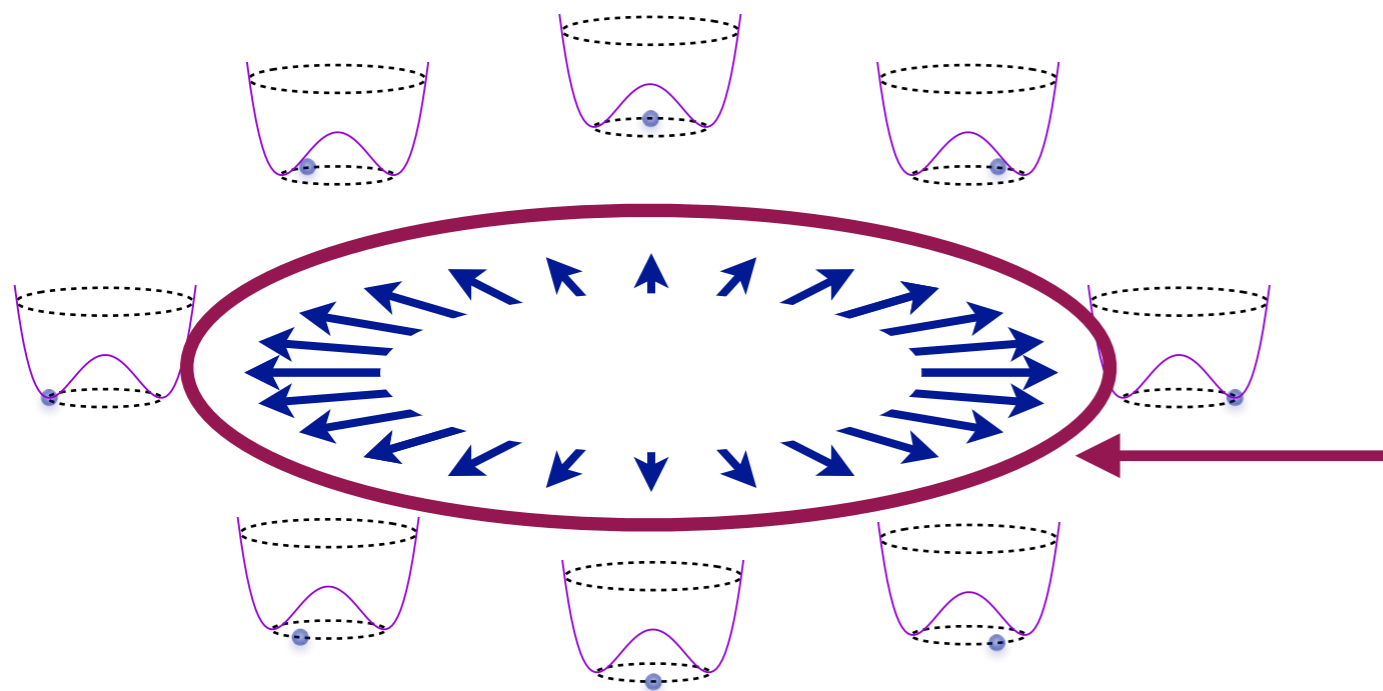
$$\phi(\theta, r \rightarrow \infty) \propto e^{ig(\theta)} \quad (g(2\pi) = g(0) + 2\pi n)$$

$$g(\theta) = 0$$



巻きつき数0 ($n = 0$)

さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう



今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

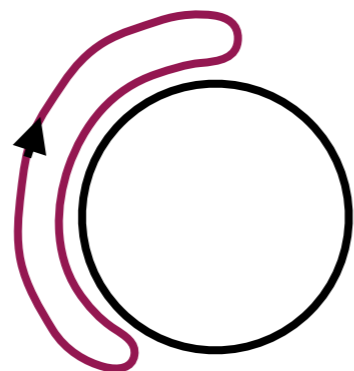
1次元の“球”

$$\phi(\theta, r \rightarrow \infty) \propto e^{ig(\theta)} \quad (g(2\pi) = g(0) + 2\pi n)$$

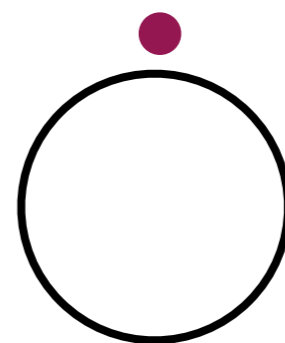
$g(\theta)$ がぐにゃぐにゃした関数

(ただし $g(2\pi) = g(0)$ となっている)

の場合は？

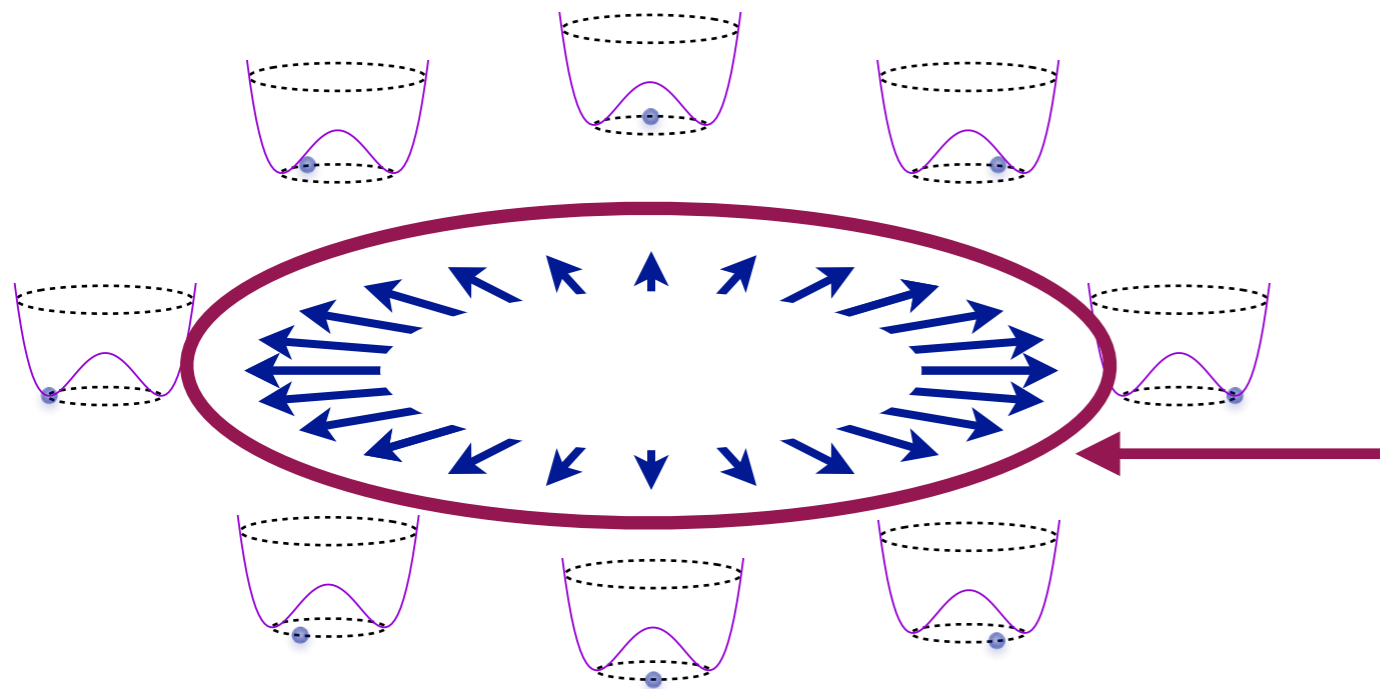


連続的な変形



巻きつき数0 ($n = 0$)

さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう

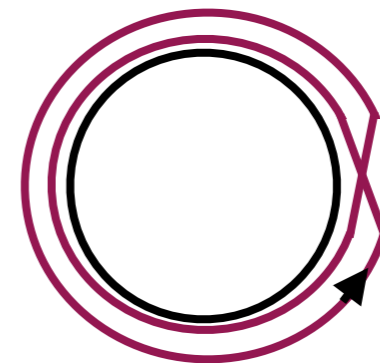
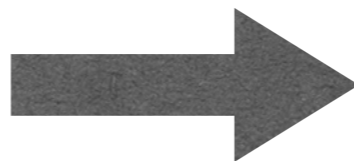


今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

1次元の“球”

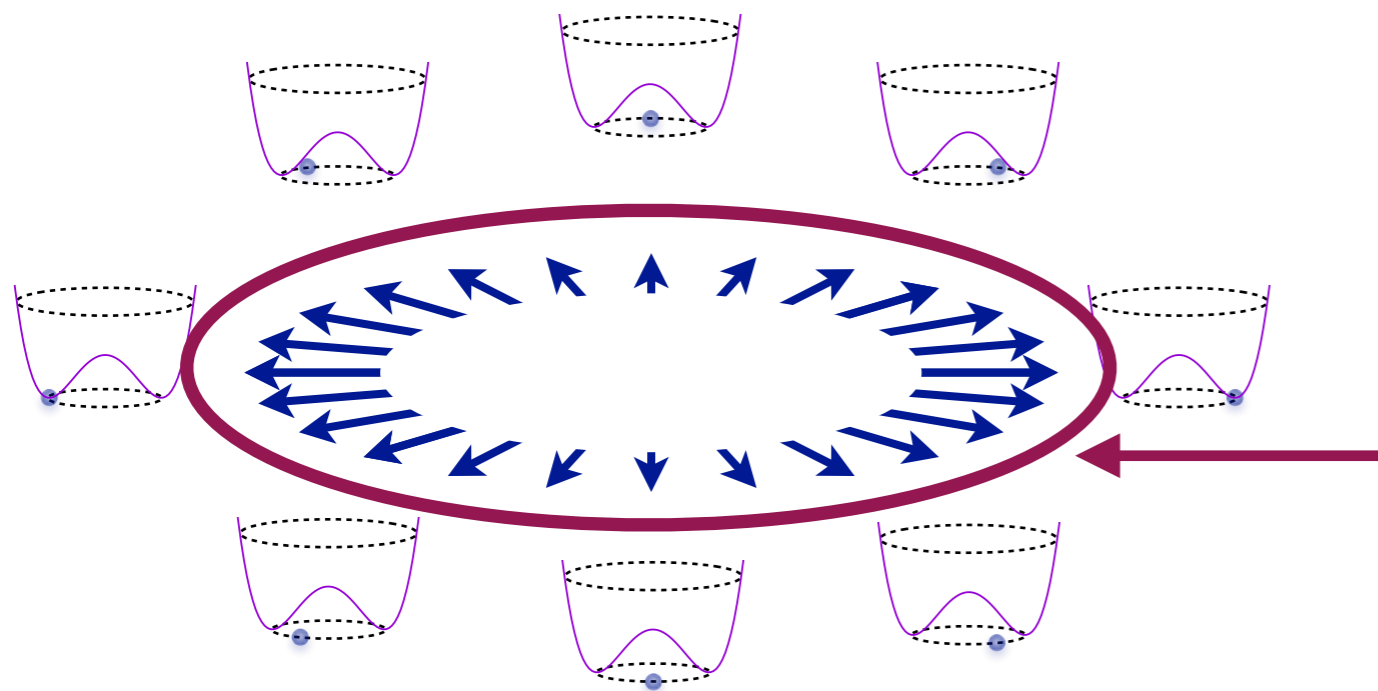
$$\phi(\theta, r \rightarrow \infty) \propto e^{ig(\theta)} \quad (g(2\pi) = g(0) + 2\pi n)$$

$$g(\theta) = 2\theta$$



巻きつき数2 ($n = 2$)

さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう



今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

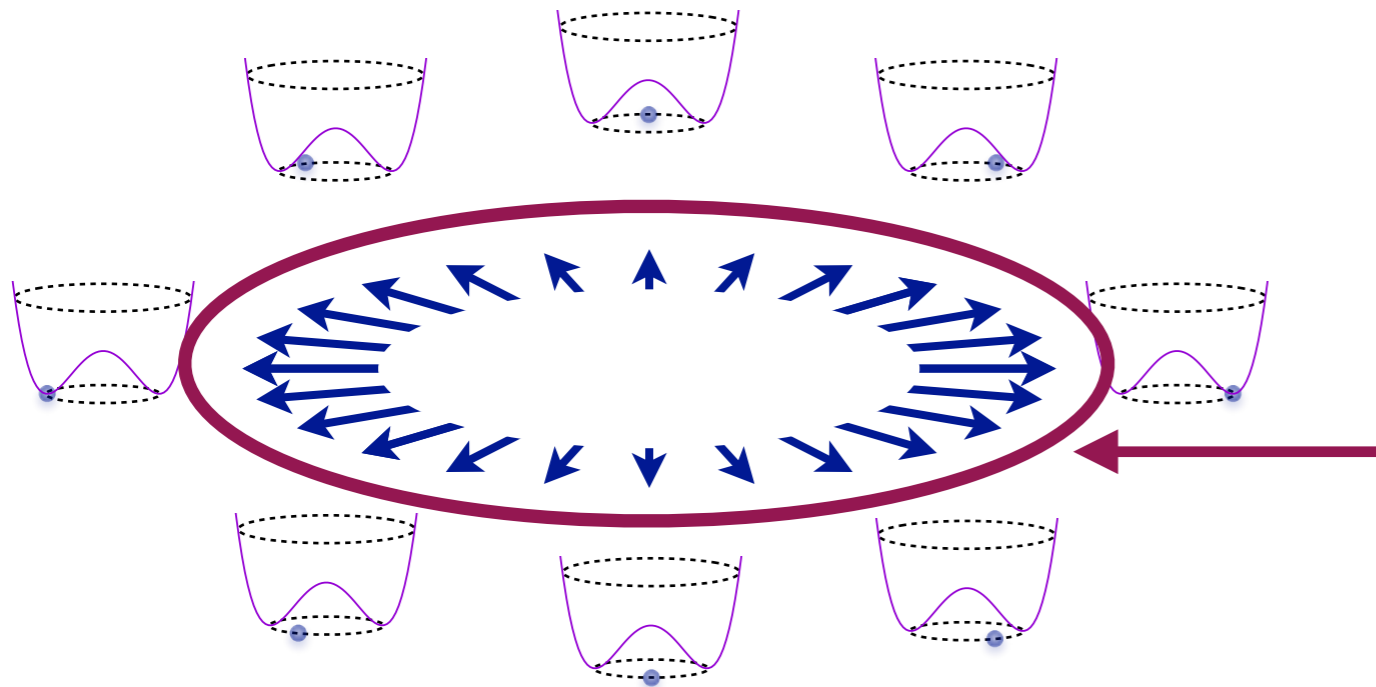
1次元の“球”

$$\phi(\theta, r \rightarrow \infty) \propto e^{ig(\theta)} \quad (g(2\pi) = g(0) + 2\pi n)$$

$$\pi_1(U(1)) = \mathbf{Z}$$

巻きつき数 $n \in \mathbf{Z}$ で特徴付けられる non-trivial な場の配位 (ソリトン)
が存在する可能性あり

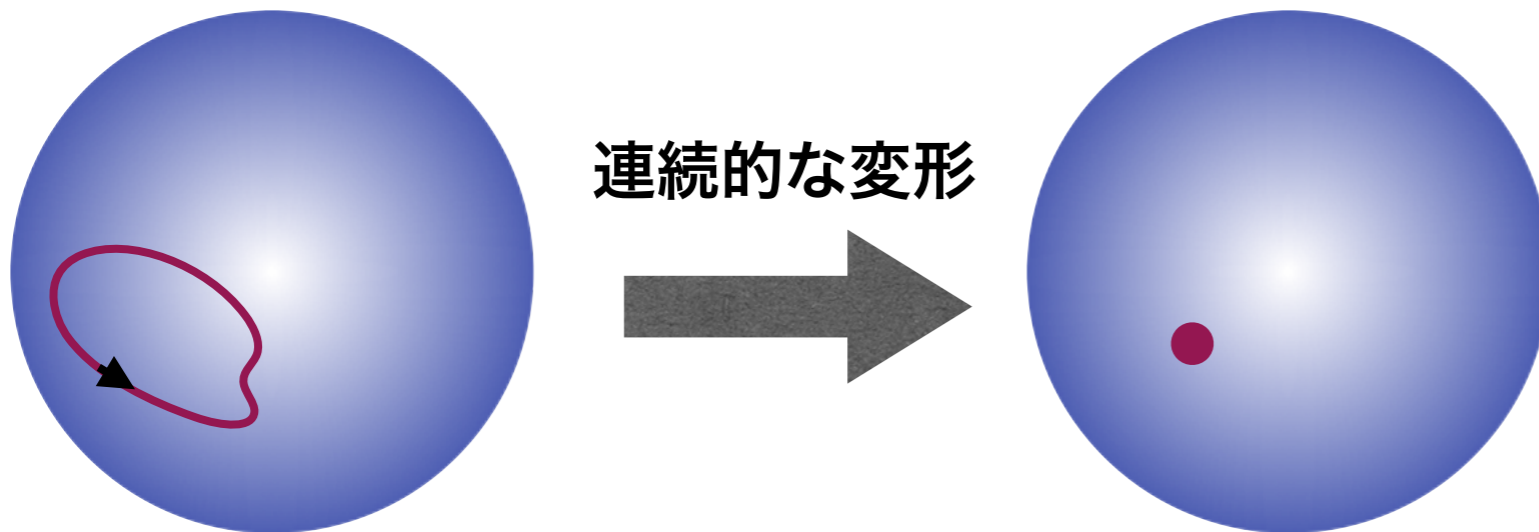
さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう



今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

1次元の“球”

真空の配位空間がもっと大きかったりすると（例えば S_2 ）

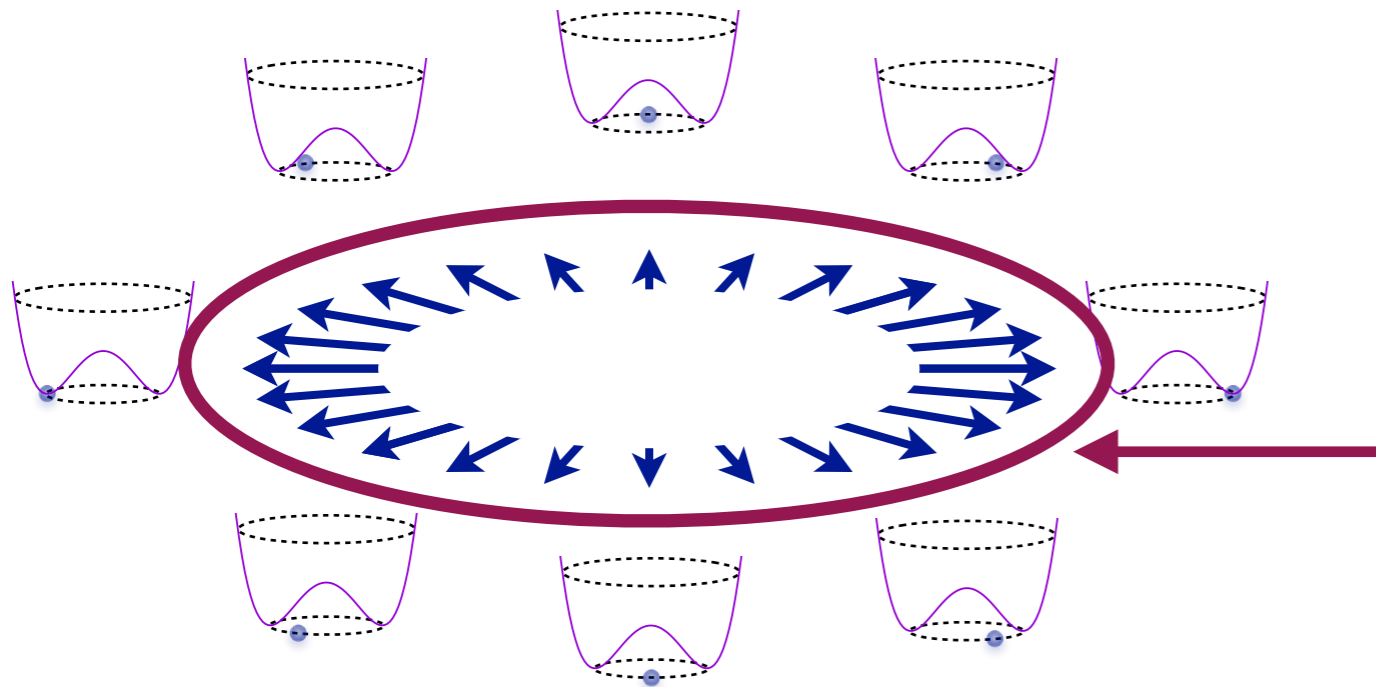


どんなものでも trivial な
Mapping に連続変形
できてしまう

$$\pi_1(S_2) = 0$$

(ソリトンなし)

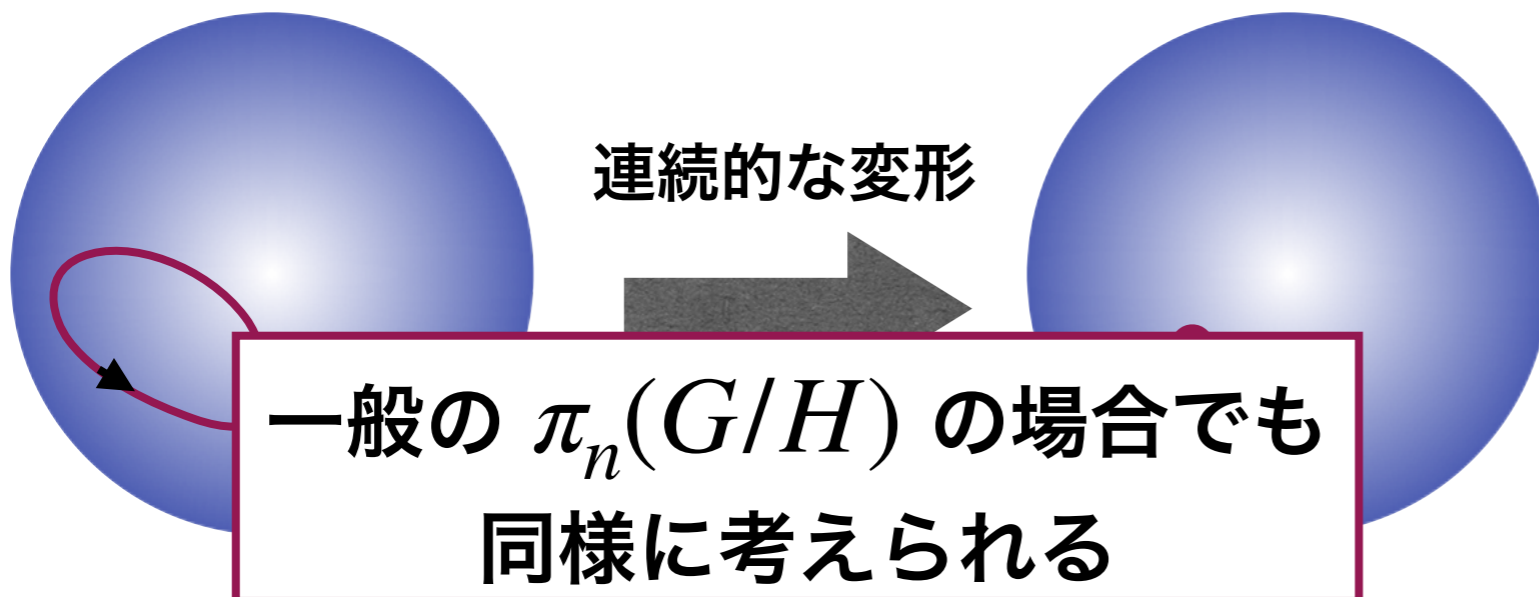
さっきやった、この場合で具体的に見てみましょう



今問題になるのは、
2次元平面の無限遠方
での場の振る舞いです

1次元の“球”

真空の配位空間がもっと大きかったりすると（例えば S_2 ）

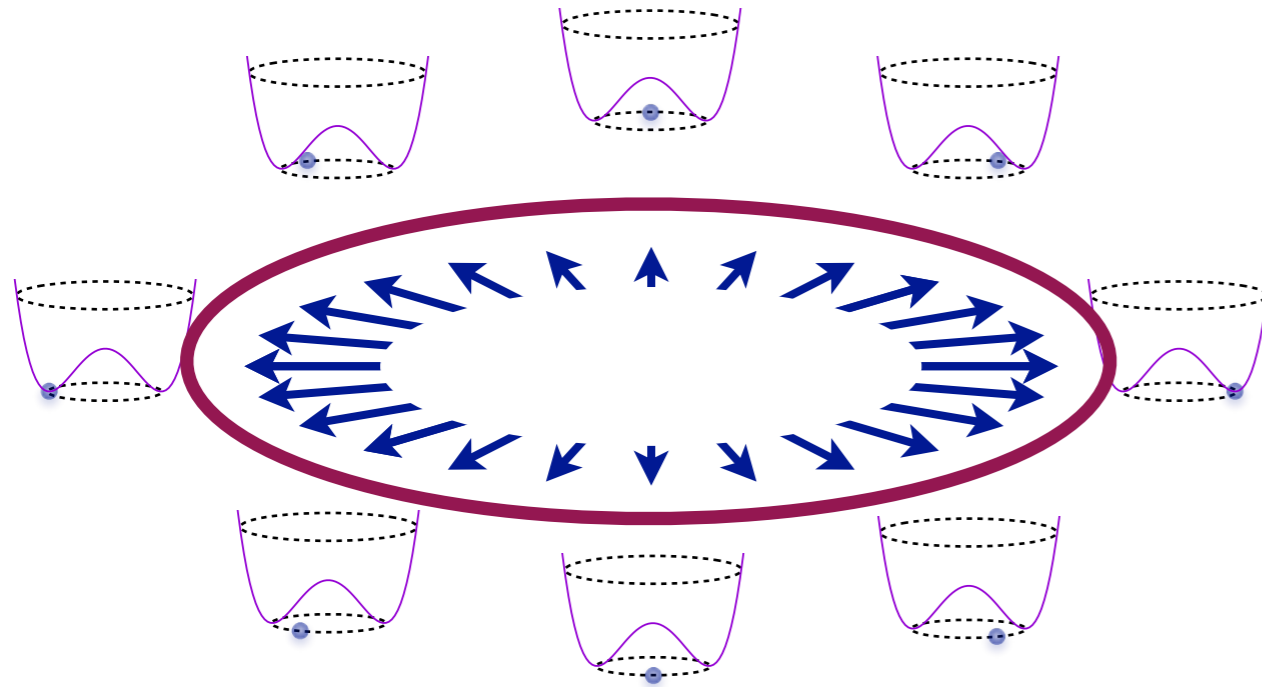


どんなものでも trivial な
Mapping に連続変形
できてしまう

$$\pi_1(S_2) = 0$$

(ソリトンなし)

ちょっとここで texture の話をしておきます

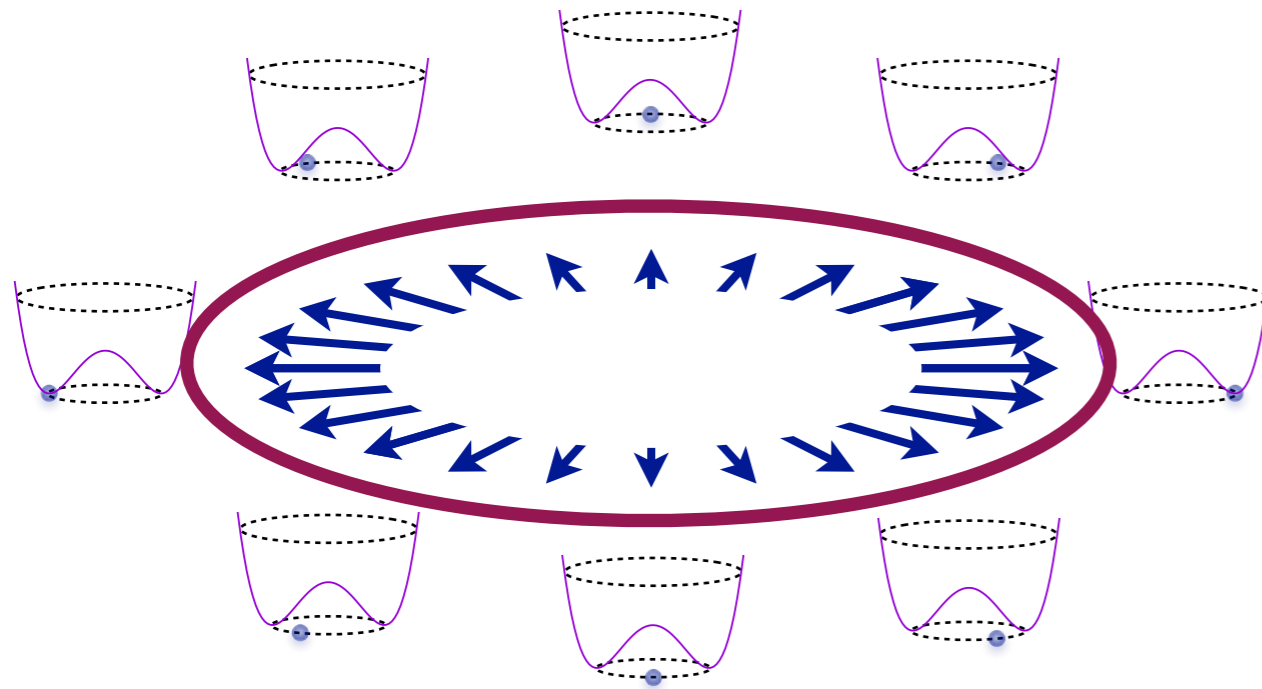


これまで、無限遠で場が non-trivial
な配位を取るものを扱ってきました
(topological defect)

n次元空間の場合、境界（無限遠）は
n-1 次元なので π_{n-1} が non-trivial だと

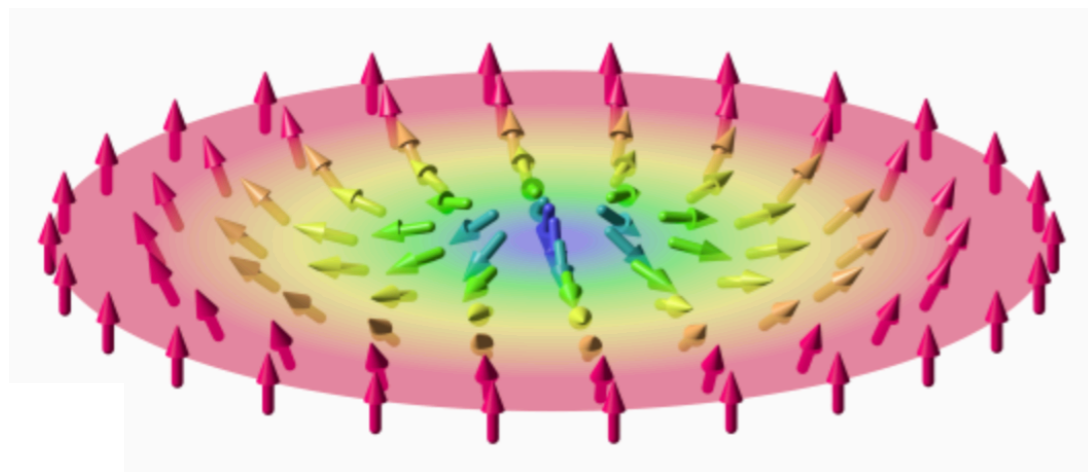
Soliton が存在する

ちょっとここで texture の話をしておきます



これまで、無限遠で場が non-trivial な配位を取るものを扱ってきました
(topological defect)

n次元空間の場合、境界（無限遠）は n-1 次元なので π_{n-1} が non-trivial だと Soliton が存在する



無限遠で同じ場の値をとり、空間の中身で Non-trivial になっているものは **Texture** と呼ばれています

n次元空間の場合、境界（無限遠）を同一視できるので π_n が non-trivial だと Soliton が存在する

Wikipedia (Magnetic Skyrmion のページ) より拝借

Solitons appear in a variety of forms,
depending on . . .

- Topology of the vacuum manifold
- Dimensionality of the physical space

(necessary condition)

$$\pi_0(G/H) \neq 0$$



(possible topological object)

Domain wall

$$\pi_1(G/H) \neq 0$$



Vortex

$$\pi_2(G/H) \neq 0$$



Monopole

$$\pi_3(G/H) \neq 0$$



Skyrmion
(Texture)

How about the Higgs sector of the SM?

$$\pi_0(G/H) \neq 0 \quad ?$$

$$\pi_1(G/H) \neq 0 \quad ?$$

$$\pi_2(G/H) \neq 0 \quad ?$$

$$\pi_3(G/H) \neq 0 \quad ?$$

How about the Higgs sector of the SM?

$$\pi_0(G/H) \neq 0 \quad ? \quad \longrightarrow \quad \text{No}$$

There is no discrete symmetry that is spontaneously broken

$$\pi_1(G/H) \neq 0 \quad ?$$

$$\pi_2(G/H) \neq 0 \quad ?$$

$$\pi_3(G/H) \neq 0 \quad ?$$

How about the Higgs sector of the SM?

$$\pi_0(G/H) \neq 0 \quad ? \quad \longrightarrow \quad \text{No}$$

There is no discrete symmetry that is spontaneously broken

$$\pi_1(G/H) \neq 0 \quad ? \quad \longrightarrow \quad \text{No}$$

There is an object called “EW string”, but not topologically stable

T. Vachaspati, Nucl. Phys. B397, 648 (1993)

$$\pi_2(G/H) \neq 0 \quad ?$$

$$\pi_3(G/H) \neq 0 \quad ?$$

How about the Higgs sector of the SM?

$$\pi_0(G/H) \neq 0 \quad ? \quad \longrightarrow \quad \text{No}$$

There is no discrete symmetry that is spontaneously broken

$$\pi_1(G/H) \neq 0 \quad ? \quad \longrightarrow \quad \text{No}$$

There is an object called “EW string”, but not topologically stable

T. Vachaspati, Nucl. Phys. B397, 648 (1993)

$$\pi_2(G/H) \neq 0 \quad ? \quad \longrightarrow \quad \text{No}$$

$$\pi_3(G/H) \neq 0 \quad ?$$

How about the Higgs sector of the SM?

$$\pi_0(G/H) \neq 0 \quad ? \quad \longrightarrow \quad \text{No}$$

There is no discrete symmetry that is spontaneously broken

$$\pi_1(G/H) \neq 0 \quad ? \quad \longrightarrow \quad \text{No}$$

There is an object called “EW string”, but not topologically stable

T. Vachaspati, Nucl. Phys. B397, 648 (1993)

$$\pi_2(G/H) \neq 0 \quad ? \quad \longrightarrow \quad \text{No}$$

$$\pi_3(G/H) \neq 0 \quad ? \quad \longrightarrow \quad \text{Yes!}$$

How about the Higgs sector of the SM?

$$\pi_0(G/H) \neq 0 \quad ? \quad \longrightarrow \quad \text{No}$$

There is no discrete symmetry that is spontaneously broken

$$\pi_1(G/H) \neq 0 \quad ? \quad \longrightarrow \quad \text{No}$$

There is an object called “EW string”, but not topologically stable

T. Vachaspati, Nucl. Phys. B397, 648 (1993)

$$\pi_2(G/H) \neq 0 \quad ? \quad \longrightarrow \quad \text{No}$$

$$\pi_3(G/H) \neq 0 \quad ? \quad \longrightarrow \quad \text{Yes! but . . .}$$

No term exists that prevent the size of the Skyrmion shrinking to zero (Derrick’s theorem)

How about the Higgs sector of the SM?

$\pi_0(G/H) \neq 0$? \longrightarrow No

There is no discrete symmetry that is spontaneously broken

$\pi_1(G/H) \neq 0$? \longrightarrow No

The

Is this a bad news?

topologically stable
Phys. B397, 648 (1993)

$\pi_2(G/H) \neq 0$? \longrightarrow No

$\pi_3(G/H) \neq 0$? \longrightarrow Yes! but . . .

No term exists that prevent the size of the Skyrmion shrinking to zero (Derrick's theorem)

How about the Higgs sector of the SM?

$\pi_0(G/H) \neq 0$? \longrightarrow No

There is no discrete symmetry that is spontaneously broken

$\pi_1(G/H) \neq 0$? \longrightarrow No

There is an object called "string", but not topologically stable

No!!

T. Vachaspati, Nucl. Phys. B397, 648 (1993)

$\pi_2(G/H) \neq 0$? \longrightarrow No

$\pi_3(G/H) \neq 0$? \longrightarrow Yes! but . . .

No term exists that prevent the size of the Skyrmion shrinking to zero (Derrick's theorem)

How about the Higgs sector of the SM?

$\pi_0(G/H) \neq 0$? \longrightarrow No

There is no discrete symmetry that is spontaneously broken

$\pi_1(G/H) \neq 0$? \longrightarrow No

Various extensions of the Higgs sector allow the existence of topological objects

$\pi_2(G/H) \neq 0$? \longrightarrow NO

$\pi_3(G/H) \neq 0$? \longrightarrow Yes! but . . .

No term exists that prevent the size of the Skyrmion shrinking to zero (Derrick's theorem)

able
(1993)

How about the Higgs sector of the SM?

$\pi_0(G/H) \neq 0$? \longrightarrow No

**Discovery of the remnant of
any topological object**



Existence of the physics beyond the SM!!

$\pi_3(G/H) \neq 0$? \longrightarrow Yes! but . . .

No term exists that prevent the size of the Skyrmion shrinking to zero (Derrick's theorem)

stable
(1993)

Two types of extensions of the Higgs sector

- Add higher derivative terms

Low-energy effective model picture

- Change the symmetry structure

New models with extra Higgs fields:

Two Higgs doublet model

Extra triplet (Georgi-Machacek)

...

Electroweak Skymion

References

Electroweak-Skyrmion as Topological Dark Matter

Ryuichiro Kitano, Masafumi Kurachi

JHEP 1607 (2016) 037

e-Print: [arXiv:1605.07355](https://arxiv.org/abs/1605.07355) [hep-ph]

More on Electroweak-Skyrmion

Ryuichiro Kitano, Masafumi Kurachi

JHEP 1704 (2017) 150

e-Print: [arXiv:1710.06397](https://arxiv.org/abs/1710.06397) [hep-ph]

and work in progress

Introduction

Introduction

Great success of the LHC experiment

Introduction

Great success of the LHC experiment

- Discovery of the Higgs

Introduction

Great success of the LHC experiment

- Discovery of the Higgs

Sensitivity to New Physics is already a few TeV

Introduction

Great success of the LHC experiment

- Discovery of the Higgs

Sensitivity to New Physics is already a few TeV

- No evidence of New Physics so far

Introduction

Great success of the LHC experiment

- Discovery of the Higgs

Sensitivity to New Physics is already a few TeV

- No evidence of New Physics so far

**A new era for particle physics
phenomenology**

Introduction

Question:

What is a (practical) guideline for choosing a research subject

Introduction

Question:

What is a (practical) guideline for choosing a research subject

(one of) Answer(s):

Focus on **something** which is:

- simply assumed in the SM, but actually **not** established experimentally yet
- and, at the same time, significant experimental progress is expected near future

Introduction

Question:

What is a (practical) guideline for choosing a research subject

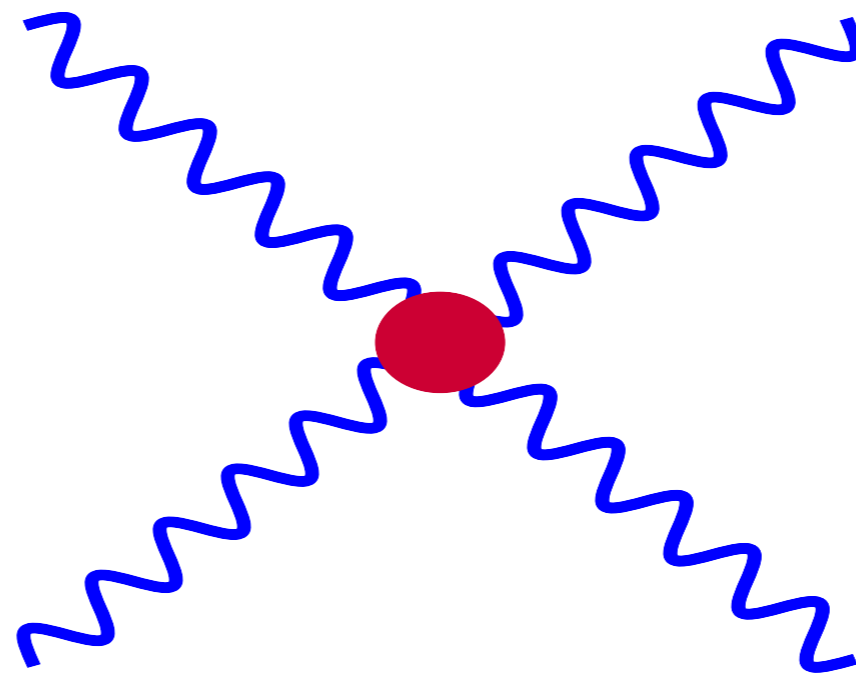
(one of) Like what??

Focus on **something** which is:

- simply assumed in the SM, but actually **not** established experimentally yet
- and, at the same time, significant experimental progress is expected near future

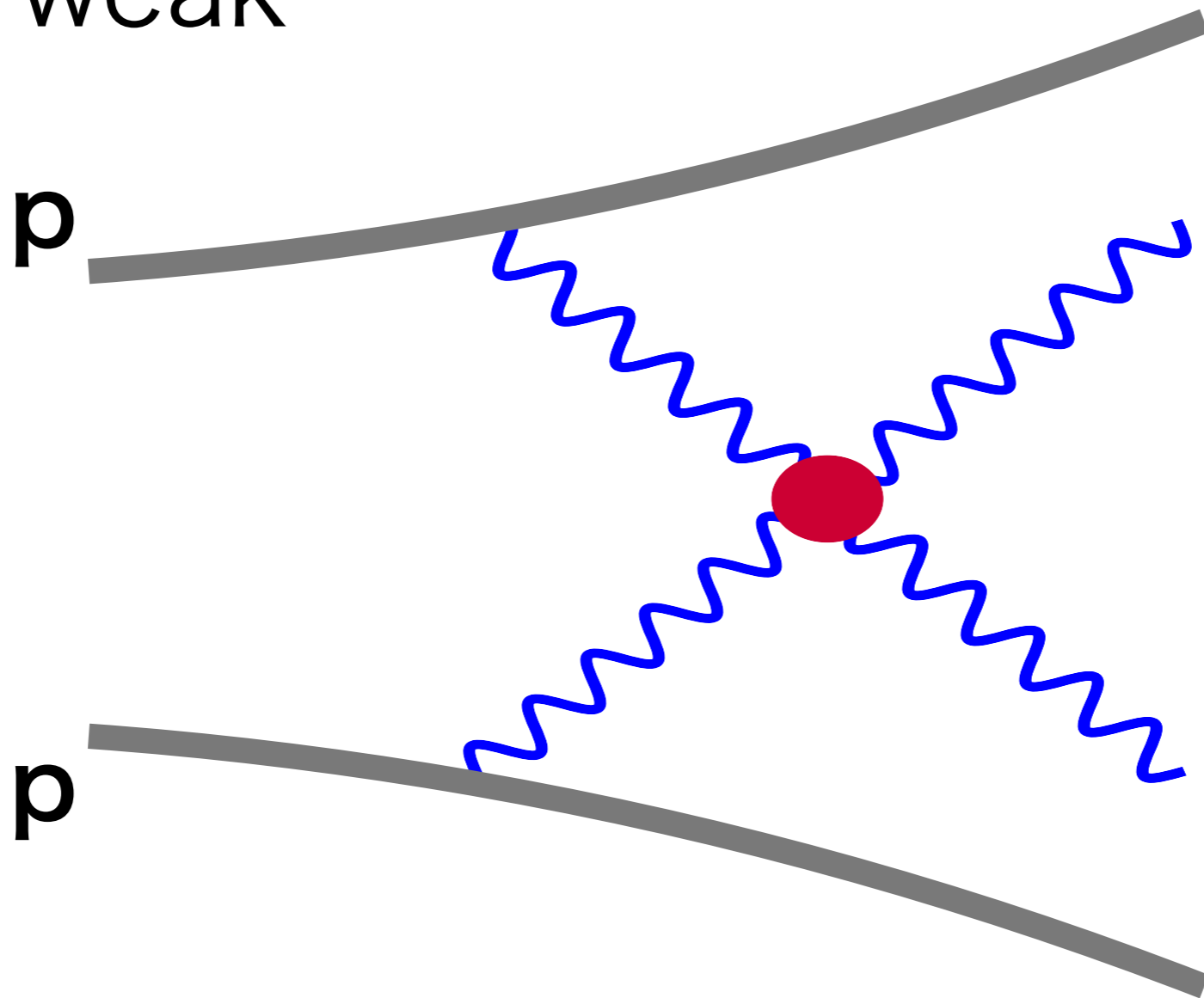
Quartic gauge boson coupling (QGC)

weak



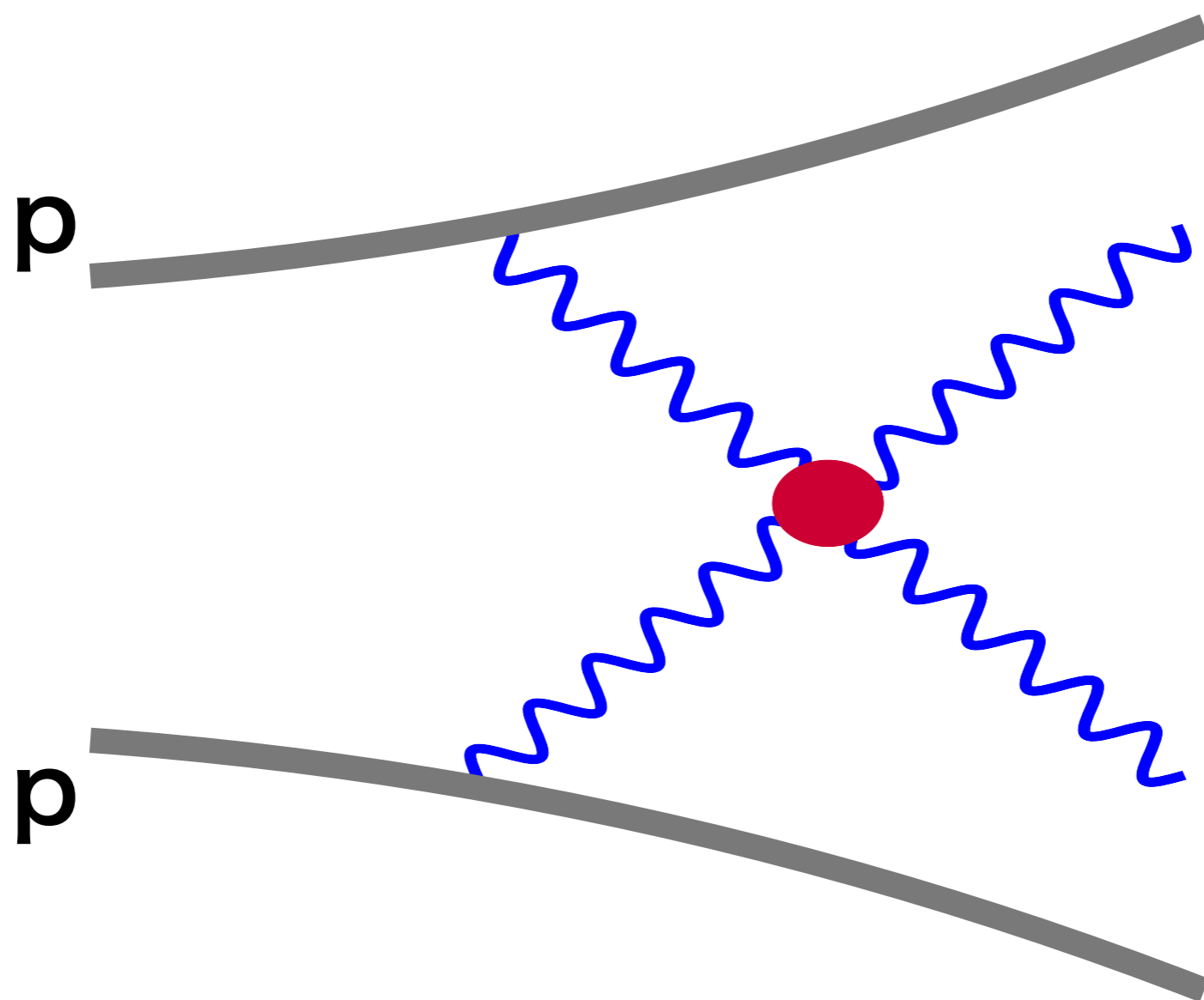
Quartic gauge boson coupling (QGC)

weak



LHC has just begun to measure it!

WW散乱の物理



WW散乱の物理

PHYSICAL REVIEW D

VOLUME 16, NUMBER 5

1 SEPTEMBER 1977

Weak interactions at very high energies: The role of the Higgs-boson mass

Benjamin W. Lee,* C. Quigg,[†] and H. B. Thacker

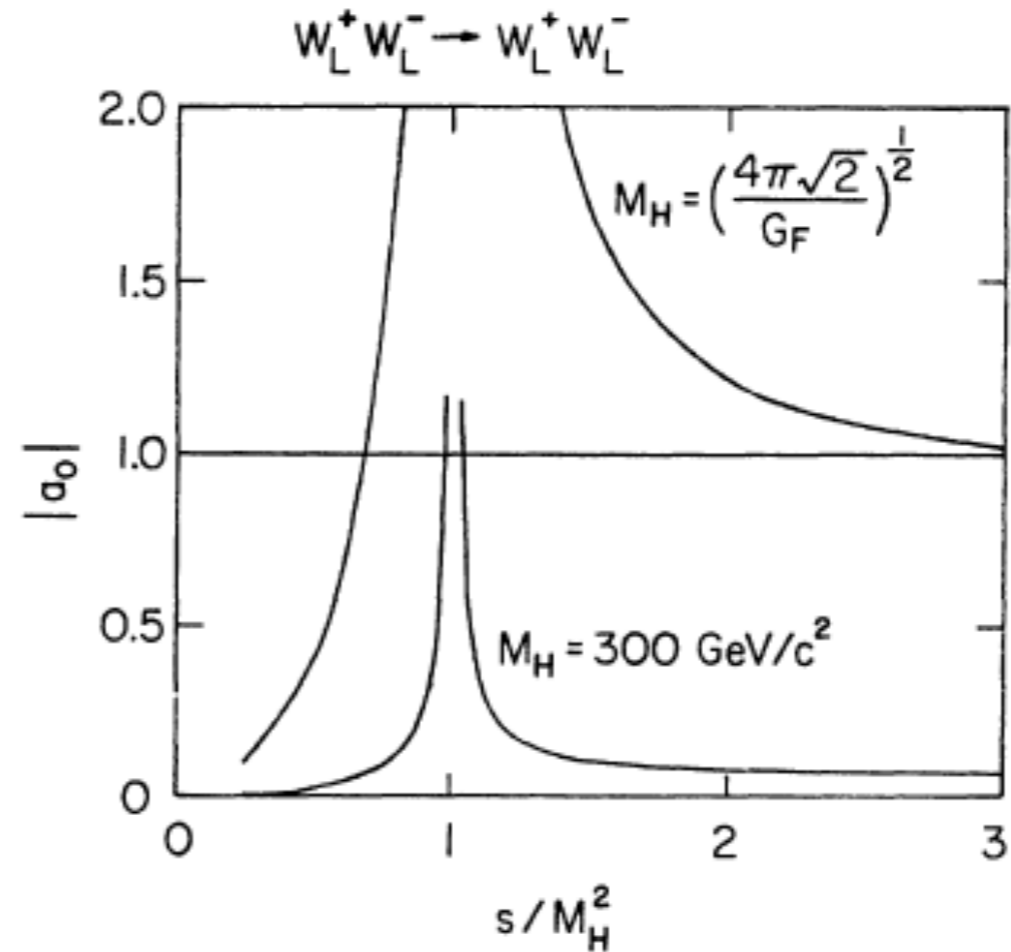
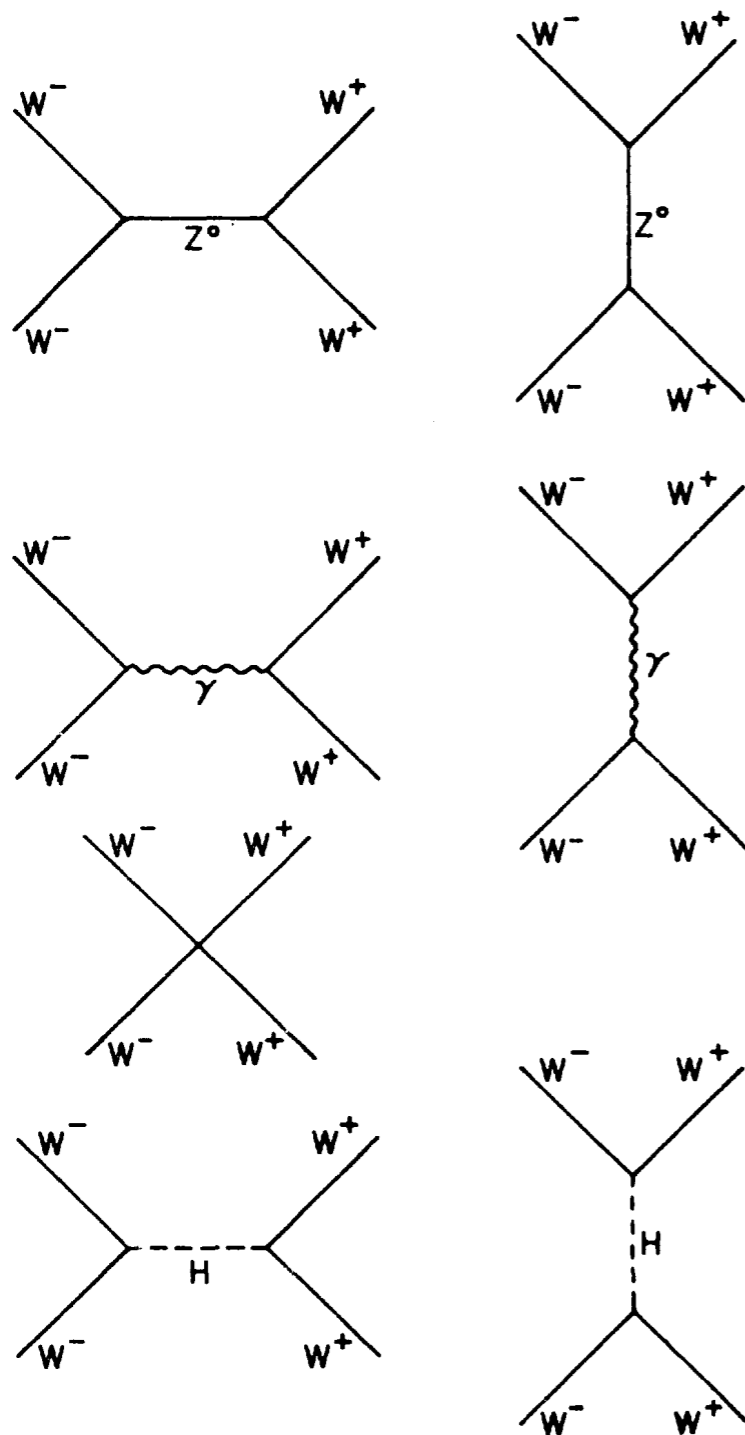
Fermi National Accelerator Laboratory,[‡] Batavia, Illinois 60510

(Received 20 April 1977)

We give an *S*-matrix-theoretic demonstration that if the Higgs-boson mass exceeds $M_c = (8\pi\sqrt{2}/3G_F)^{1/2}$, parital-wave unitarity is not respected by the tree diagrams for two-body scattering of gauge bosons, and the weak interactions must become strong at high energies. We exhibit the relation of this bound to the structure of the Higgs-Goldstone Lagrangian, and speculate on the consequences of strongly coupled Higgs-Goldstone systems. Prospects for the observation of massive Higgs scalars are noted.

WW散乱の物理

Lee, Quigg, Thacker: Phys.Rev. D16 (1977) 1519

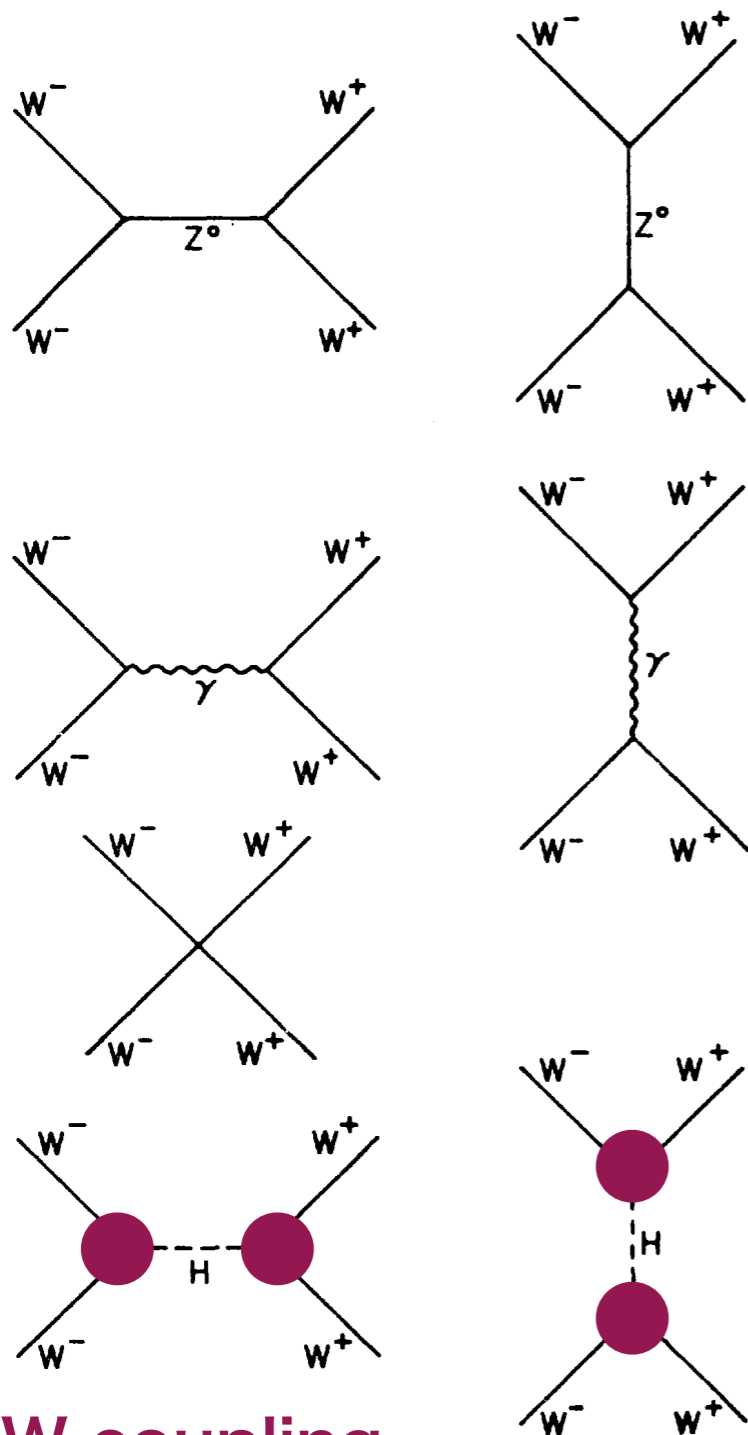


一つ一つのダイアグラムの散乱振幅への寄与はエネルギーとともに増加するが、

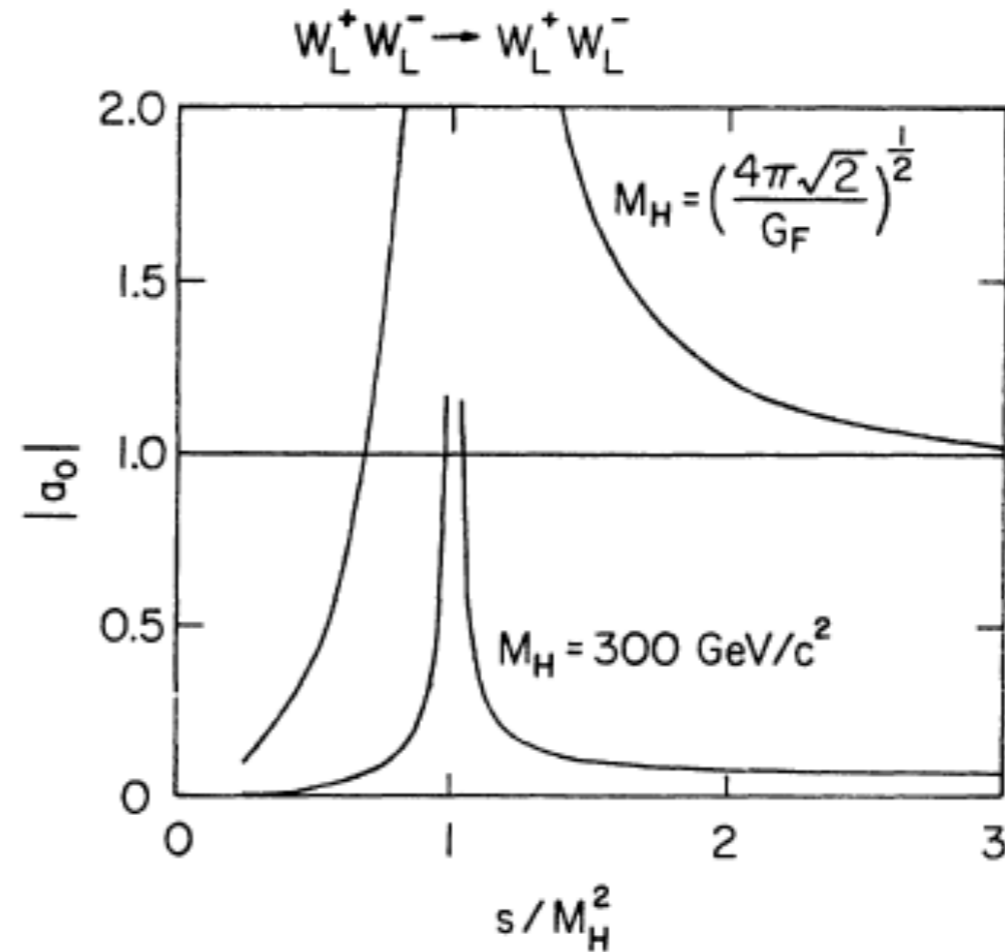
軽いヒッグス ($\lesssim 1$ TeV) が存在してすべての coupling が SM-like なら high energy でも摂動的性質を保つ

WW散乱の物理

Lee, Quigg, Thacker: Phys.Rev. D16 (1977) 1519



hWW coupling



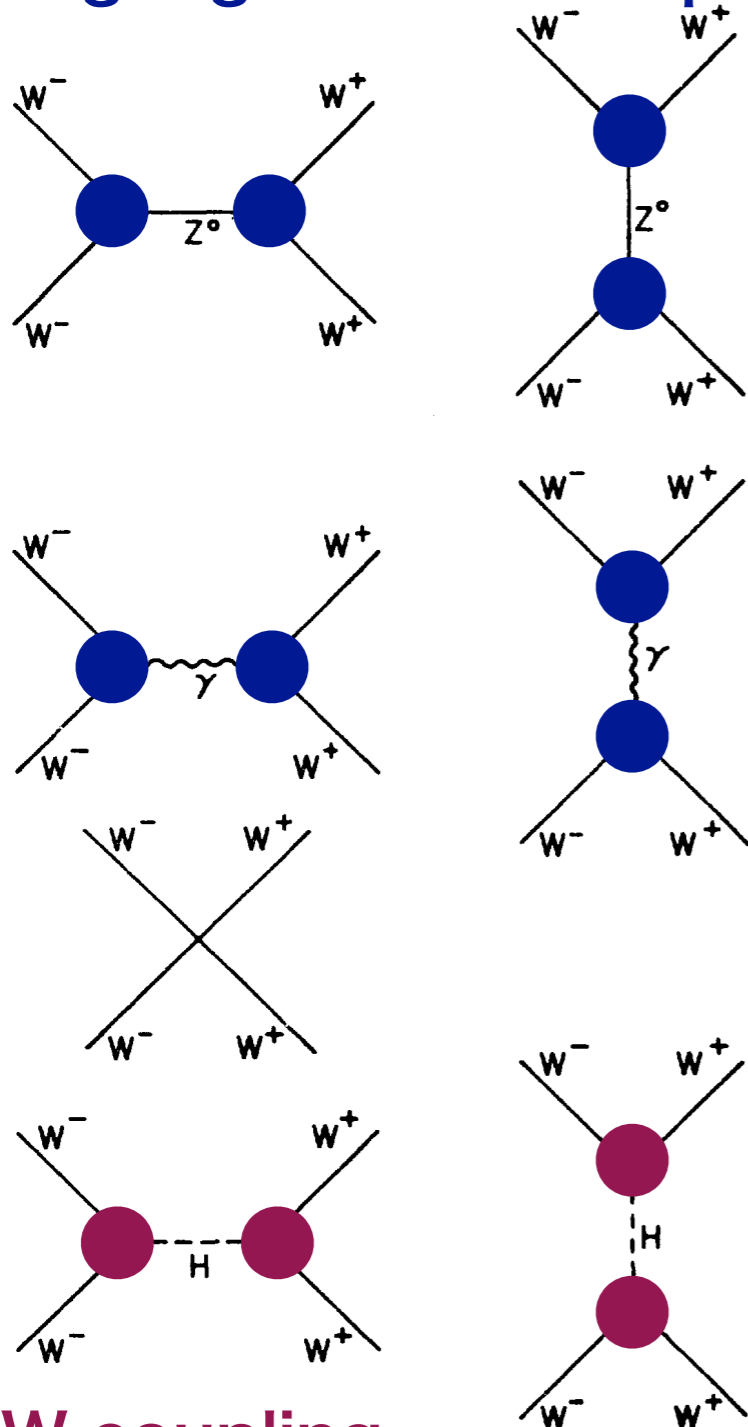
一つ一つのダイアグラムの散乱振幅への寄与はエネルギーとともに増加するが、

軽いヒッグス ($\lesssim 1$ TeV) が存在してすべての coupling が SM-like なら high energy でも摂動的性質を保つ

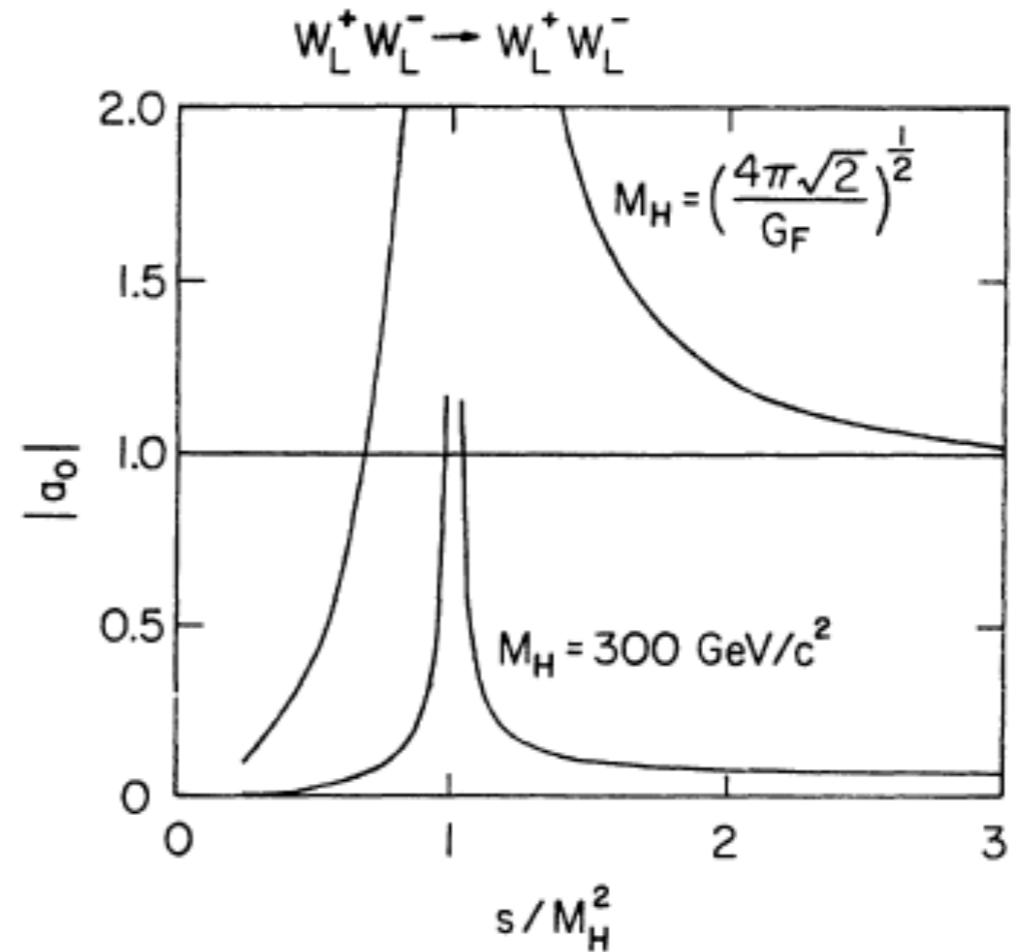
WW散乱の物理

Lee, Quigg, Thacker: Phys.Rev. D16 (1977) 1519

Triple-gauge-boson coupling



hWW coupling



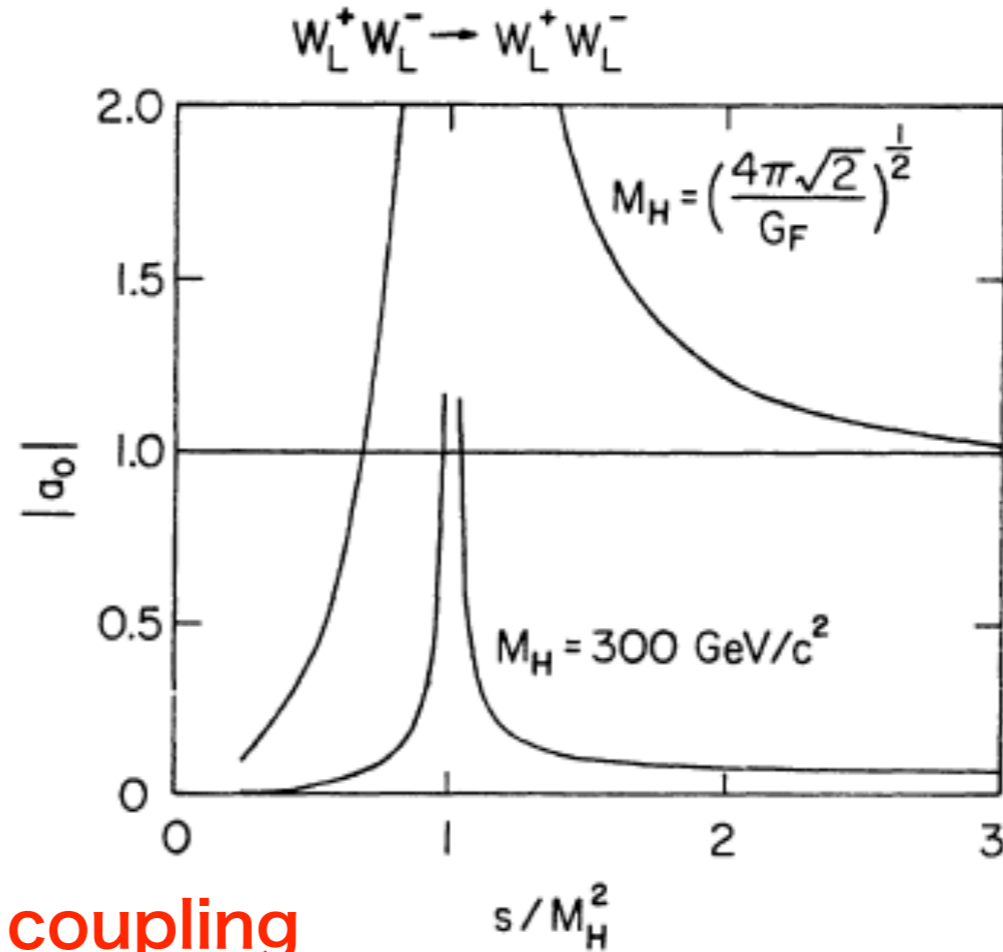
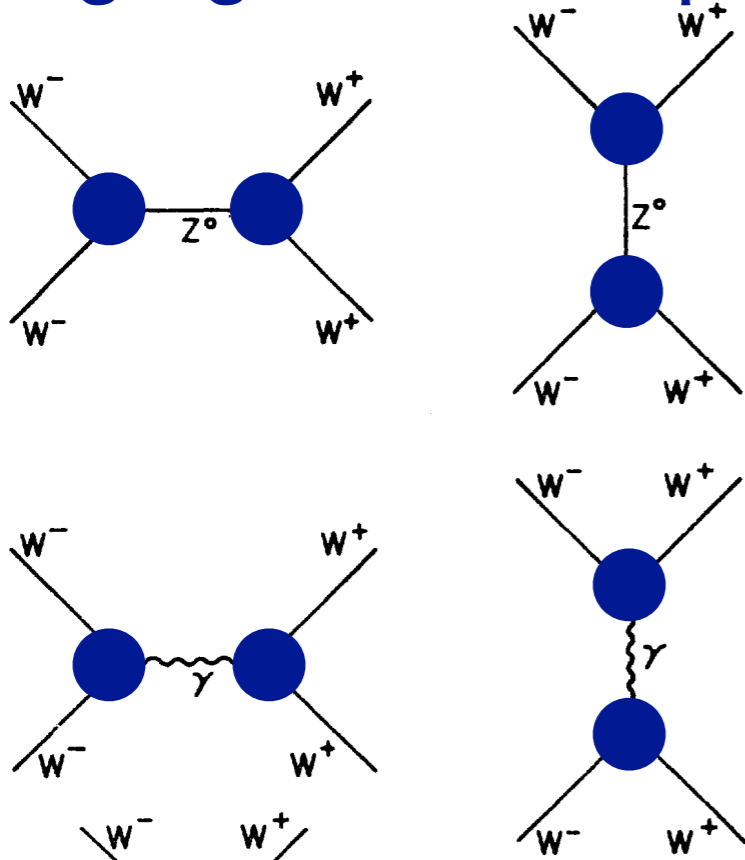
一つ一つのダイアグラムの散乱振幅への寄与はエネルギーとともに増加するが、

軽いヒッグス ($\lesssim 1 \text{ TeV}$) が存在してすべての coupling が SM-like なら high energy でも摂動的性質を保つ

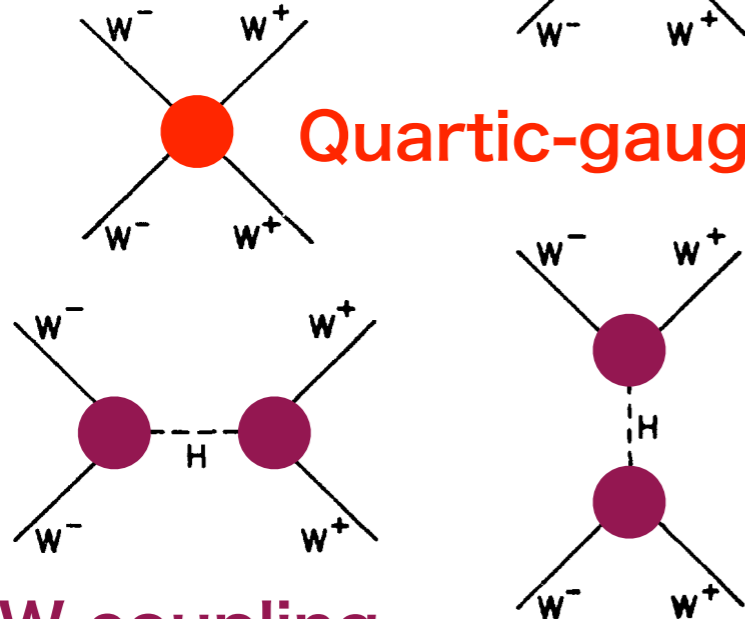
WW散乱の物理

Lee, Quigg, Thacker: Phys.Rev. D16 (1977) 1519

Triple-gauge-boson coupling



Quartic-gauge-boson coupling



hWW coupling

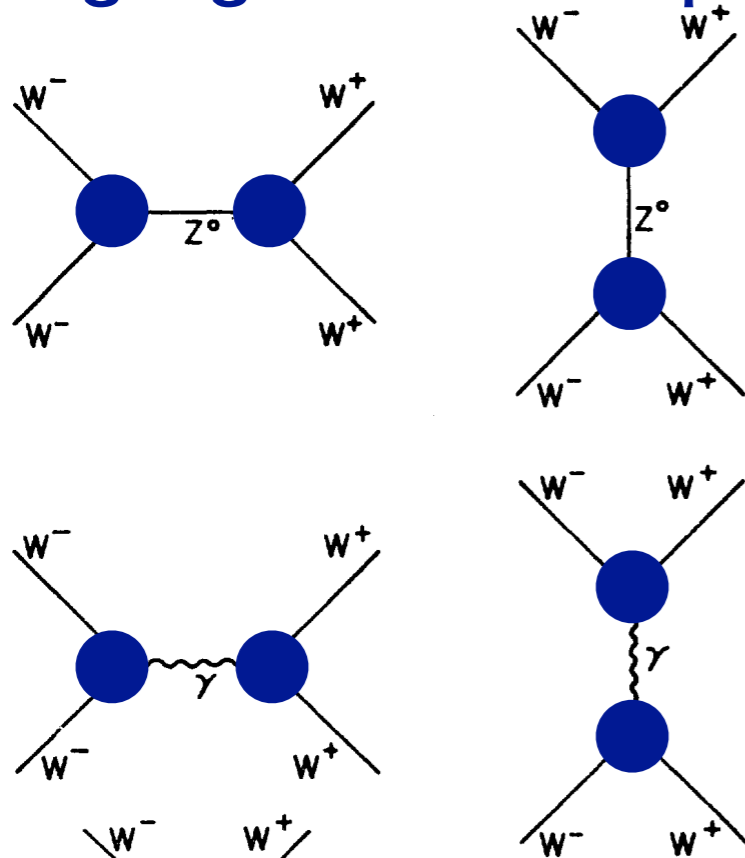
一つ一つのダイアグラムの散乱振幅への寄与はエネルギーとともに増加するが、

軽いヒッグス ($\lesssim 1 \text{ TeV}$) が存在してすべての coupling が SM-like なら high energy でも摂動的性質を保つ

WW散乱の物理

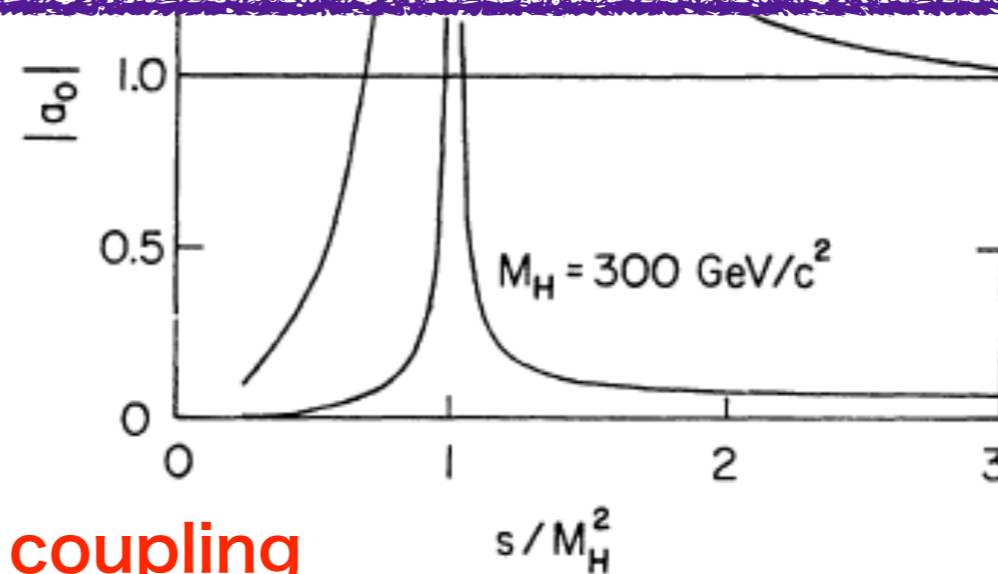
Lee, Quigg, Thacker: Phys.Rev. D16 (1977) 1519

Triple-gauge-boson coupling

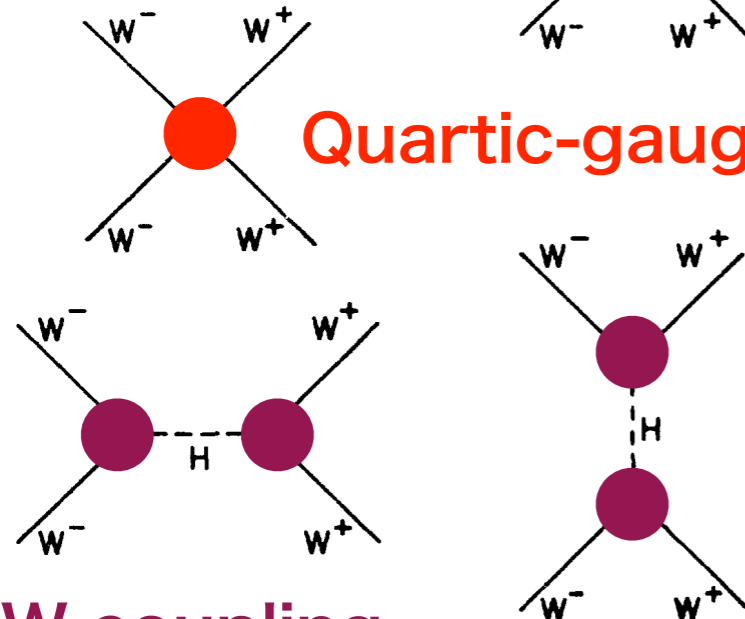


$$W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$$

High-energy collider は
これらの coupling の SM からのずれに
とても sensitive



Quartic-gauge-boson coupling



hWW coupling

一つ一つのダイアグラムの散乱振幅への寄与は
エネルギーとともに増加するが、

軽いヒッグス ($\lesssim 1$ TeV) が存在して
すべての coupling が SM-like なら
high energy でも摂動的性質を保つ

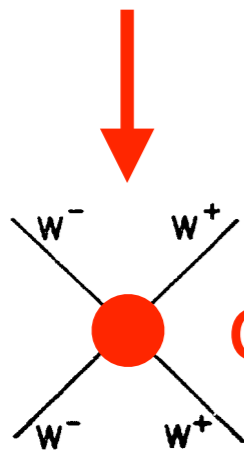
WW散乱の物理

Lee, Quigg, Thacker: Phys.Rev. D16 (1977) 1519

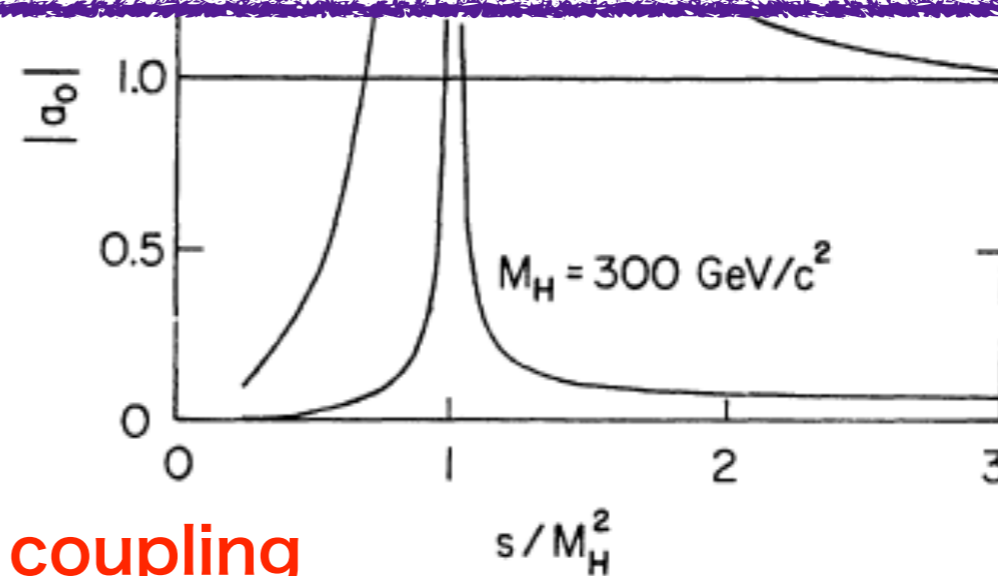
$$W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$$

High-energy collider は
これらの coupling の SM からのずれに
とても sensitive

今回はこれに注目します



Quartic-gauge-boson coupling



一つ一つのダイアグラムの散乱振幅への寄与は
エネルギーとともに増加するが、、、

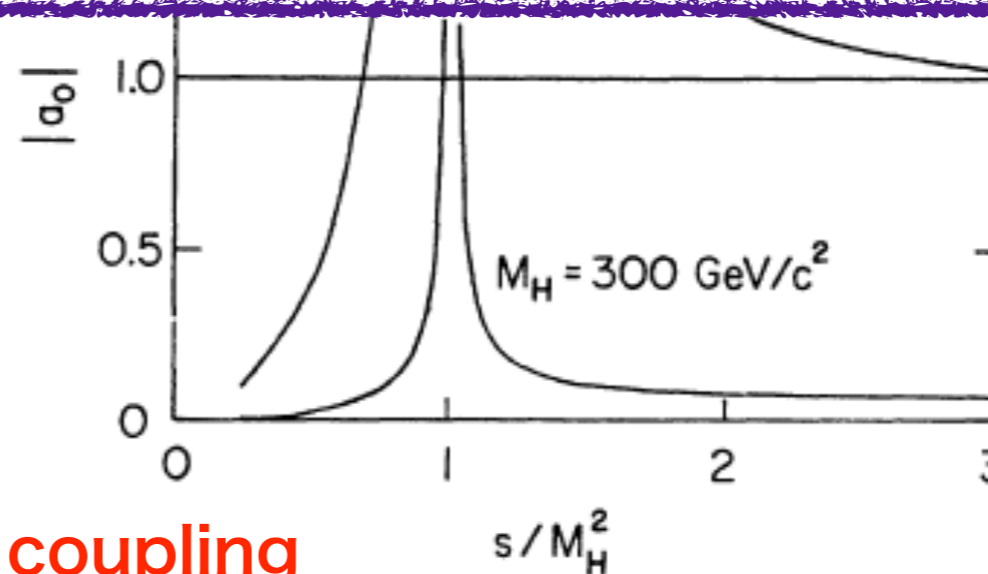
軽いヒッグス ($\lesssim 1$ TeV) が存在して
すべての coupling が SM-like なら
high energy でも摂動的性質を保つ

WW散乱の物理

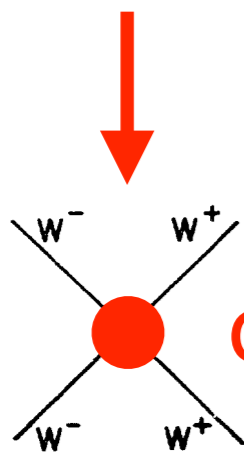
Lee, Quigg, Thacker: Phys.Rev. D16 (1977) 1519

$$W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$$

High-energy collider は
これらの coupling の SM からのずれに
とても sensitive



今回はこれに注目します



Quartic-gauge-boson coupling

QGC が SM の値からずれていると
理論的に面白いことがあるのか？

一つ一つのダイアグラムの散乱振幅への寄与は
エネルギーとともに増加するが、、、

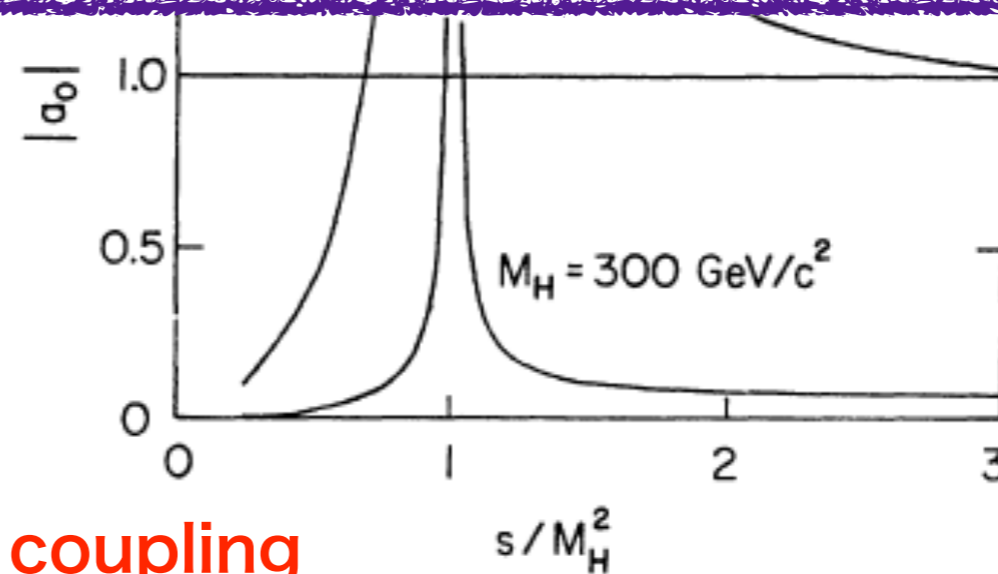
軽いヒッグス ($\lesssim 1 \text{ TeV}$) が存在して
すべての coupling が SM-like なら
high energy でも摂動的性質を保つ

WW散乱の物理

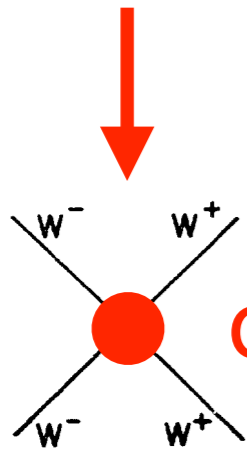
Lee, Quigg, Thacker: Phys.Rev. D16 (1977) 1519

$$W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$$

High-energy collider は
これらの coupling の SM からのずれに
とても sensitive



今回はこれに注目します



Quartic-gauge-boson coupling

Yes!

一つ一つのダイアグラムの散乱振幅への寄与は
エネルギーとともに増加するが、、、

軽いヒッグス ($\lesssim 1$ TeV) が存在して
すべての coupling が SM-like なら
high energy でも摂動的性質を保つ

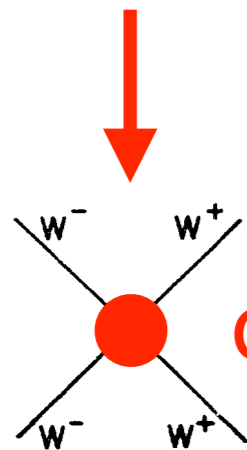
WW散乱の物理

Lee, Quigg, Thacker: Phys.Rev. D16 (1977) 1519

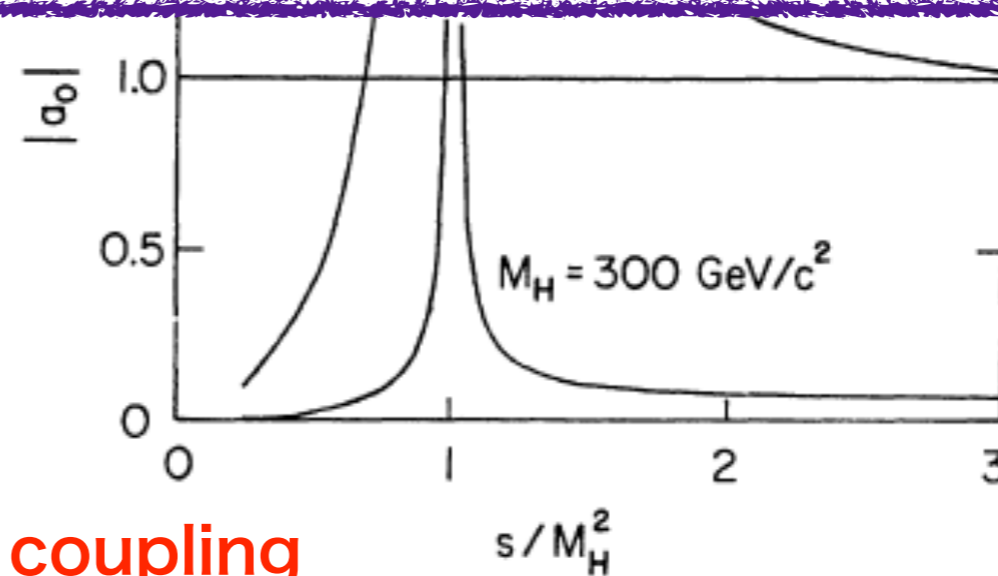
$$W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$$

High-energy collider は
これらの coupling の SM からのずれに
とても sensitive

今回はこれに注目します



Quartic-gauge-boson coupling

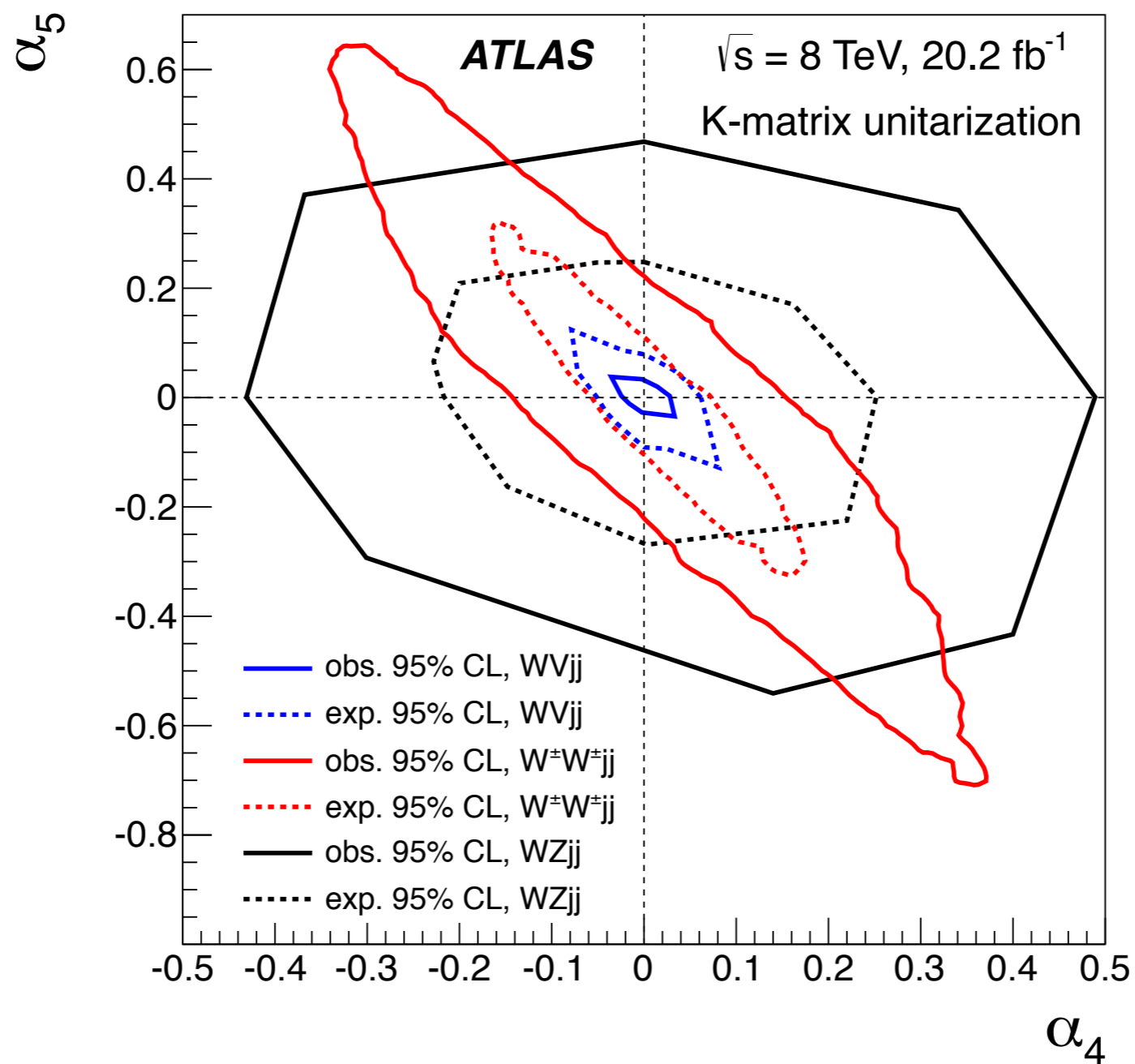


暗黒物質の候補が現れます。

一つ一つのダイアグラムの散乱振幅への寄与は
エネルギーとともに増加するが、、、

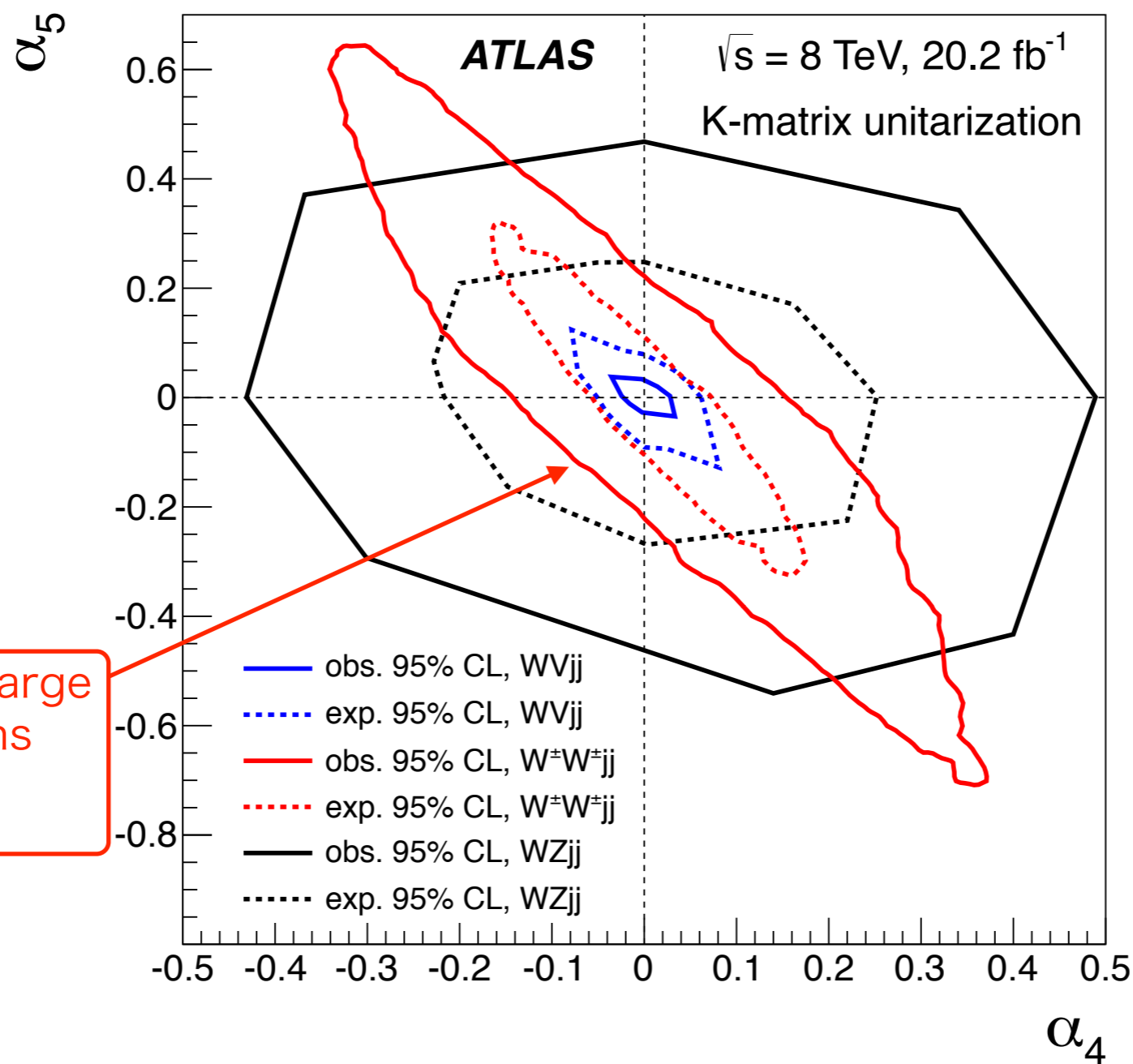
軽いヒッグス ($\lesssim 1$ TeV) が存在して
すべての coupling が SM-like なら
high energy でも摂動的性質を保つ

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

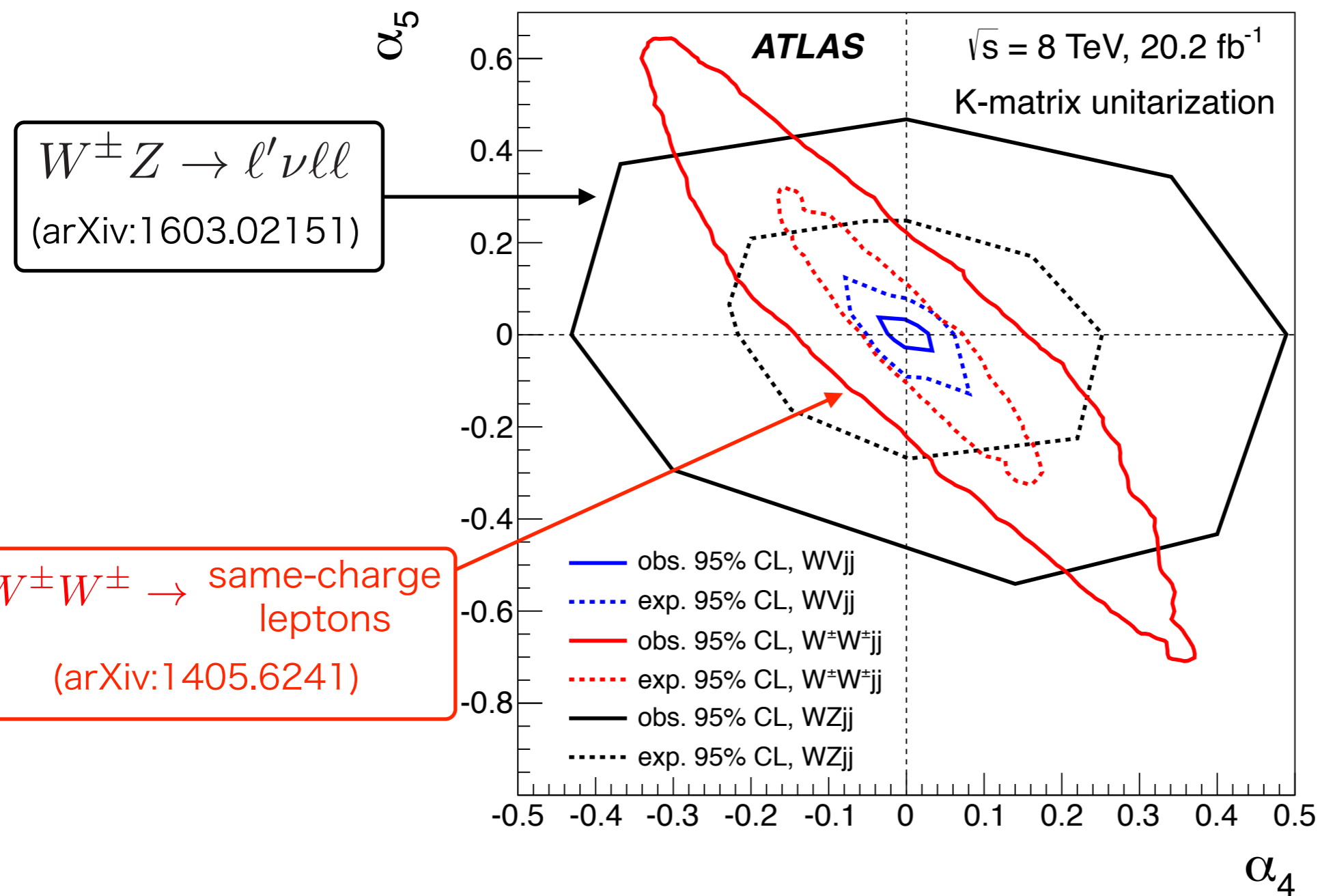
Anomalous QGC parameter (α_4, α_5) に対する制限 (ゲージ4点結合の SM における値からのズレ)



$W^\pm W^\pm \rightarrow$ same-charge leptons
(arXiv:1405.6241)

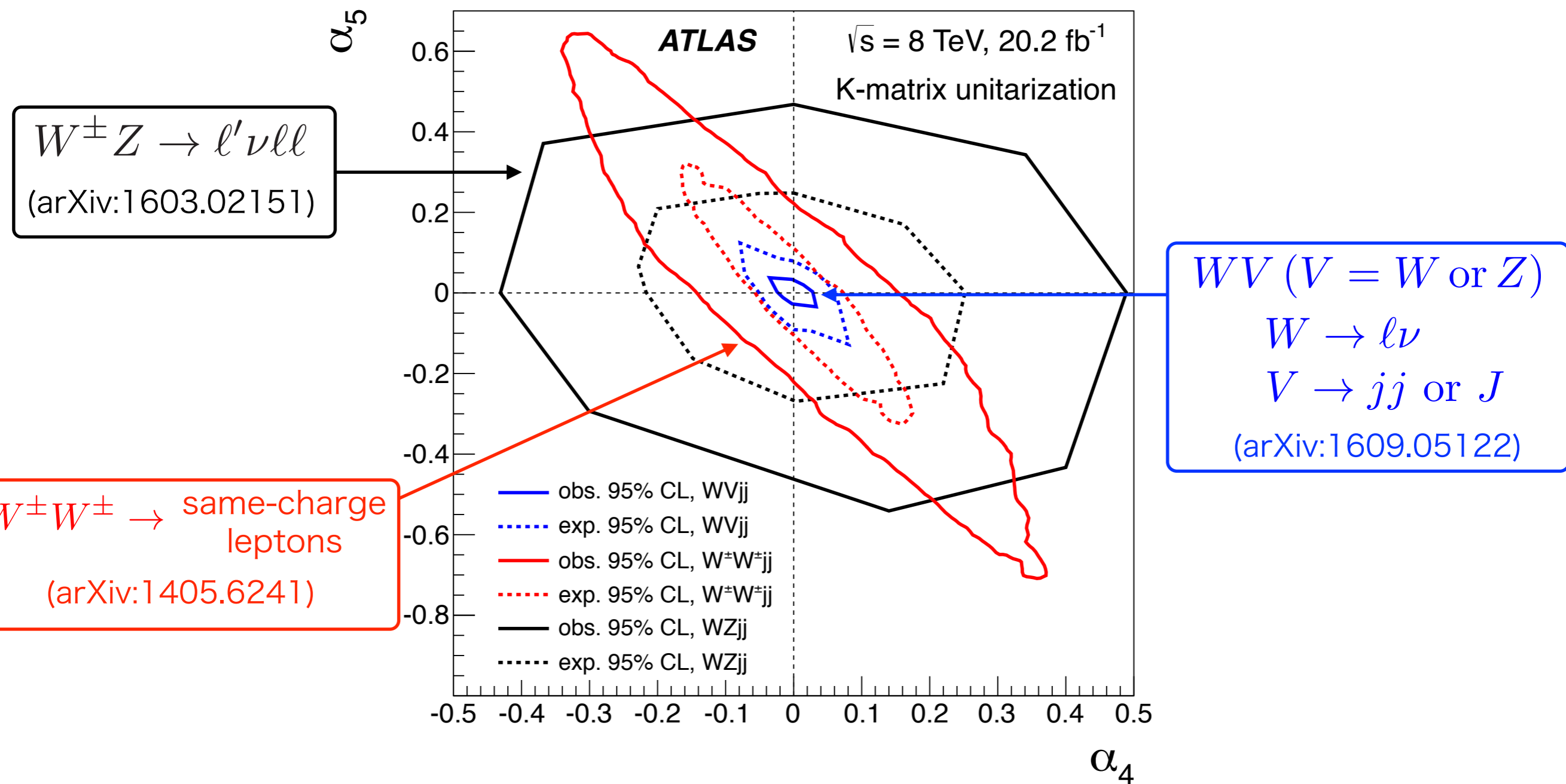
arXiv:1609.05122 (ATLAS)より図を拝借

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

Anomalous QGC parameter (α_4, α_5)

(ゲージ4点結合の SM における値からのズレ)

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

Anomalous QGC parameter (α_4, α_5)

(ゲージ4点結合の SM における値からのズレ)

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

Standard Model

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

Scalar (Higgs) : $h(x)$

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

Anomalous QGC parameter (α_4, α_5)

(ゲージ4点結合の SM における値からのズレ)

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

$$+ \alpha_4 \text{Tr} [\partial_\mu U(x)^\dagger \partial_\nu U(x)] \text{Tr} [\partial^\mu U(x)^\dagger \partial^\nu U(x)]$$

$$+ \alpha_5 \text{Tr} [\partial_\mu U(x)^\dagger \partial^\mu U(x)] \text{Tr} [\partial_\nu U(x)^\dagger \partial^\nu U(x)]$$

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

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

Scalar (Higgs) : $h(x)$

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

Anomalous QGC parameter (α_4, α_5)

(ゲージ4点結合の SM における値からのズレ)

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

$$+ \alpha_4 \text{Tr} [\partial_\mu U(x)^\dagger \partial_\nu U(x)] \text{Tr} [\partial^\mu U(x)^\dagger \partial^\nu U(x)]$$

$$+ \alpha_5 \text{Tr} [\partial_\mu U(x)^\dagger \partial^\mu U(x)] \text{Tr} [\partial_\nu U(x)^\dagger \partial^\nu U(x)]$$

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

Anomalous QGC parameter (α_4, α_5)

(ゲージ4点結合の SM における値からのズレ)

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

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

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

Anomalous QGC parameter (α_4, α_5)

(ゲージ4点結合の SM における値からのズレ)

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

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

実はこの Lagrangian、スカラーの存在を無視すると **スキウム模型** と呼ばれるものと同じ形をしていて、 α が正ならばソリトン解 (**スキウムオン**) が存在することが知られています。 ($\pi_3(G/H) \neq 1$)

Anomalous QGC parameter (α_4, α_5)

(ゲージ4点結合の SM における値からのズレ)

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

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

125GeVという軽いスカラーが共存する系でもソリトン解が存在するか、また、存在する場合その質量はどうなるかを調べました。

Electroweak-Skymion as Topological Dark Matter

Ryuichiro Kitano, Masafumi Kurachi

JHEP 1607 (2016) 037

e-Print: [arXiv:1605.07355](https://arxiv.org/abs/1605.07355) [hep-ph]

Electroweak-Skyrmion

• 解の形 $h(x)/v_{\text{EW}} = \phi(r)$ (spherically symmetric)

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

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



Electroweak-Skyrmion

• 解の形

$$h(x)/v_{\text{EW}} = \phi(r) \quad (\text{spherically symmetric})$$

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

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

unknown functions



Electroweak-Skyrmion

• 解の形 $h(x)/v_{\text{EW}} = \phi(r)$ (spherically symmetric)

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

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

unknown functions



• この形を仮定して Energy functional を書き下します

Electroweak-Skyrmion

• 解の形 $h(x)/v_{\text{EW}} = \phi(r)$ (spherially symmetric)

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

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

unknown functions



- この形を仮定して Energy functional を書き下します
- $F(r)$ 、 $\phi(r)$ にかんする Euler-Lagrange 方程式をたてます

Electroweak-Skyrmion

• 解の形 $h(x)/v_{\text{EW}} = \phi(r)$ (spherially symmetric)

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

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

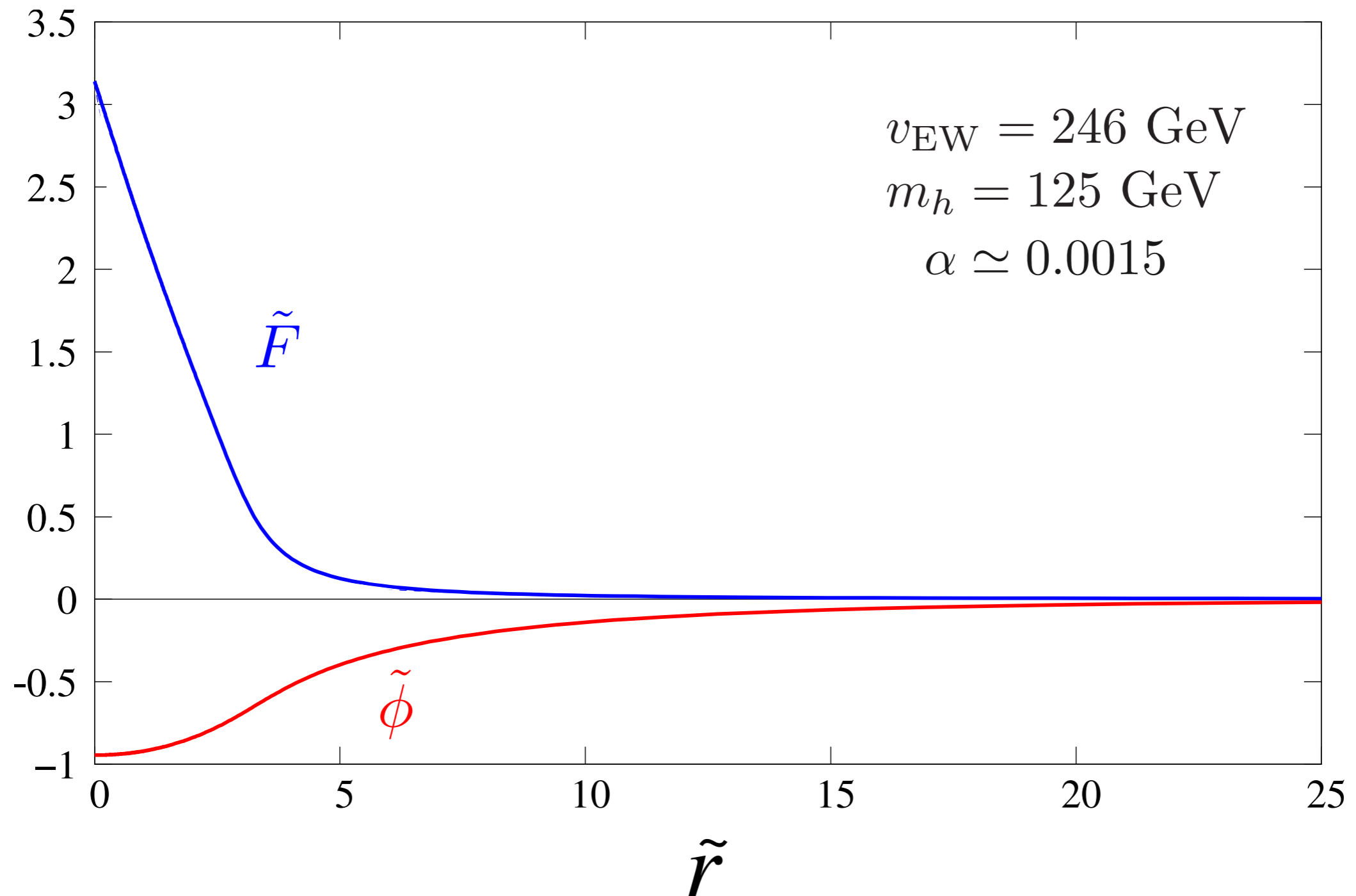
unknown functions



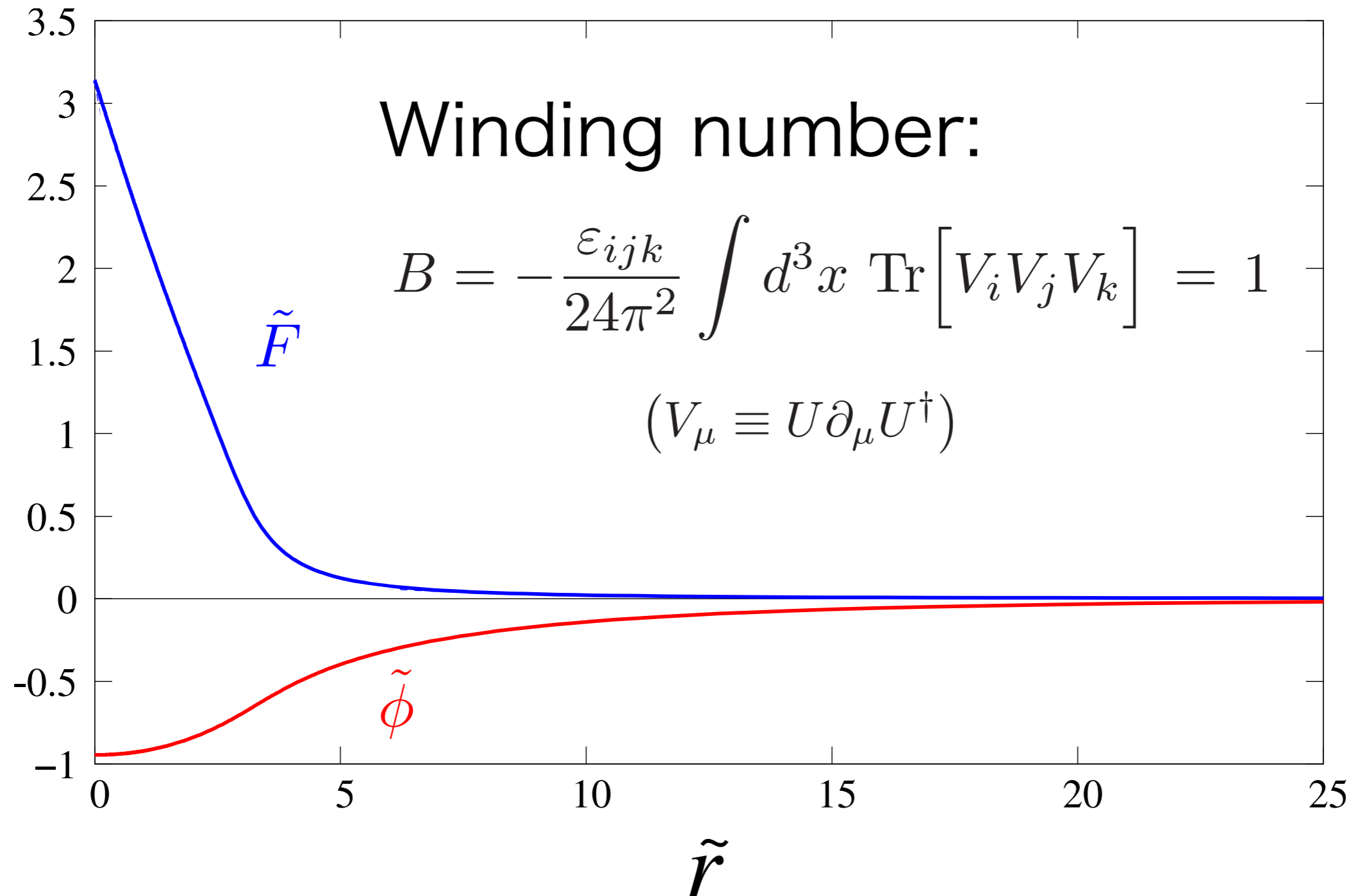
- この形を仮定して Energy functional を書き下します
- $F(r)$ 、 $\phi(r)$ にかんする Euler-Lagrange 方程式をたてます
- non-trivial な解が存在すれば、それが

Electroweak-Skyrmion

Solution:

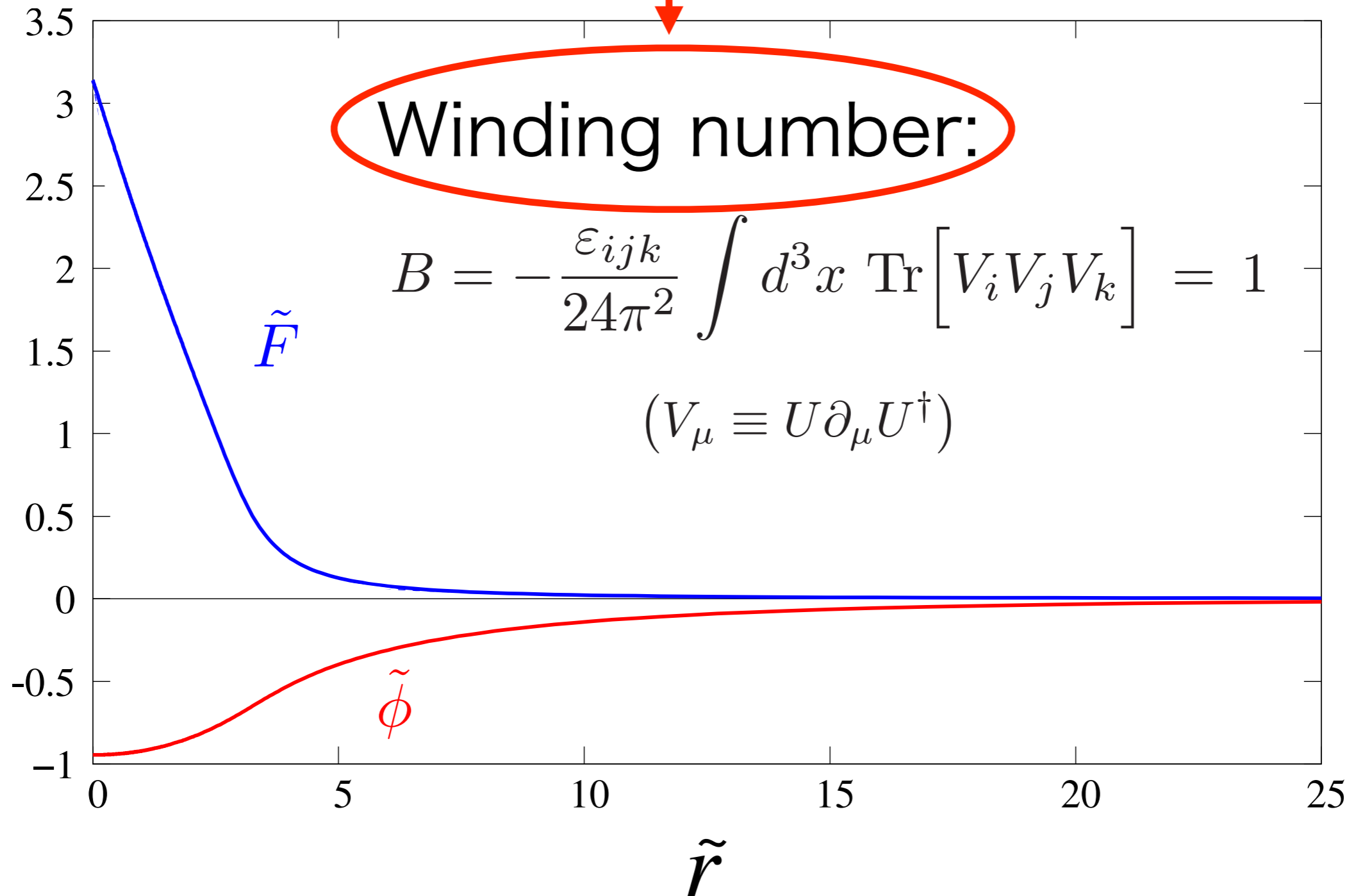


Solution:



Solution:

場の配位の連続変形に対して不変

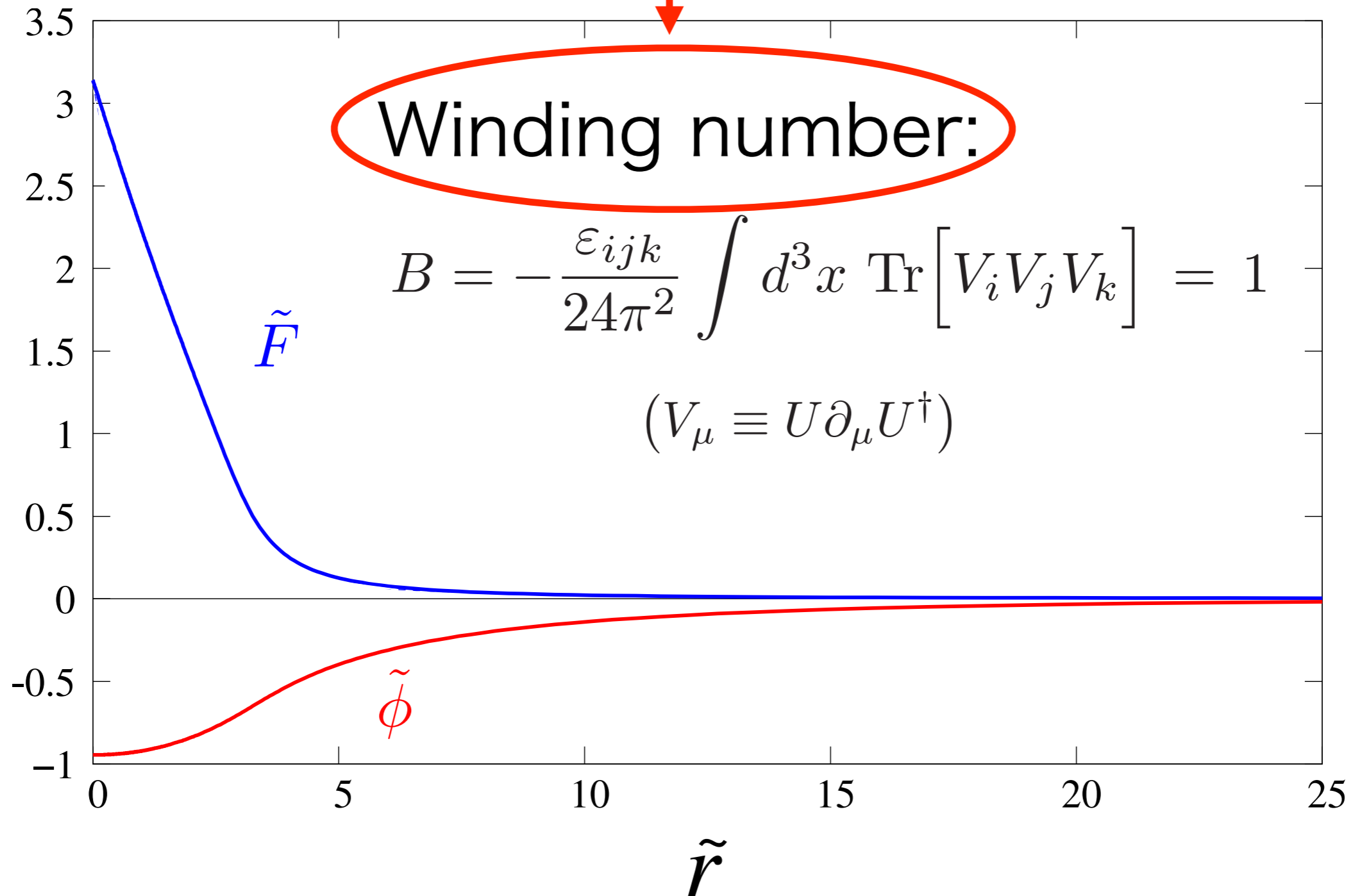


Solution:

場の配位の連続変形に対して不変

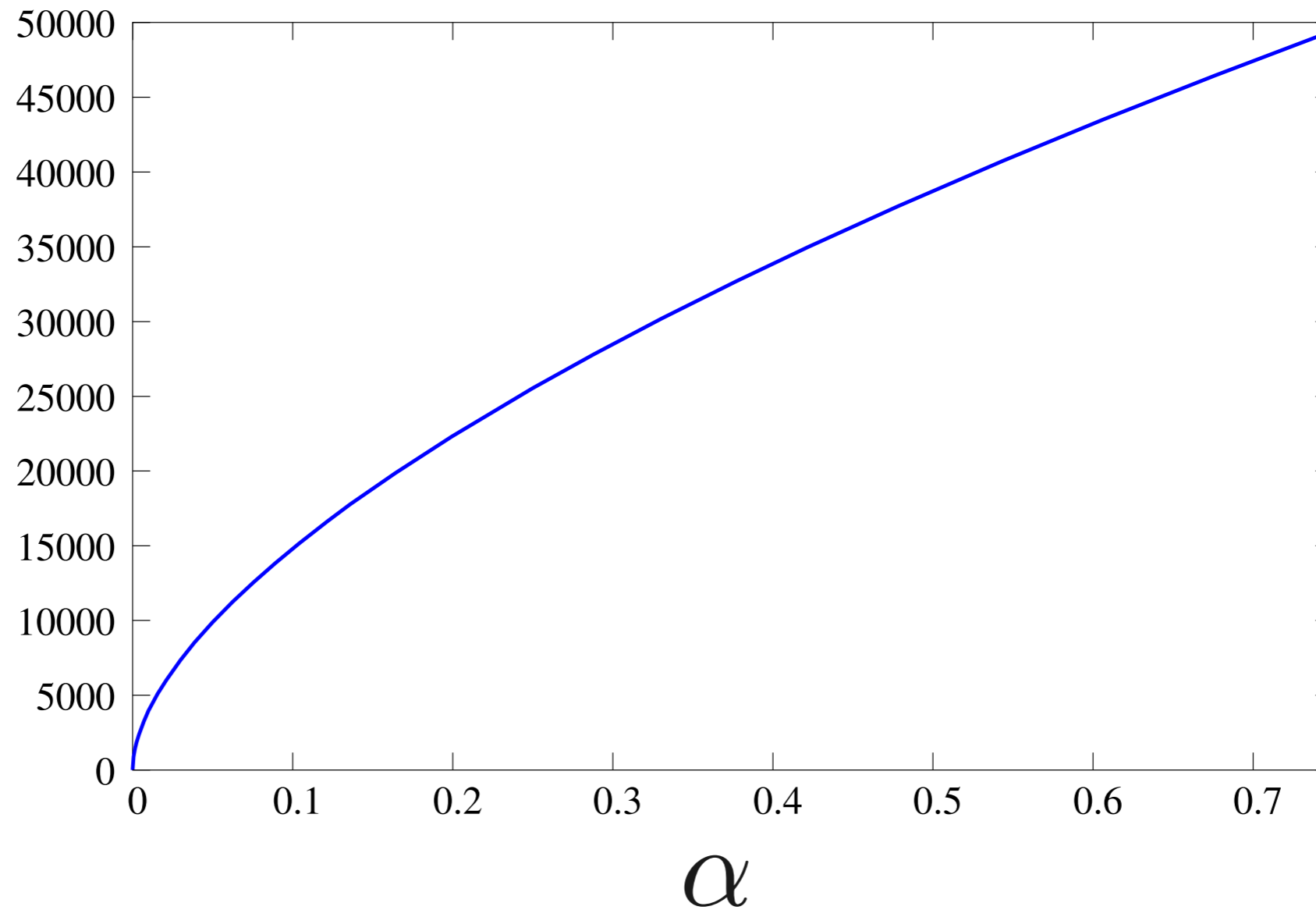
→ stability

→ Dark Matter



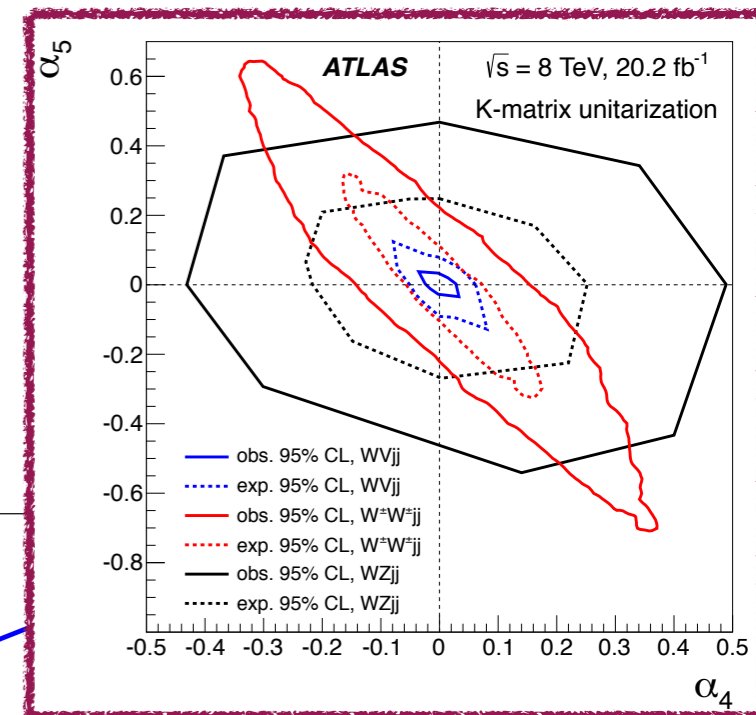
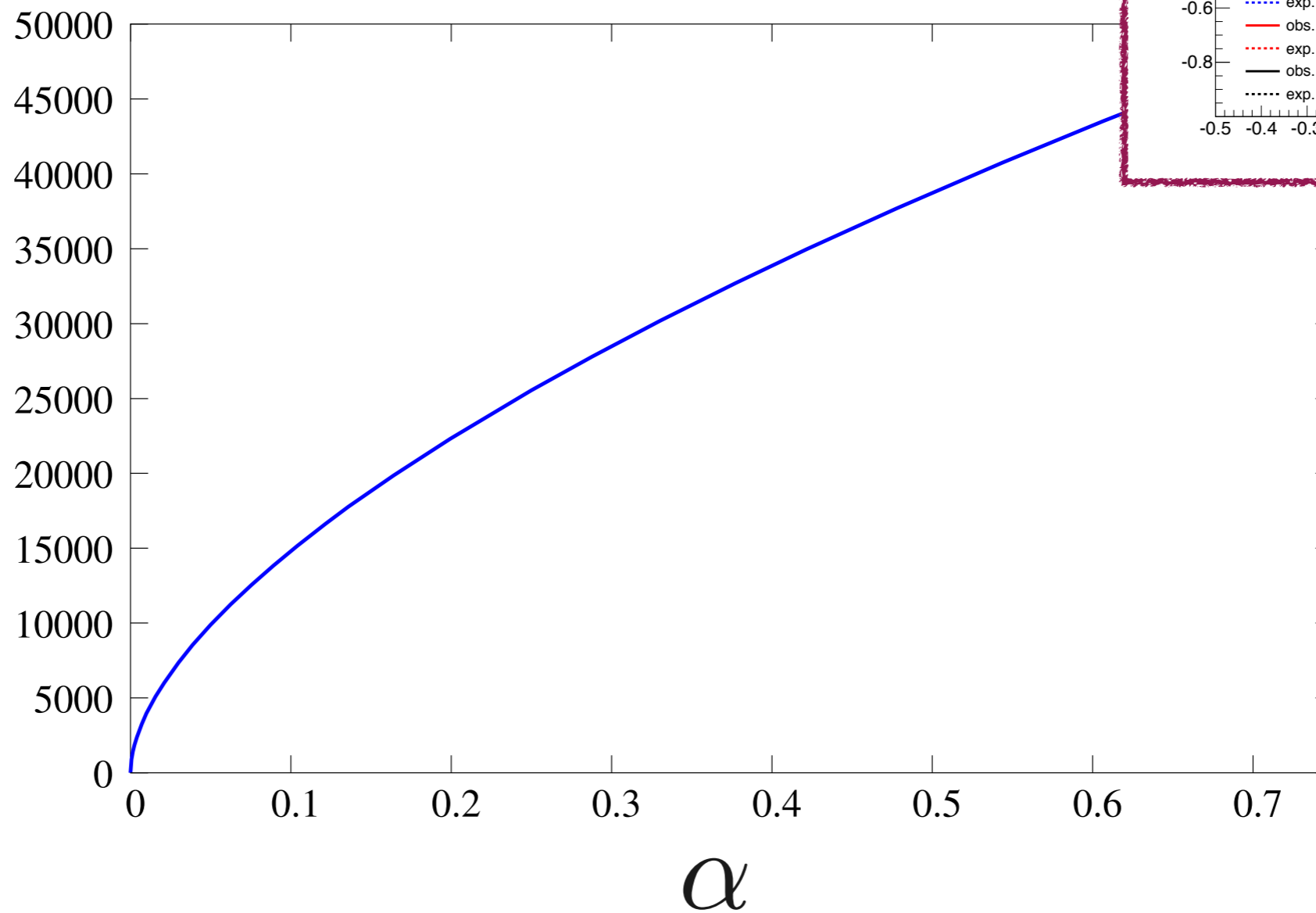
Mass

M (GeV)



Mass experimental constraint

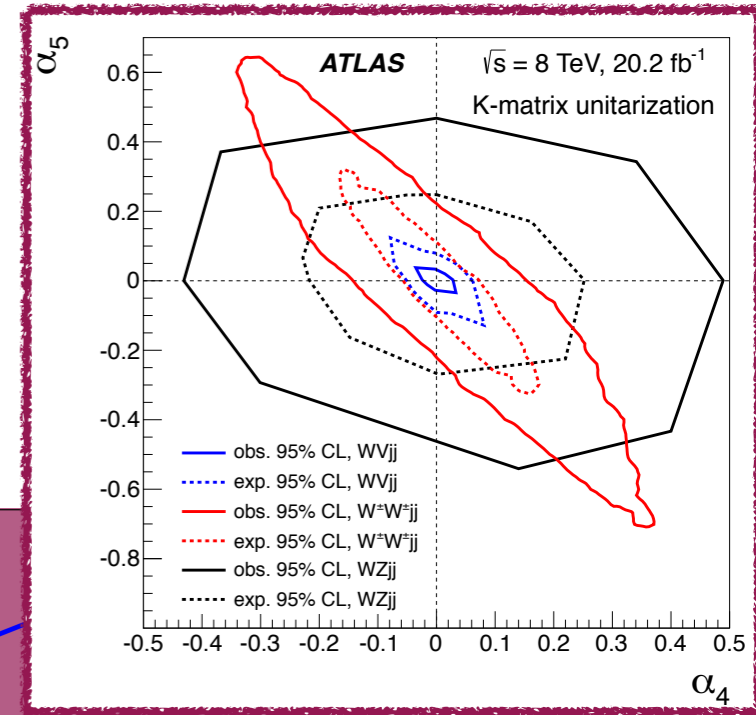
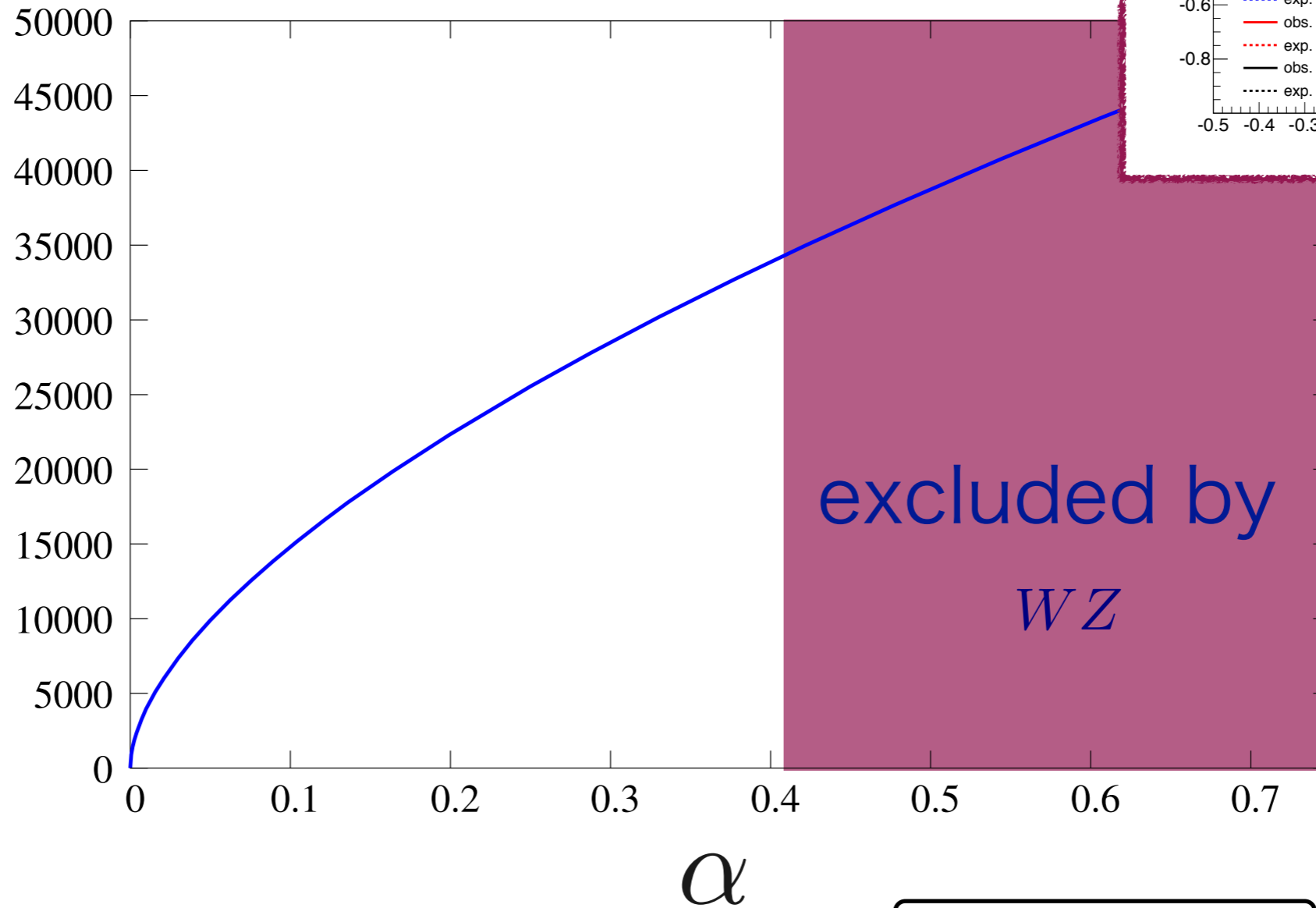
M (GeV)



Mass experimental constraint

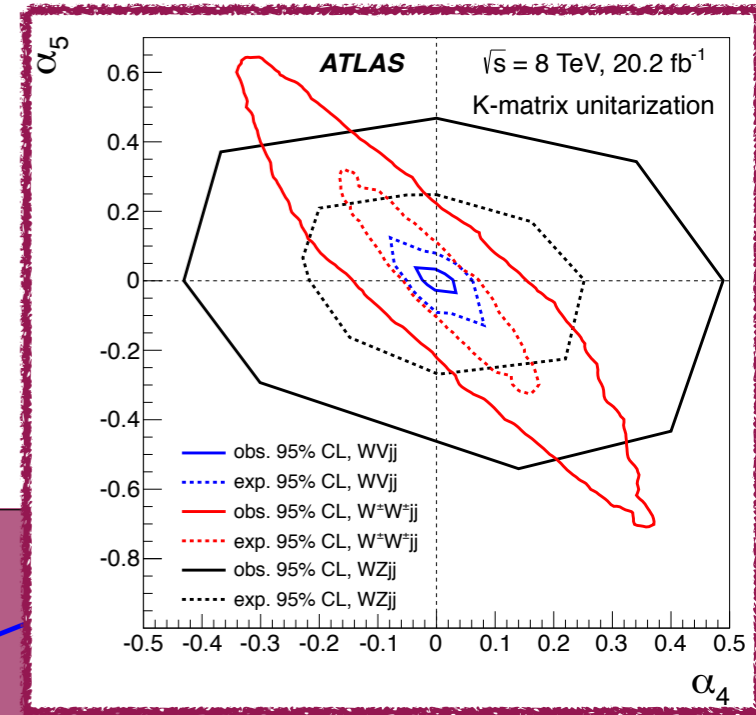
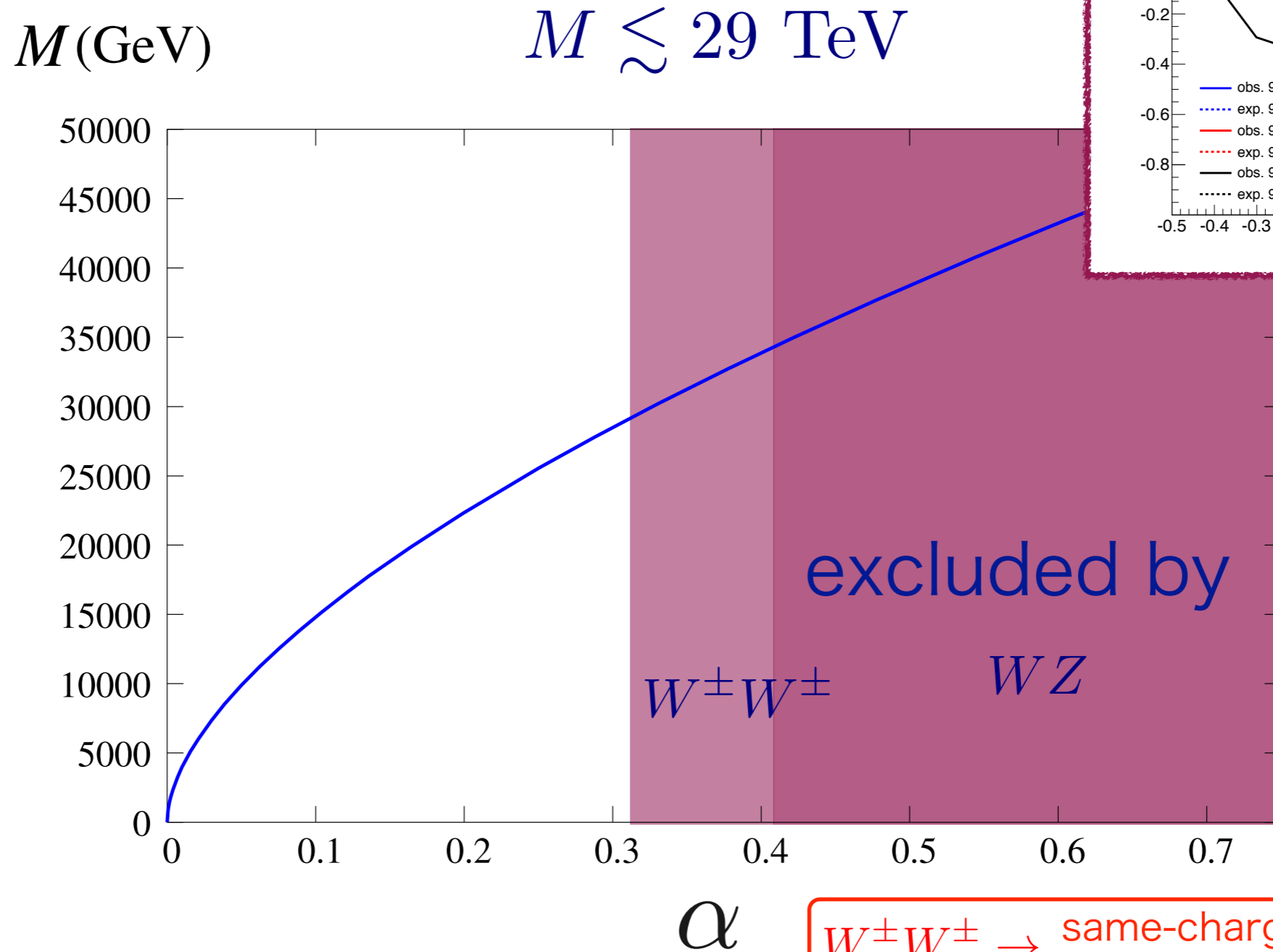
M (GeV)

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



$W^\pm Z \rightarrow l' \nu ll$
(arXiv:1603.02151)

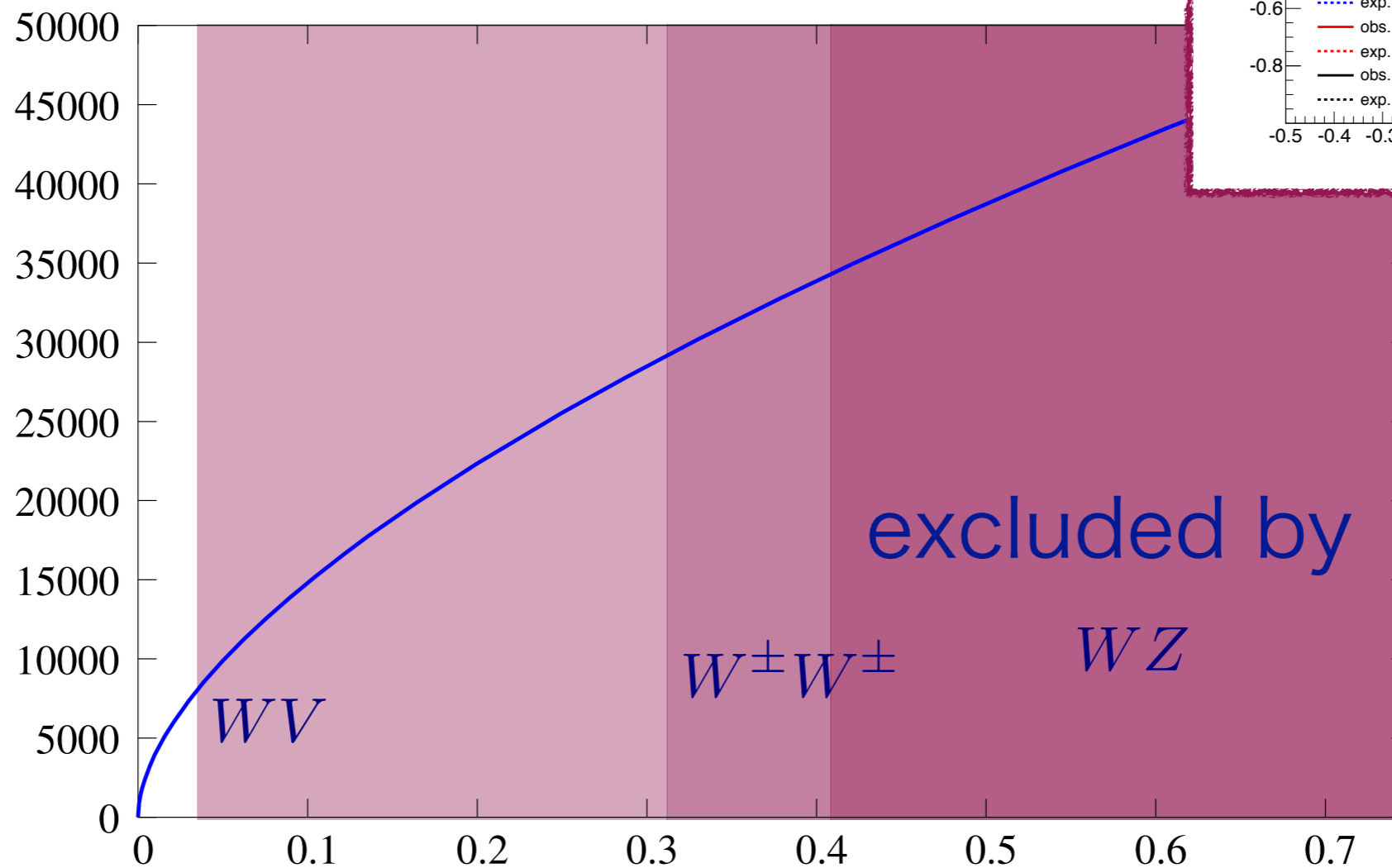
Mass experimental constraint



$W^\pm W^\pm \rightarrow$ same-charge leptons
(arXiv:1405.6241)

Mass experimental constraint

$$M(\text{GeV}) \quad M \lesssim 8 \text{ TeV}$$



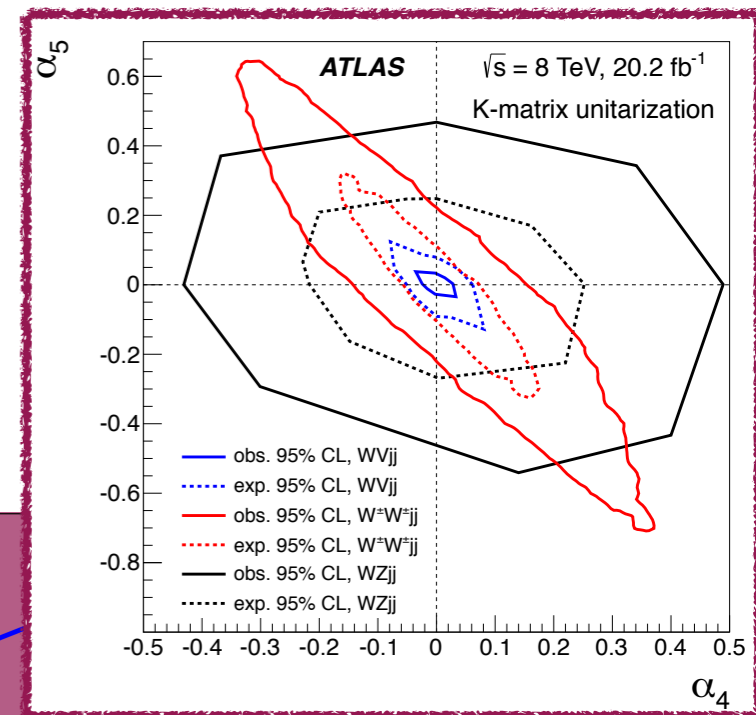
WV ($V = W$ or Z)

$W \rightarrow \ell\nu$

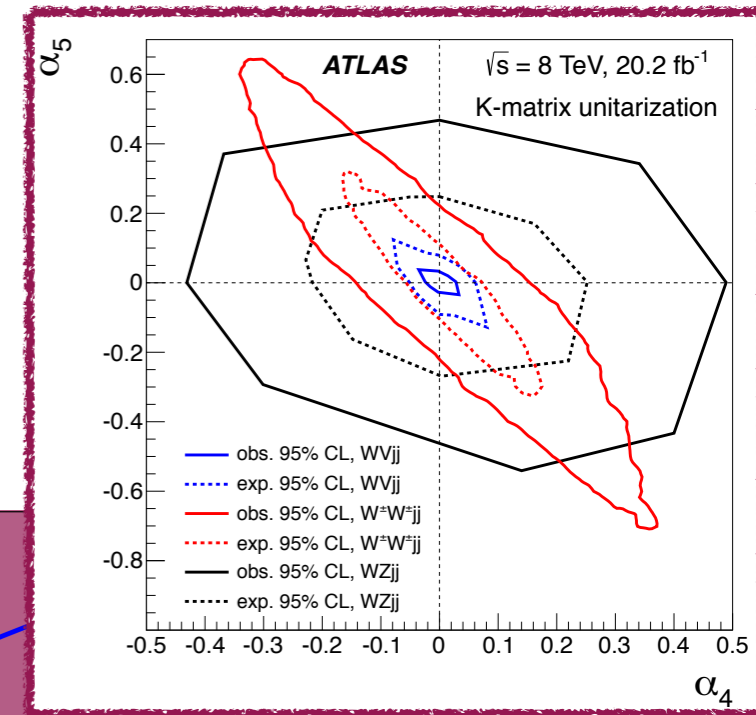
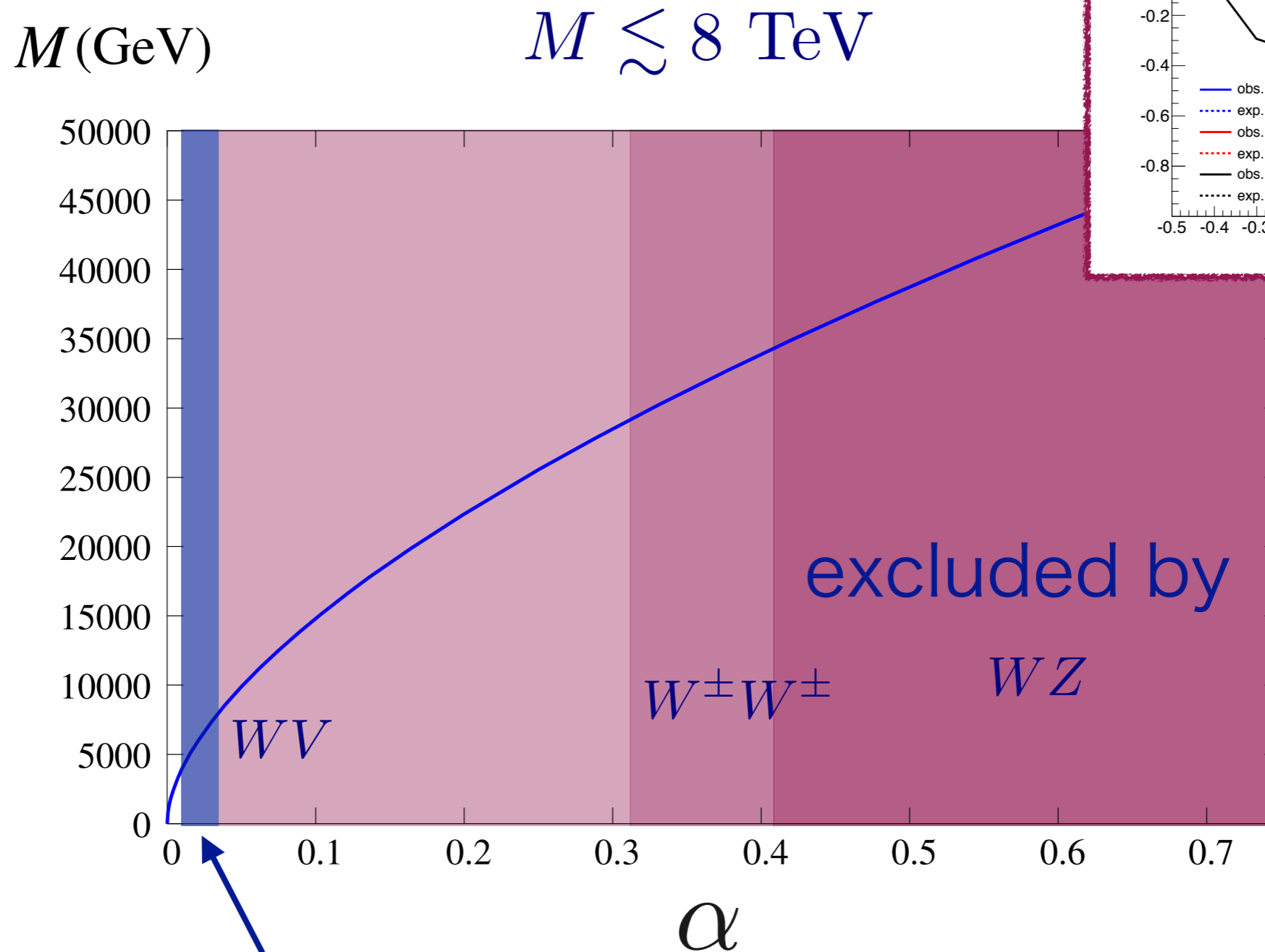
$V \rightarrow jj$ or J

(arXiv:1609.05122)

α



Mass experimental constraint

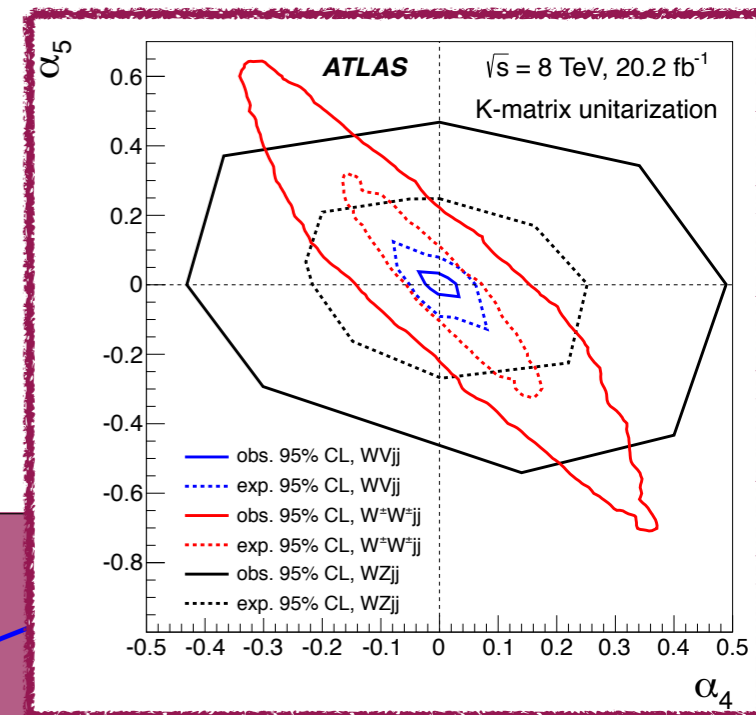
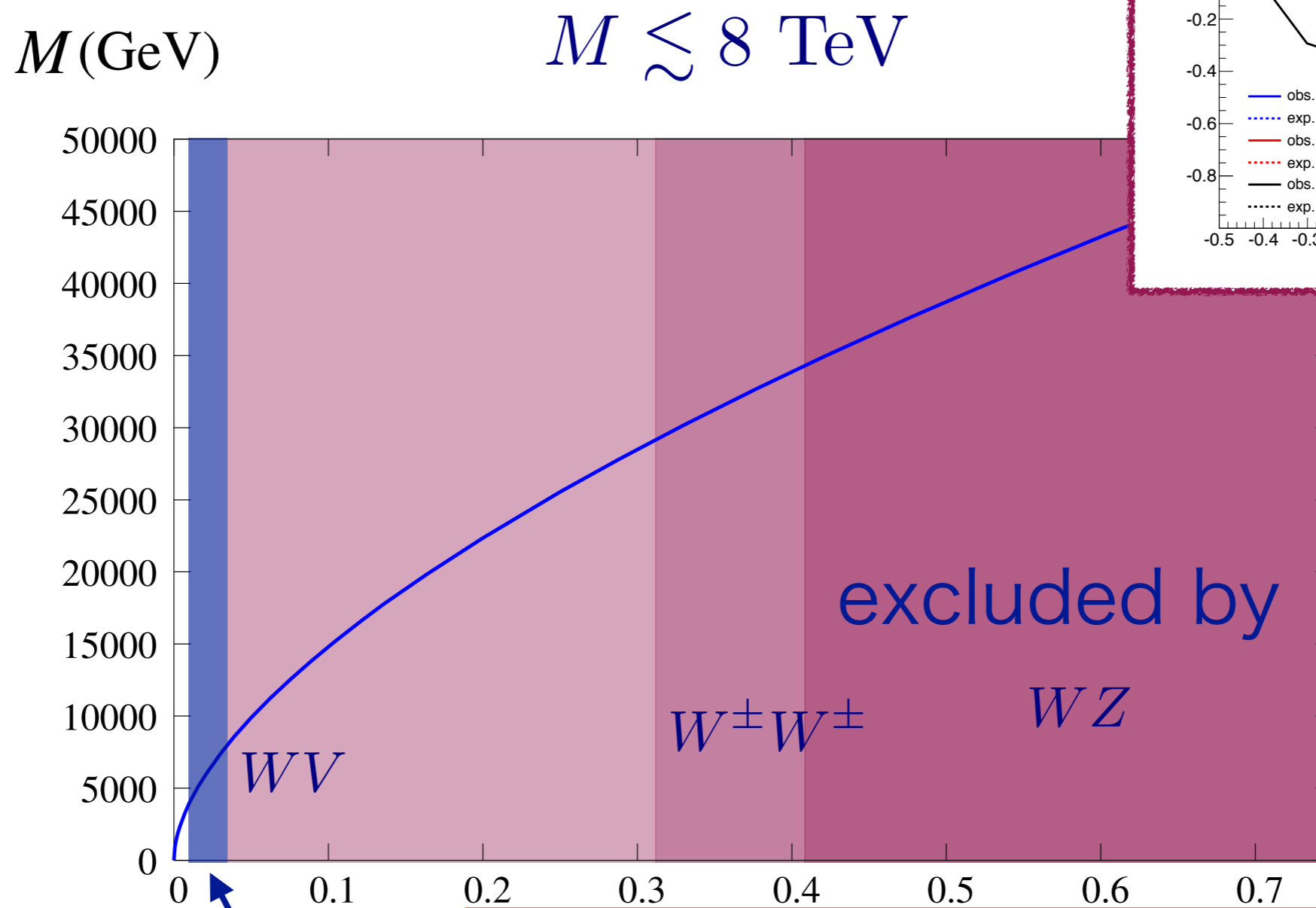


LHC RUN2 sensitivity: $\alpha \simeq \mathcal{O}(0.01)$

$\Leftrightarrow M \sim \text{a few TeV}$

(Fabbrichesi et al. arXiv:1509.06378)

Mass experimental constraint



上からどんどん制限が迫ってくる

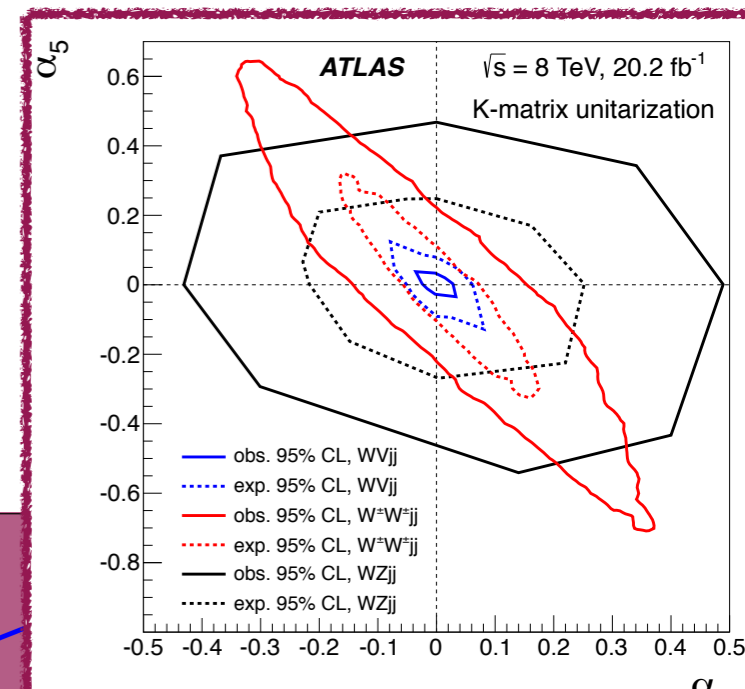
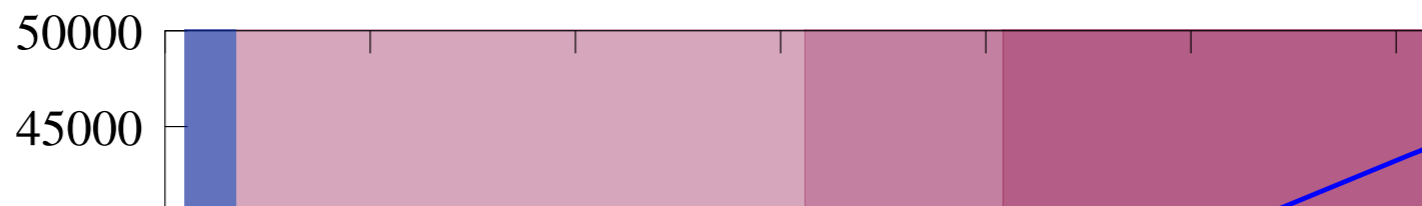
LHC RUN2 sensitivity: $\alpha \simeq \mathcal{O}(0.01)$

$\Leftrightarrow M \sim \text{a few TeV}$

(Fabbrichesi et al. arXiv:1509.06378)

Mass experimental constraint

$$M(\text{GeV}) \quad M \lesssim 8 \text{ TeV}$$



下からは dark matter 直接探索実験によりプローブされる

EW-Skyrmion と Higgs の相互作用を $\mathcal{L}_{\text{eff}} = -2\kappa|S|^2|H^2|$ と仮定すると現在の質量下限は ($\kappa=1$ として)

$$M \gtrsim 2.5 \text{ TeV} \quad (\text{LUX})$$

$$\text{近い将来} \rightarrow \sim 5 \text{ TeV} \quad (\text{Xenon1T})$$

$$\sim 10 \text{ TeV} \quad (\text{LZ})$$

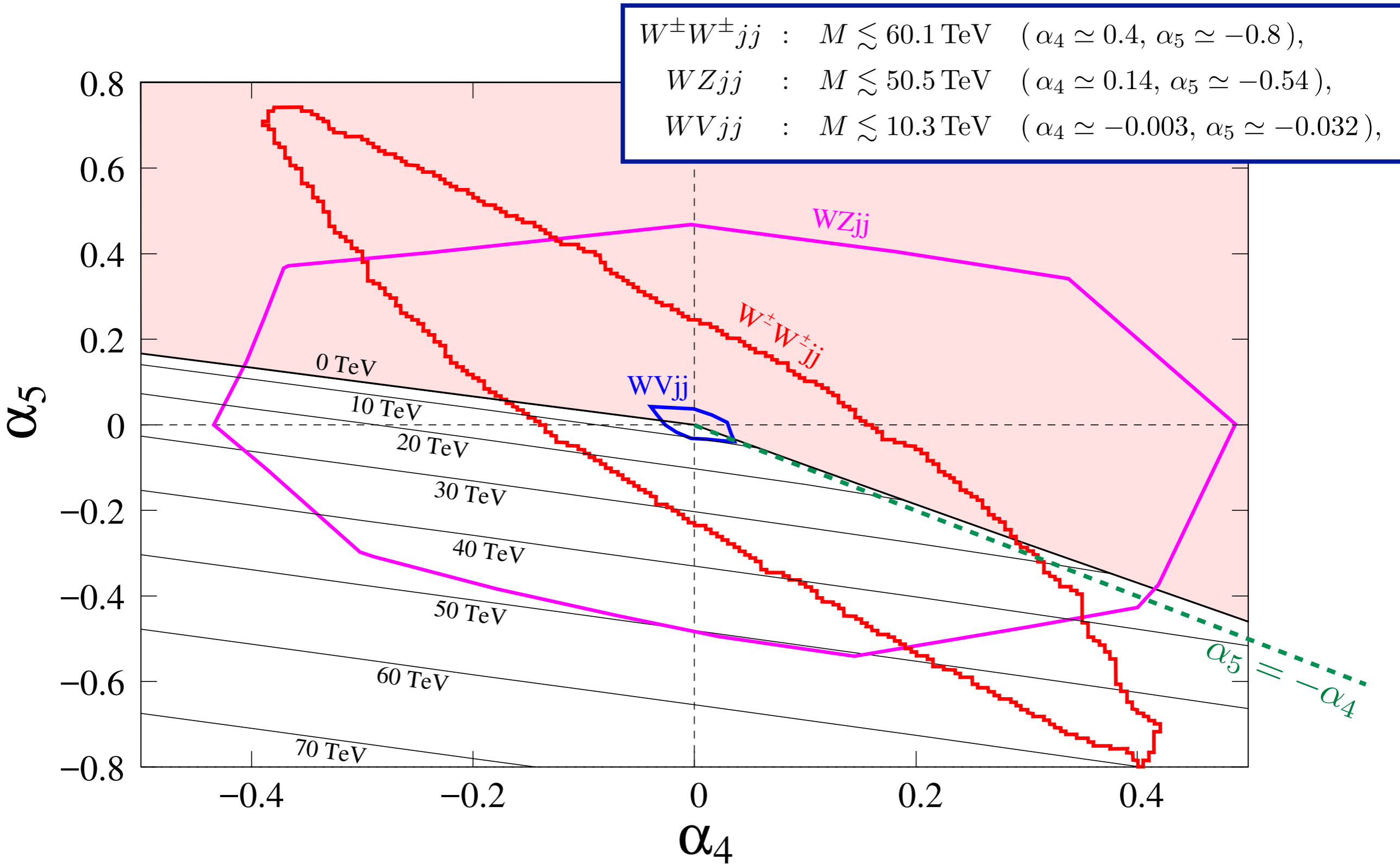
上からどんどん制限が迫ってくる

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

$$\Leftrightarrow M \sim \text{a few TeV}$$

(Fabbrichesi et al. arXiv:1509.06378)

一般の α_4, α_5 場合



よく聞かれる質問:

よく聞かれる質問:

Q : SU(2) ゲージが共存してもその
EW Skyrmon は安定なんですか？

よく聞かれる質問:

A：実は不安定です。

Stability of the EW Skyrmion

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



Winding number:

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

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

Stability of the EW Skyrmion


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

Winding number:

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

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

SU(2) ゲージ変換


$$U(x) = \mathbf{1}$$

Stability of the EW Skymion


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


Winding number:

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

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

SU(2) ゲージ変換


$$U(x) = \mathbf{1}$$


$$B = 0$$

Stability of the EW Skymion

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

Winding number:

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

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

SU(2) ゲージ変換

$$U(x) = \mathbf{1}$$

$$B = 0$$

せっかく作った EW Skymion がなくなってしまった! ?

Stability of the EW Skymion

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

Winding number:

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

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

SU(2) ゲージ変換

$$U(x) = \mathbf{1}$$

$$B = 0$$

せっかく作った EW Skymion がなくなってしまった! ?

(そもそも巻きつき数がゲージ不変じゃない。。)

Stability of the EW Skyrmion

確かにゲージ変換で U を trivial な配位に持っていけるのですが、
そうすると今度はゲージ場が non-trivial ($N_{\text{CS}} = 1$) な配位になります。

$$N_{\text{CS}} = \frac{1}{32\pi^2} \int d^3x \epsilon_{ijk} \text{Tr} g^2 \left(F_{ij} A_k - \frac{2}{3} g A_i A_j A_k \right)$$

ただしこの配位は連続的に trivial ($N_{\text{CS}} = 0$) な配位に変形できます

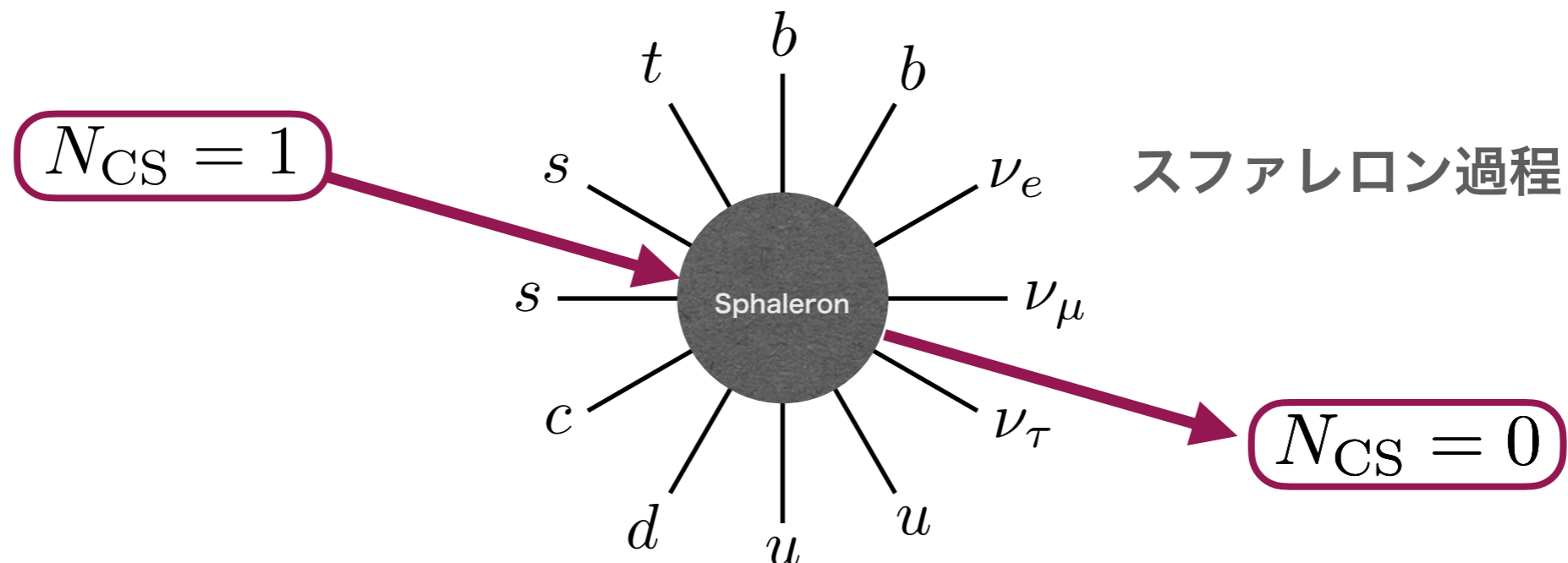
そうするとついに何もなくなってしまいそうですが
このとき面白いことが起こります

Stability of the EW Skyrmion

確かにゲージ変換で U を trivial な配位に持っていけるのですが、
そうすると今度はゲージ場が non-trivial ($N_{CS} = 1$) な配位になります。

$$N_{CS} = \frac{1}{32\pi^2} \int d^3x \epsilon_{ijk} \text{Tr} g^2 \left(F_{ij} A_k - \frac{2}{3} g A_i A_j A_k \right)$$

ただしこの配位は連続的に trivial ($N_{CS} = 0$) な配位に変形できます



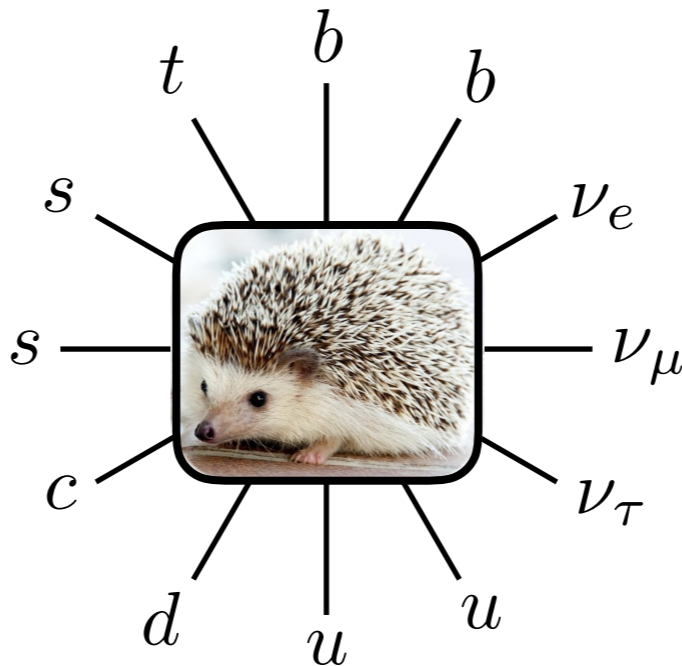
Stability of the EW Skymion

確かにゲージ変換で U を trivial な配位に持っていけるのですが、
そうすると今度はゲージ場が non-trivial ($N_{CS} = 1$) な配位になります。

$$N_{CS} = \frac{1}{32\pi^2} \int d^3x \epsilon_{ijk} \text{Tr} g^2 \left(F_{ij} A_k - \frac{2}{3} g A_i A_j A_k \right)$$

ただしこの配位は連続的に trivial ($N_{CS} = 0$) な配位に変形できます

通常のスファレロン過程に
EW Skymion が絡んでくる



Stability of the EW Skyrmion

What happened again? (in formula)

Skyrmion number: $B = \int d^3x B^0$, $B^\mu = \frac{1}{24\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \text{Tr} [X_\mu X_\nu X_\sigma]$

$\partial_\mu B^\mu = 0$, but not gauge invariant ($X_\mu \equiv U^\dagger \partial_\mu U$)

Naive modification: $\bar{B}^\mu = \frac{1}{24\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \text{Tr} [\tilde{X}_\mu \tilde{X}_\nu \tilde{X}_\sigma]$ ($\tilde{X}_\mu \equiv U^\dagger D_\mu U$)

Gauge invariant, but $\partial_\mu \bar{B}^\mu = \text{mess}$

New gauge-invariant current: $\tilde{B}^\mu = \bar{B}^\mu + \frac{1}{24\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \text{Tr} [U^\dagger F_{\nu\rho} (D_\sigma U)]$

$$\int d^3x \tilde{B}^0 = B + N_{\text{CS}}, \quad \partial_\mu \tilde{B}^\mu = \frac{g^2}{16\pi^2} \text{Tr} [F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}]$$

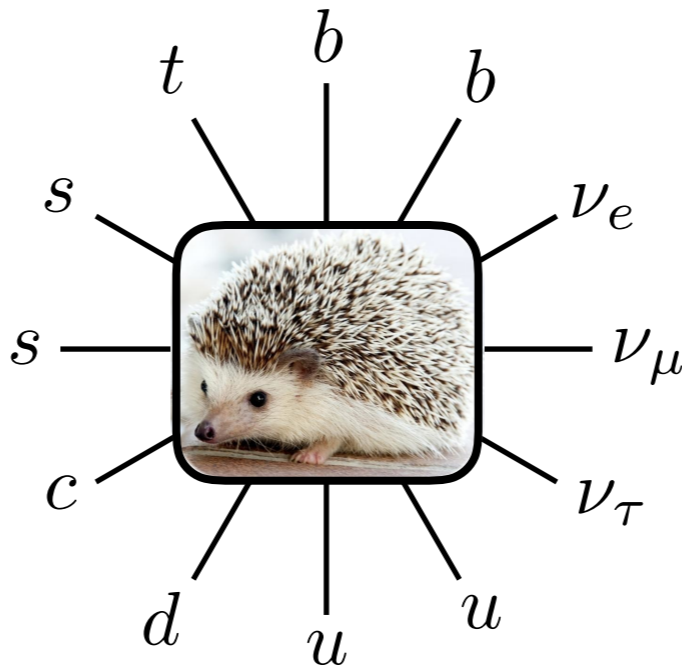
Stability of the EW Skymion

確かにゲージ変換で U を trivial な配位に持っていけるのですが、
そうすると今度はゲージ場が non-trivial ($N_{CS} = 1$) な配位になります。

$$N_{CS} = \frac{1}{32\pi^2} \int d^3x \epsilon_{ijk} \text{Tr} g^2 \left(F_{ij} A_k - \frac{2}{3} g A_i A_j A_k \right)$$

ただしこの配位は連続的に trivial ($N_{CS} = 0$) な配位に変形できます

通常のスファレロン過程に
EW Skymion が絡んでくる



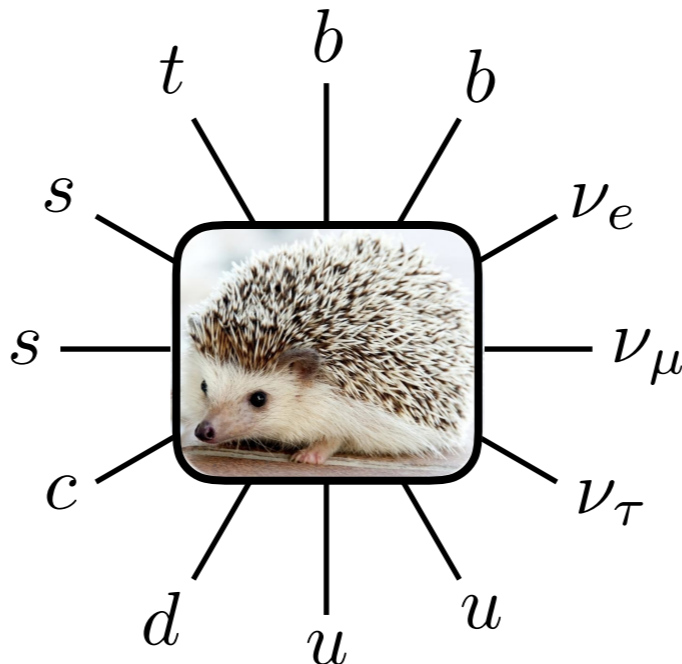
Stability of the EW Skymion

確かにゲージ変換で U を trivial な配位に持っていけるのですが、
そうすると今度はゲージ場が non-trivial ($N_{CS} = 1$) な配位になります。

$$N_{CS} = \frac{1}{32\pi^2} \int d^3x \epsilon_{ijk} \text{Tr} g^2 \left(F_{ij} A_k - \frac{2}{3} g A_i A_j A_k \right)$$

ただしこの配位は連続的に trivial ($N_{CS} = 0$) な配位に変形できます

宇宙初期のある時期に、
暗黒物質 (EW Skymion) と
通常物質が平衡状態となる



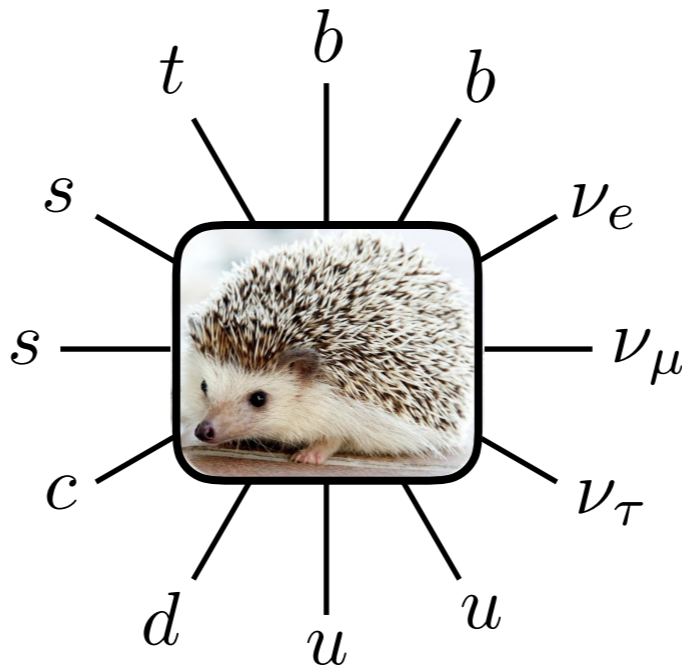
Stability of the EW Skymion

確かにゲージ変換で U を trivial な配位に持っていけるのですが、
そうすると今度はゲージ場が non-trivial ($N_{CS} = 1$) な配位になります。

$$N_{CS} = \frac{1}{32\pi^2} \int d^3x \epsilon_{ijk} \text{Tr} g^2 \left(F_{ij} A_k - \frac{2}{3} g A_i A_j A_k \right)$$

ただしこの配位は連続的に trivial ($N_{CS} = 0$) な配位に変形できます

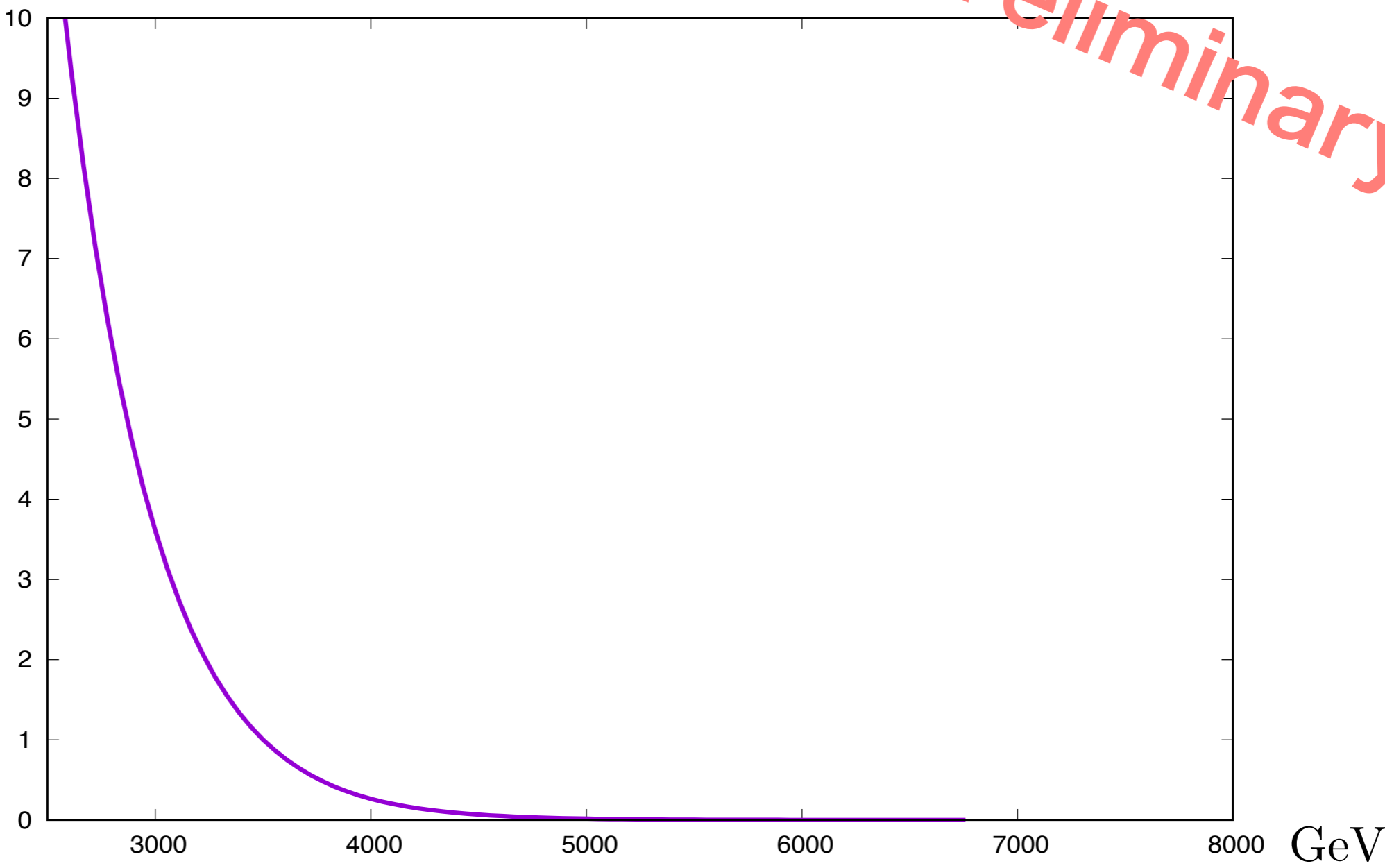
宇宙初期のある時期に、
暗黒物質 (EW Skymion) と
通常物質が平衡状態となる



$\Omega_{DM}/\Omega_{Baryon}$
が計算可能に

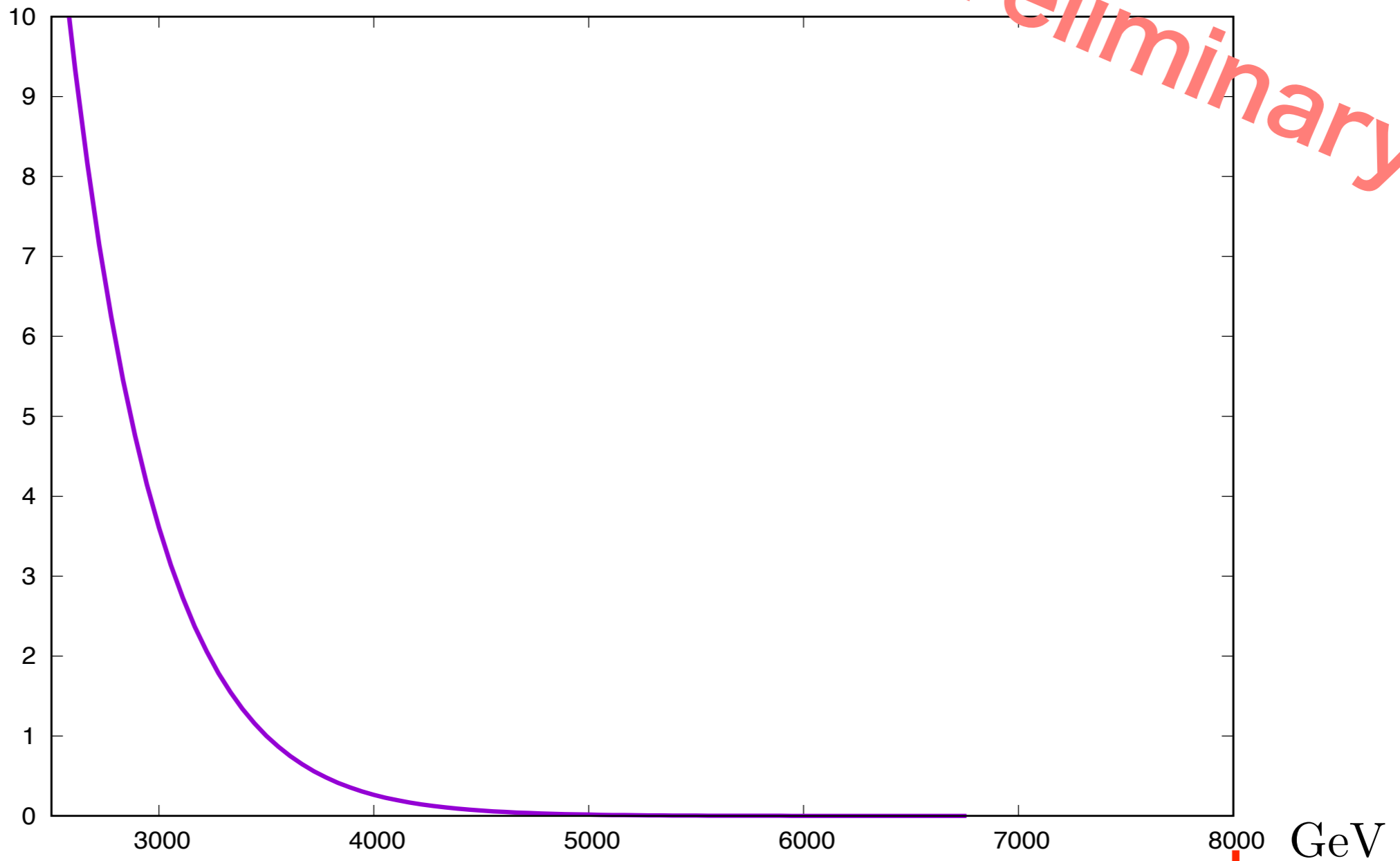
$\Omega_{\text{DM}}/\Omega_{\text{Baryon}}$

Preliminary



M_{DM}

$\Omega_{\text{DM}}/\Omega_{\text{Baryon}}$



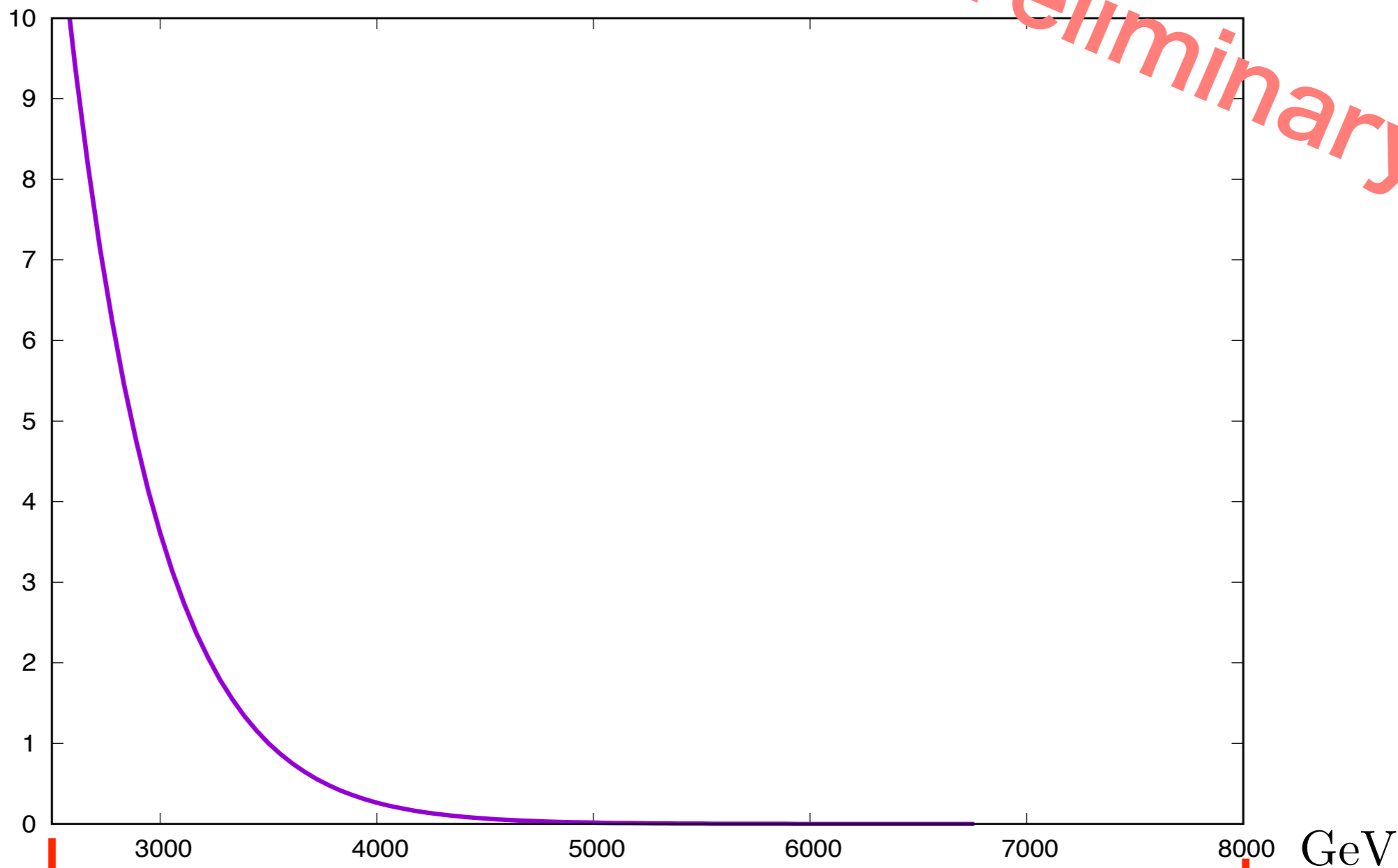
M_{DM}

8000 GeV
 $M \gtrsim 8 \text{ TeV}$
excluded by
 $\alpha \lesssim 0.04$

Preliminary

$$\Omega_{\text{DM}}/\Omega_{\text{Baryon}}$$

Preliminary



$$M \lesssim 2.5 \text{ TeV}$$

excluded by direct
DM detection experiment

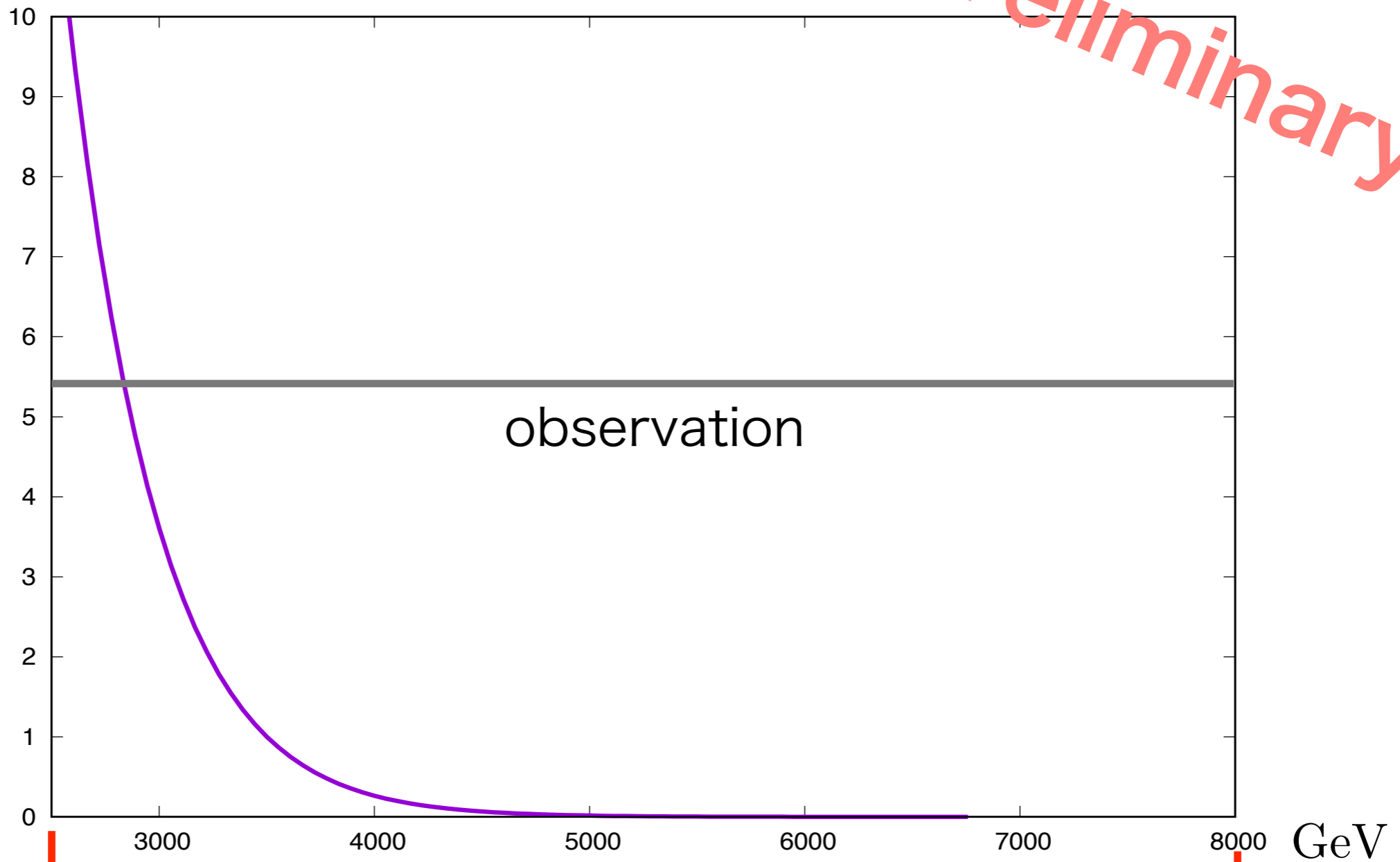
$$M_{\text{DM}}$$

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

excluded by
 $\alpha \lesssim 0.04$

$\Omega_{\text{DM}}/\Omega_{\text{Baryon}}$

Preliminary



$M \lesssim 2.5 \text{ TeV}$

excluded by direct
DM detection experiment

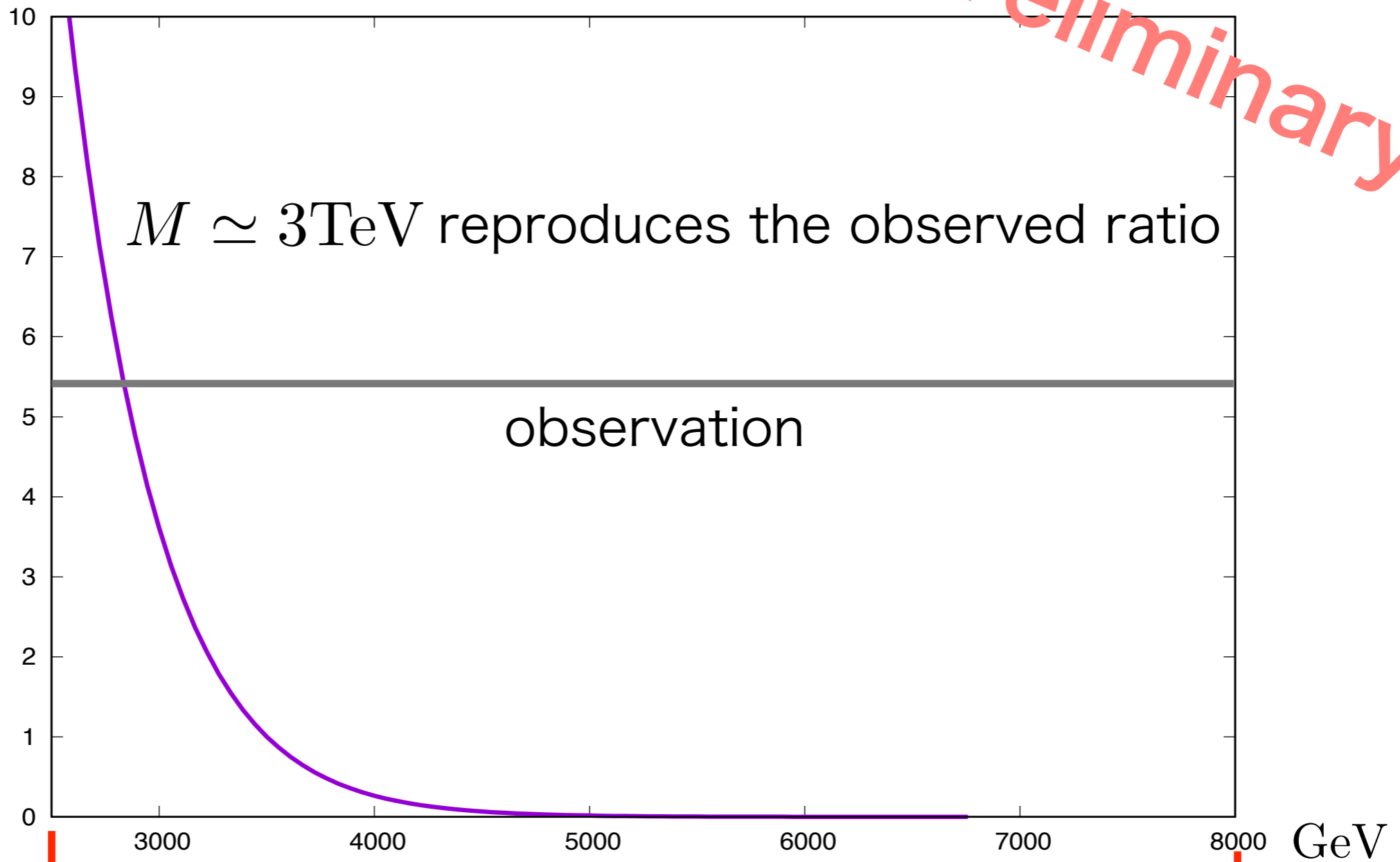
M_{DM}

$M \gtrsim 8 \text{ TeV}$

excluded by
 $\alpha \lesssim 0.04$

$$\Omega_{\text{DM}}/\Omega_{\text{Baryon}}$$

Preliminary



$M \lesssim 2.5 \text{ TeV}$

excluded by direct
DM detection experiment

$M \gtrsim 8 \text{ TeV}$

excluded by
 $\alpha \lesssim 0.04$

電弱スキルミオンまとめ

- WW 散乱振幅の測定はヒッグスセクターの姿を探る上でとても重要である。
- ゲージボソン4点結合がもし標準模型の値からずれていたらヒッグスセクターにソリトン解 (EW Skyrmion) が存在し暗黒物質の候補となりうることを示した。
- さらに物質-反物質の asymmetry と暗黒物質の abundance が関係付き、観測を再現するパラメーターがあることを示した

Topological defects in the 2HDM

Two Higgs doublet model

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} + \sum_{i=1,2} \left(D_\mu \Phi_i^\dagger D^\mu \Phi_i \right) - V(\Phi_1, \Phi_2)$$

$$D_\mu \Phi_i = \partial_\mu \Phi_i - igW_\mu \Phi_i - i\frac{g'}{2}B_\mu \Phi_i$$

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right) + \frac{\beta_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\beta_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\ & + \beta_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \beta_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right\} \\ & + \left\{ \left[\beta_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \beta_7 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \right] \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) + \text{h.c.} \right\} \end{aligned}$$

Two Higgs doublet model

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} + \sum_{i=1,2} \left(D_\mu \Phi_i^\dagger D^\mu \Phi_i \right) - V(\Phi_1, \Phi_2)$$

$$D_\mu \Phi_i = \partial_\mu \Phi_i - igW_\mu \Phi_i - i\frac{g'}{2}B_\mu \Phi_i$$

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right) + \frac{\beta_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\beta_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\ + \beta_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \beta_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right\}$$

$$+ \left\{ \left[\beta_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \beta_7 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \right] \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) + \text{h.c.} \right\}$$

Require (softly broken) Z2 symmetry

$$(\Phi_1 \rightarrow +\Phi_1, \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2)$$

Two Higgs doublet model

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} + \sum_{i=1,2} \left(D_\mu \Phi_i^\dagger D^\mu \Phi_i \right) - V(\Phi_1, \Phi_2)$$

$$D_\mu \Phi_i = \partial_\mu \Phi_i - igW_\mu \Phi_i - i\frac{g'}{2}B_\mu \Phi_i$$

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right) + \frac{\beta_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\beta_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2$$

$$+ \beta_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \beta_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right\}$$

$$+ \left\{ \left[\beta_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \beta_7 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \right] \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) + \text{h.c.} \right\}$$

Assume the CP invariance (for the moment)

$$(m_{12}^2, \beta_5 : \text{real})$$

What makes the difference?

SM \longleftrightarrow **2HDM**

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} + \sum_{i=1,2} \left(D_\mu \Phi_i^\dagger D^\mu \Phi_i \right) - V(\Phi_1, \Phi_2)$$

$$D_\mu \Phi_i = \partial_\mu \Phi_i - igW_\mu \Phi_i - i\frac{g'}{2}B_\mu \Phi_i$$

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right) + \frac{\beta_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\beta_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\ + \beta_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \beta_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right\}$$

$$+ \left\{ \left[\beta_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \beta_7 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \right] \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) + \text{h.c.} \right\}$$

Assume the CP invariance (for the moment)

$$(m_{12}^2, \beta_5 : \text{real})$$

What makes the difference? **SM** \longleftrightarrow **2HDM**

Relative phase of two Higgs fields: $\Phi_1 = \underline{e^{-i\alpha}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}$ $\Phi_2 = \underline{e^{+i\alpha}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - (m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}) + \frac{\beta_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\beta_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2$$

$$+ \beta_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \beta_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.} \right\}$$

$$+ \left\{ \left[\beta_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \beta_7 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \right] (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{h.c.} \right\}$$

Assume the CP invariance (for the moment)

$$(m_{12}^2, \beta_5 : \text{real})$$

What makes the difference? **SM** \longleftrightarrow **2HDM**

Relative phase of two Higgs fields: $\Phi_1 = \underline{e^{-i\alpha}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}$ $\Phi_2 = \underline{e^{+i\alpha}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$

$$\begin{aligned}
 V(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right) + \frac{\beta_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\beta_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\
 & + \beta_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \beta_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right\} \\
 & + \left\{ \left[\beta_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \beta_7 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \right] \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) + \text{h.c.} \right\}
 \end{aligned}$$

Relative phase dependent terms

Assume the CP invariance (for the moment)

$$(m_{12}^2, \beta_5 : \text{real})$$

What makes the difference?

SM \longleftrightarrow **2HDM**

Relative phase of two Higgs fields: $\Phi_1 = \underline{e^{-i\alpha}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}$ $\Phi_2 = \underline{e^{+i\alpha}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$

$$V_\xi(\alpha) = -2m_{12}^2 v_1 v_2 \cos 2\alpha + \beta_5 v_1^2 v_2^2 \cos 4\alpha$$

$$= (v_1 v_2)^2 \sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2} (-\sin \xi \cos 2\alpha + \cos \xi \cos 4\alpha).$$

$$\sin \xi = \frac{2(m_{12}^2/v_1 v_2)}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}},$$

$$\cos \xi = \frac{\beta_5}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}}.$$

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - (m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}) + \frac{\beta_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\beta_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2$$

$$+ \beta_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \beta_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.} \right\}$$

$$+ \left\{ [\beta_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \beta_7 \Phi_2^\dagger \Phi_2] (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{h.c.} \right\}$$

Relative phase dependent terms

Assume the CP invariance (for the moment)

$(m_{12}^2, \beta_5 : \text{real})$

|||
 $V_\xi(\alpha)$

What makes the difference?

SM \longleftrightarrow 2HDM

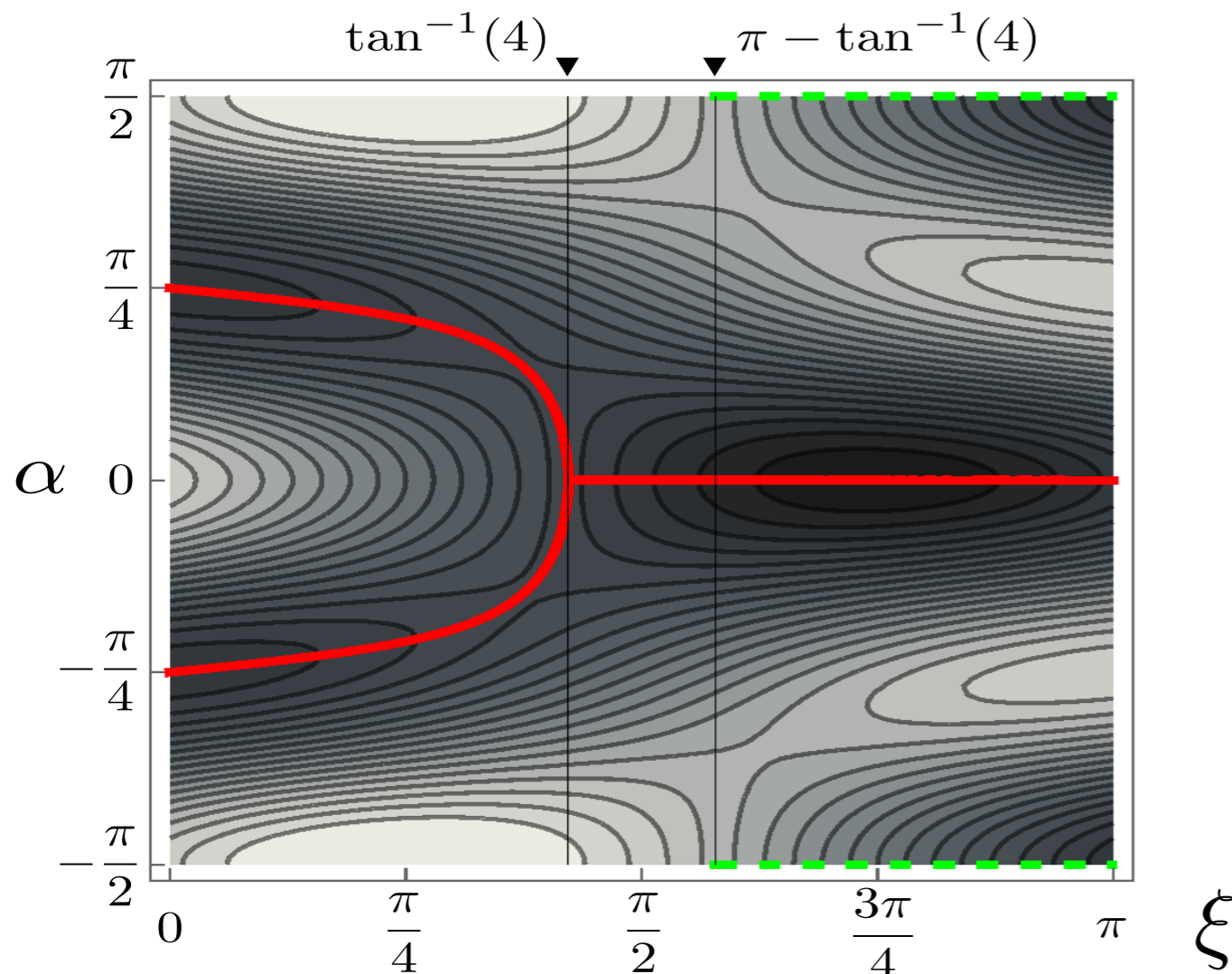
Relative phase of two Higgs fields: $\Phi_1 = e^{-i\alpha} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}$ $\Phi_2 = e^{+i\alpha} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$

$$V_\xi(\alpha) = -2m_{12}^2 v_1 v_2 \cos 2\alpha + \beta_5 v_1^2 v_2^2 \cos 4\alpha$$

$$= (v_1 v_2)^2 \sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2} (-\sin \xi \cos 2\alpha + \cos \xi \cos 4\alpha).$$

$$\sin \xi = \frac{2(m_{12}^2/v_1 v_2)}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}},$$

$$\cos \xi = \frac{\beta_5}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}}.$$



$$0 \leq \xi \leq \pi$$

m_{12}^2 can always be made positive by a field redefinition

$$-\frac{\pi}{2} \leq \alpha \leq \frac{\pi}{2}$$

fields with $\alpha = \delta$ and $\delta + \pi$ are physically equivalent (up to gauge transformation)

What makes the difference?

SM \longleftrightarrow **2HDM**

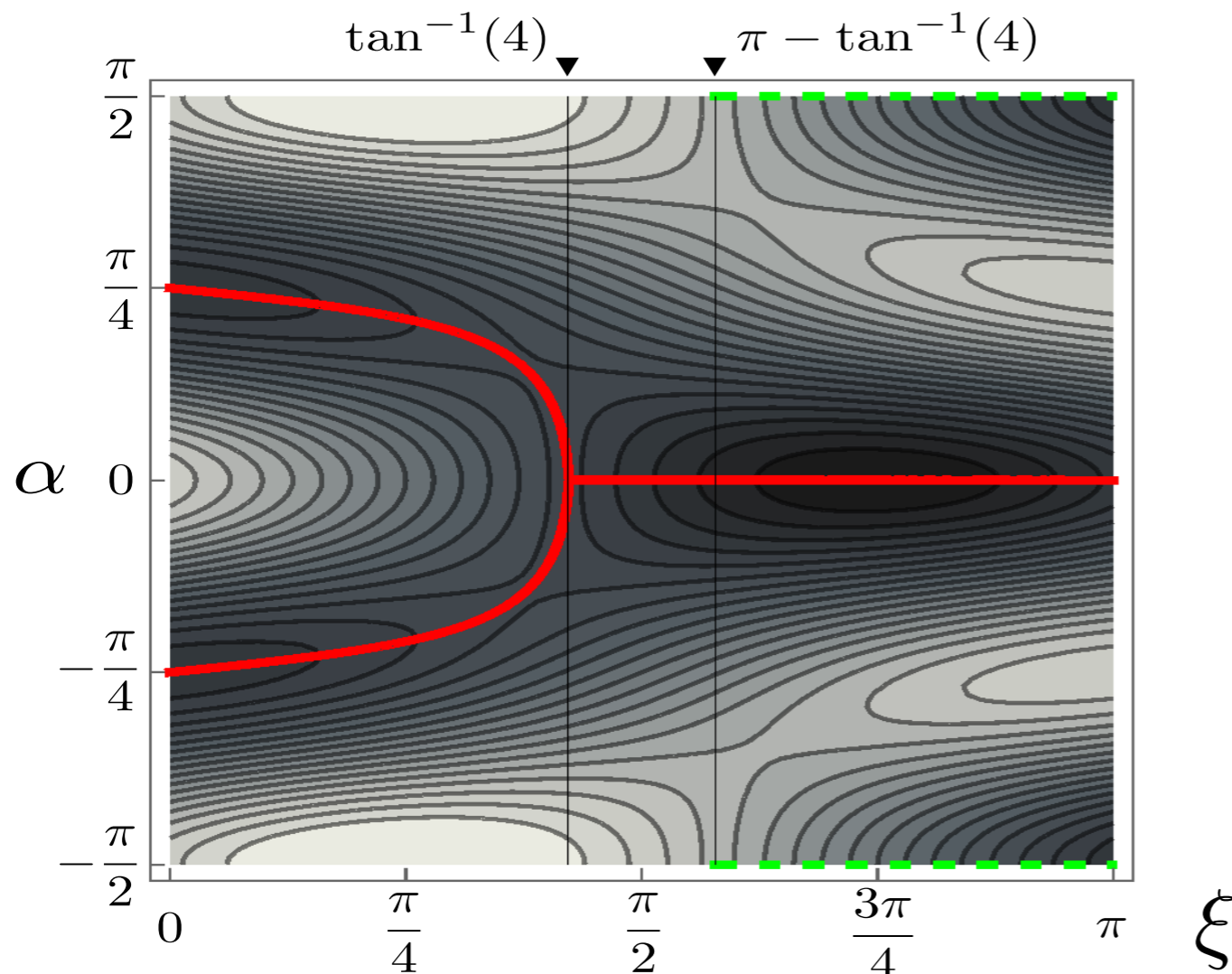
Relative phase of two Higgs fields: $\Phi_1 = \underline{e^{-i\alpha}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}$ $\Phi_2 = \underline{e^{+i\alpha}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$

$$V_\xi(\alpha) = -2m_{12}^2 v_1 v_2 \cos 2\alpha + \beta_5 v_1^2 v_2^2 \cos 4\alpha$$

$$= (v_1 v_2)^2 \sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2} (-\sin \xi \cos 2\alpha + \cos \xi \cos 4\alpha).$$

$$\sin \xi = \frac{2(m_{12}^2/v_1 v_2)}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}},$$

$$\cos \xi = \frac{\beta_5}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}}.$$



- Global minimum
- - - Local minimum

Shape of the potential is classified into five types

What makes the difference?

SM \longleftrightarrow **2HDM**

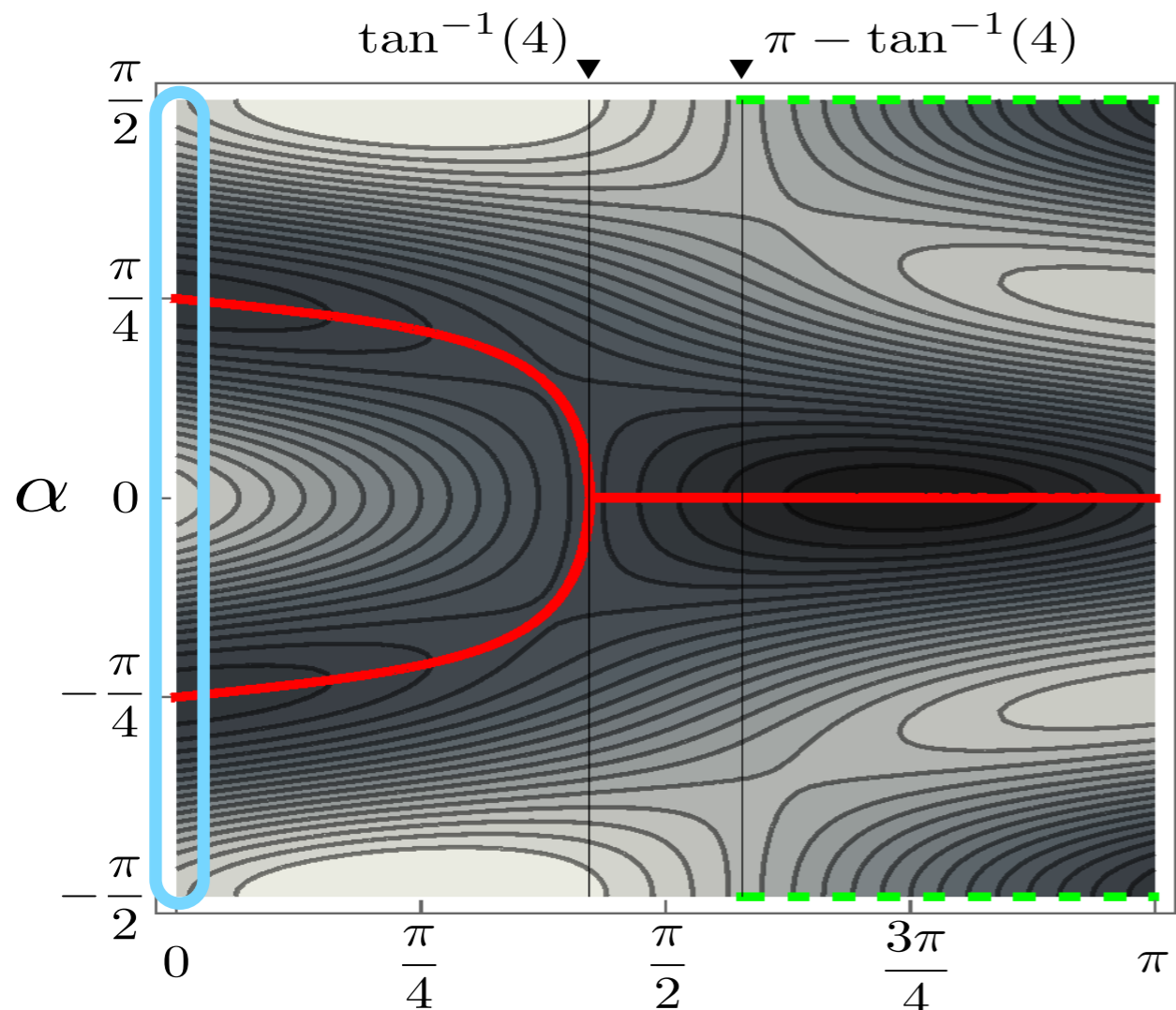
Relative phase of two Higgs fields: $\Phi_1 = e^{-i\alpha} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}$ $\Phi_2 = e^{+i\alpha} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$

$$V_\xi(\alpha) = -2m_{12}^2 v_1 v_2 \cos 2\alpha + \beta_5 v_1^2 v_2^2 \cos 4\alpha$$

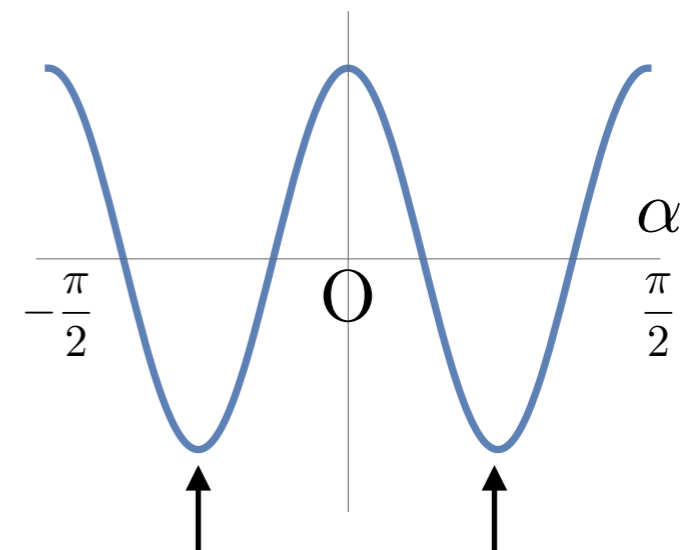
$$= (v_1 v_2)^2 \sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2} (-\sin \xi \cos 2\alpha + \cos \xi \cos 4\alpha).$$

$$\sin \xi = \frac{2(m_{12}^2/v_1 v_2)}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}},$$

$$\cos \xi = \frac{\beta_5}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}}.$$



- Case I : $\xi = 0$



2 minima: $\alpha = -\frac{\pi}{4}$ \longleftrightarrow $\alpha = +\frac{\pi}{4}$
CP

What makes the difference?

SM \longleftrightarrow **2HDM**

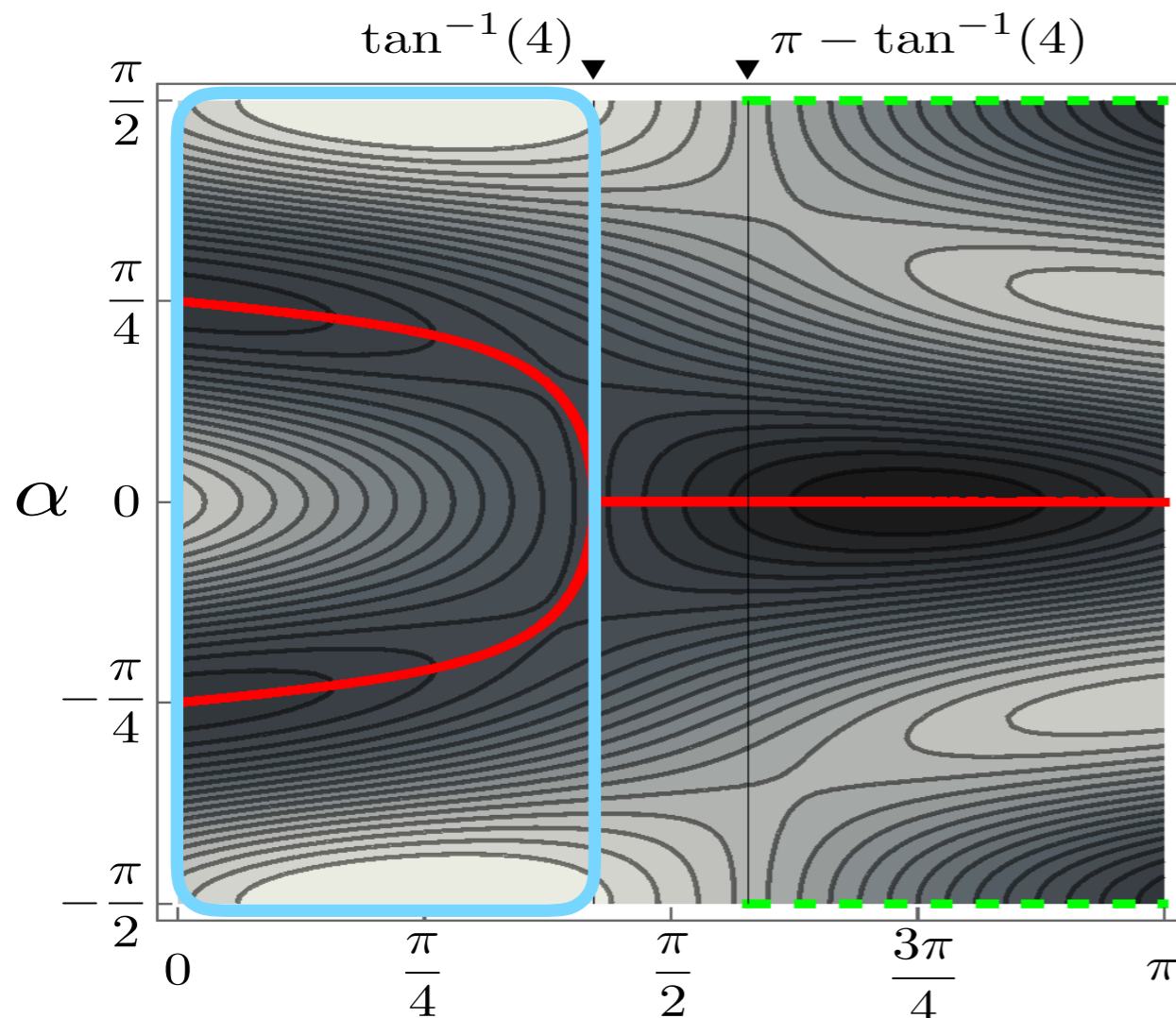
Relative phase of two Higgs fields: $\Phi_1 = e^{-i\alpha} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}$ $\Phi_2 = e^{+i\alpha} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$

$$V_\xi(\alpha) = -2m_{12}^2 v_1 v_2 \cos 2\alpha + \beta_5 v_1^2 v_2^2 \cos 4\alpha$$

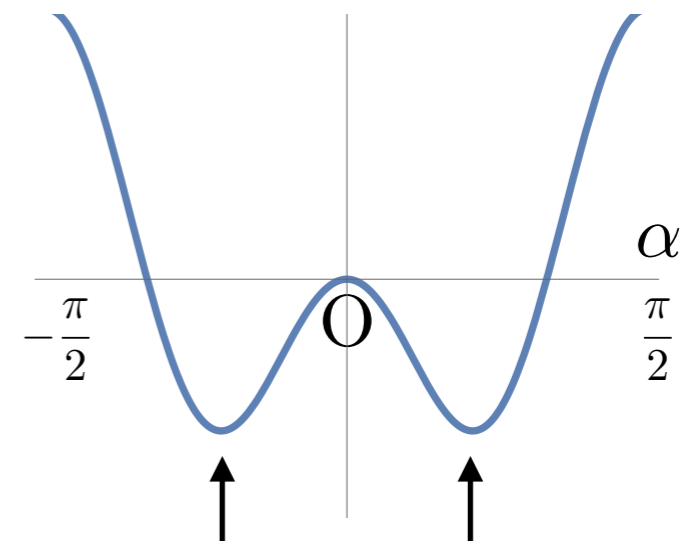
$$= (v_1 v_2)^2 \sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2} (-\sin \xi \cos 2\alpha + \cos \xi \cos 4\alpha).$$

$$\sin \xi = \frac{2(m_{12}^2/v_1 v_2)}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}},$$

$$\cos \xi = \frac{\beta_5}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}}.$$



- Case II : $0 < \xi < \tan^{-1}(4)$



2 minima: $\alpha = -\delta$ \longleftrightarrow $\alpha = +\delta$
CP

What makes the difference?

SM \longleftrightarrow **2HDM**

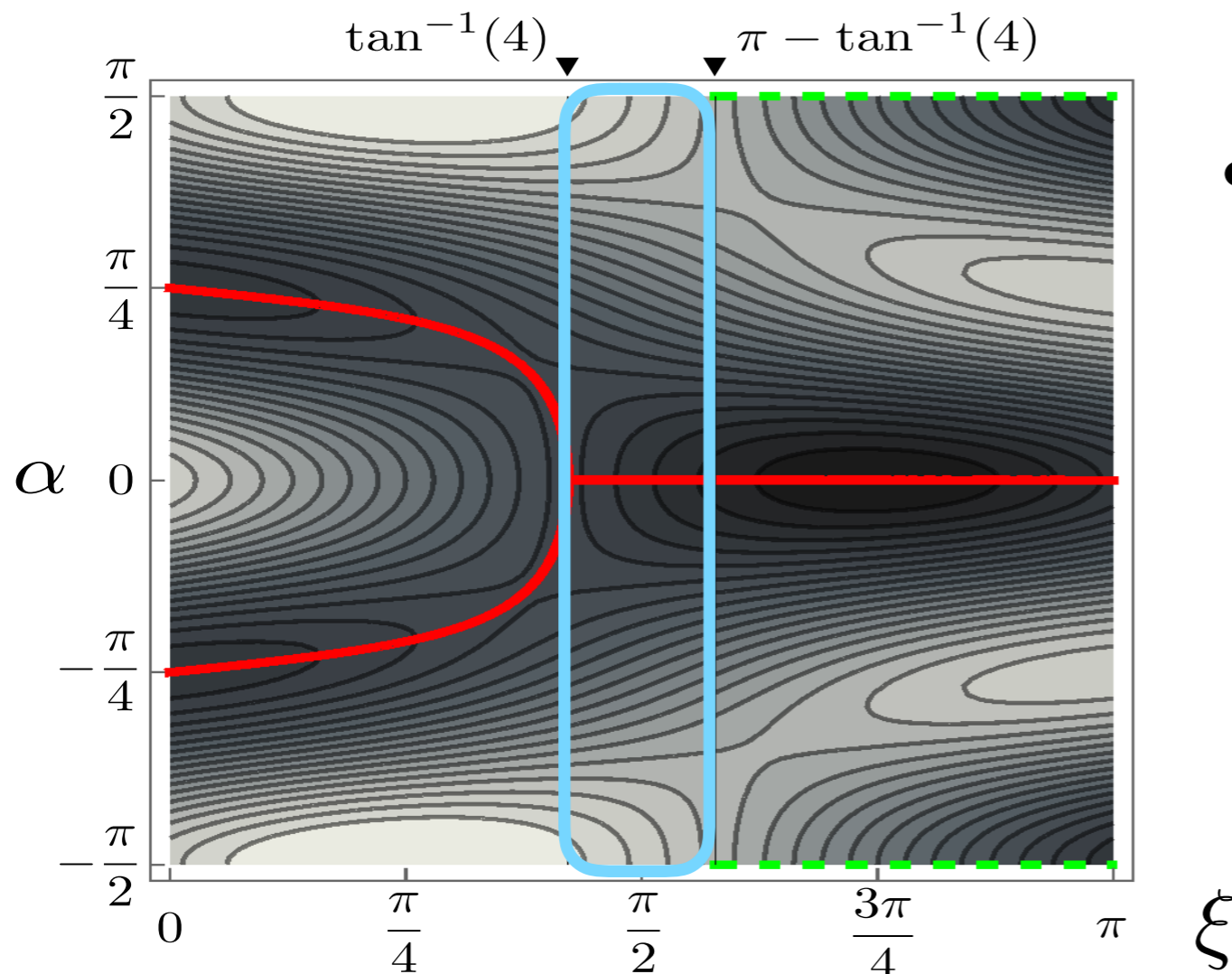
Relative phase of two Higgs fields: $\Phi_1 = \underline{e^{-i\alpha}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}$ $\Phi_2 = \underline{e^{+i\alpha}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$

$$V_\xi(\alpha) = -2m_{12}^2 v_1 v_2 \cos 2\alpha + \beta_5 v_1^2 v_2^2 \cos 4\alpha$$

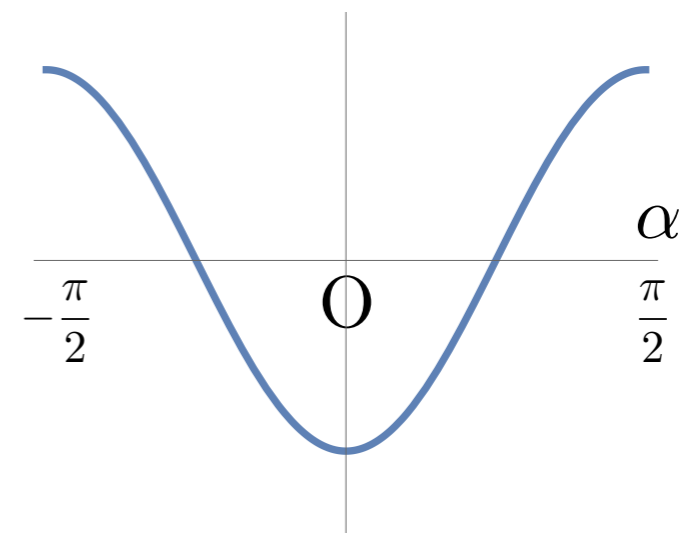
$$= (v_1 v_2)^2 \sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2} (-\sin \xi \cos 2\alpha + \cos \xi \cos 4\alpha).$$

$$\sin \xi = \frac{2(m_{12}^2/v_1 v_2)}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}},$$

$$\cos \xi = \frac{\beta_5}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}}.$$



- Case III : $\tan^{-1}(4) \leq \xi < \pi - \tan^{-1}(4)$



1 minimum

What makes the difference?

SM \longleftrightarrow **2HDM**

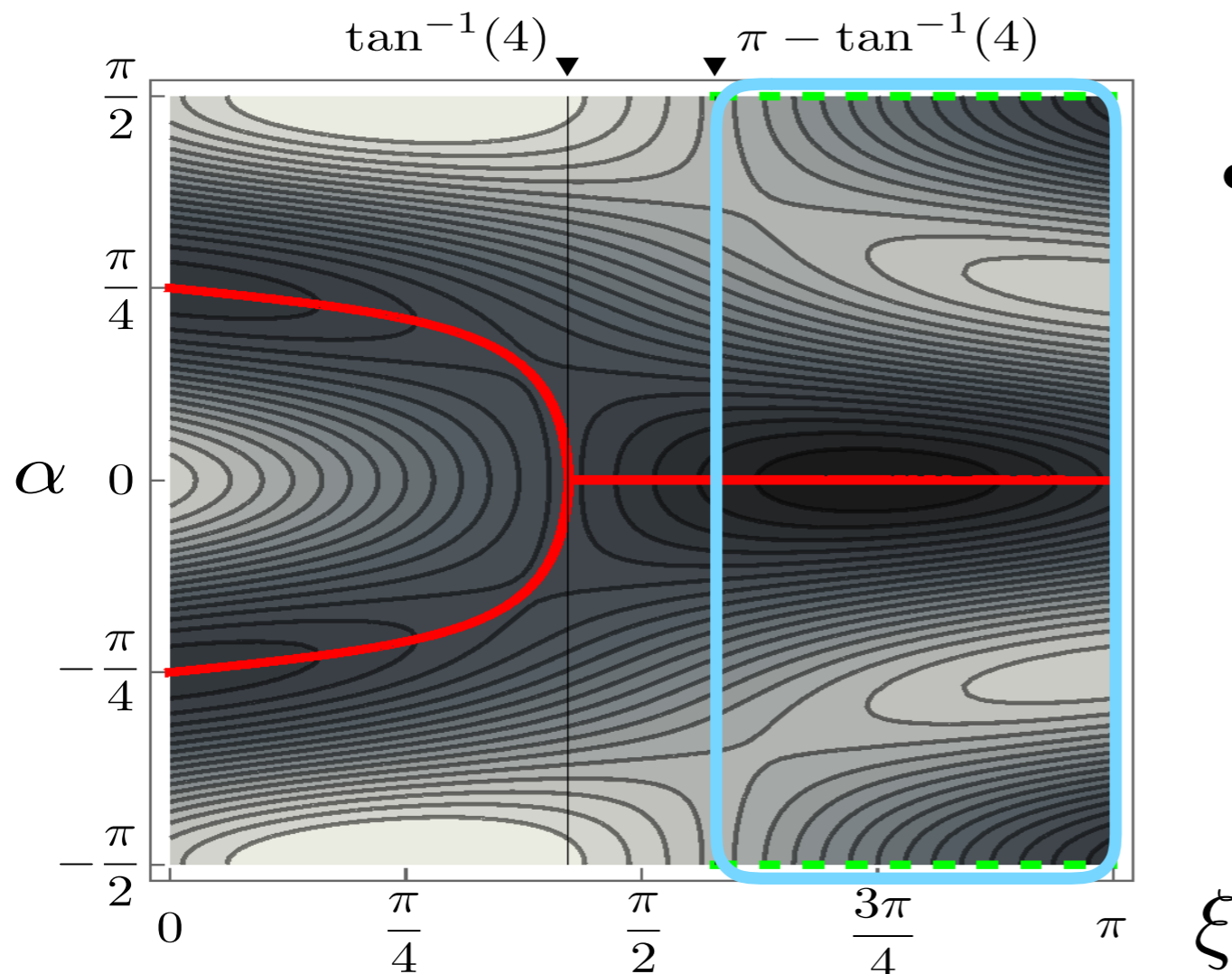
Relative phase of two Higgs fields: $\Phi_1 = e^{-i\alpha} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}$ $\Phi_2 = e^{+i\alpha} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$

$$V_\xi(\alpha) = -2m_{12}^2 v_1 v_2 \cos 2\alpha + \beta_5 v_1^2 v_2^2 \cos 4\alpha$$

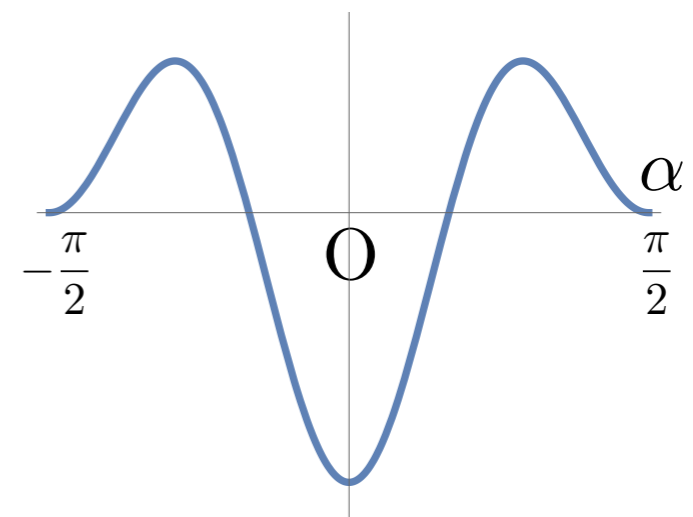
$$= (v_1 v_2)^2 \sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2} (-\sin \xi \cos 2\alpha + \cos \xi \cos 4\alpha).$$

$$\sin \xi = \frac{2(m_{12}^2/v_1 v_2)}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}},$$

$$\cos \xi = \frac{\beta_5}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}}.$$



- Case IV : $\pi - \tan^{-1}(4) \leq \xi < \pi$



1 global minimum
1 local minimum

What makes the difference?

SM \longleftrightarrow **2HDM**

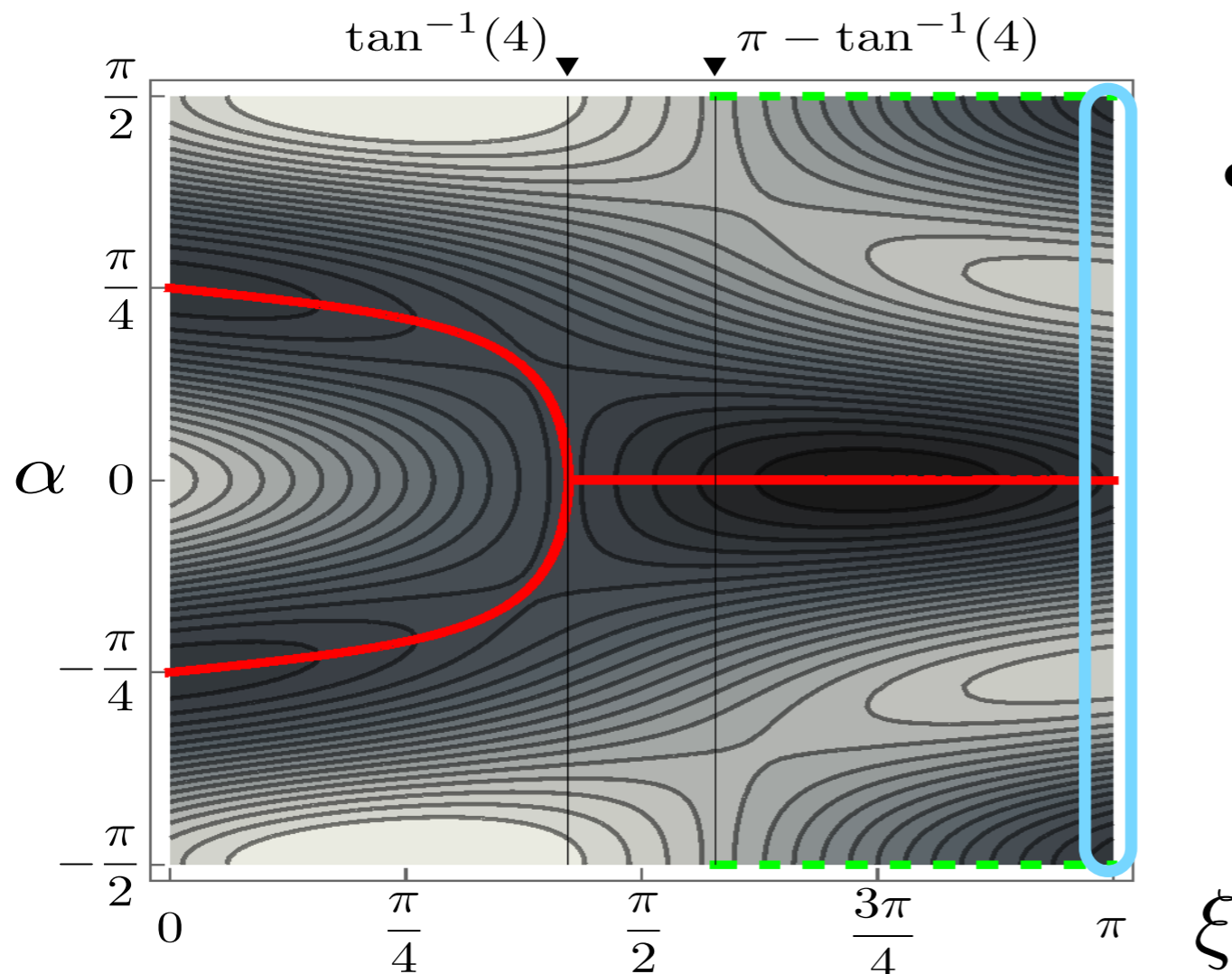
Relative phase of two Higgs fields: $\Phi_1 = e^{-i\alpha} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}$ $\Phi_2 = e^{+i\alpha} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$

$$V_\xi(\alpha) = -2m_{12}^2 v_1 v_2 \cos 2\alpha + \beta_5 v_1^2 v_2^2 \cos 4\alpha$$

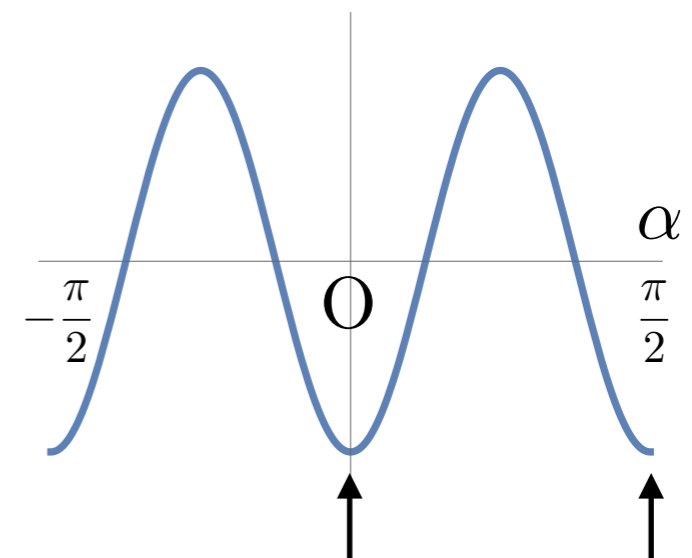
$$= (v_1 v_2)^2 \sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2} (-\sin \xi \cos 2\alpha + \cos \xi \cos 4\alpha).$$

$$\sin \xi = \frac{2(m_{12}^2/v_1 v_2)}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}},$$

$$\cos \xi = \frac{\beta_5}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}}.$$



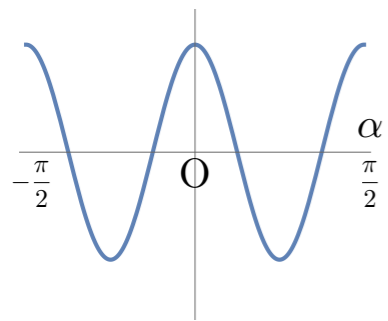
• Case V : $\xi = \pi$



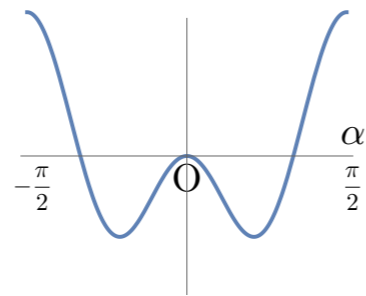
2 minima: $\alpha = 0 \longleftrightarrow \alpha = \pi/2$
 Z_2

Domain walls and membranes in 2HDMs

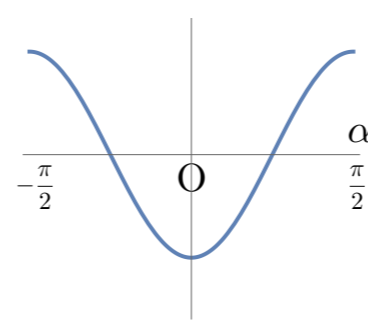
M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta, Phys.Lett. B785 (2018) 447-453



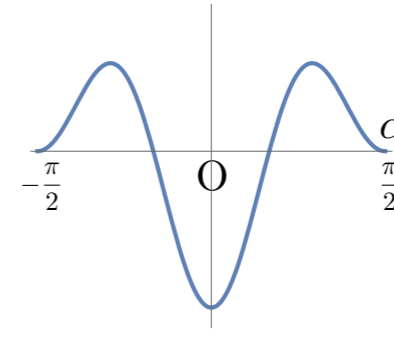
Case I ($\xi = 0$)



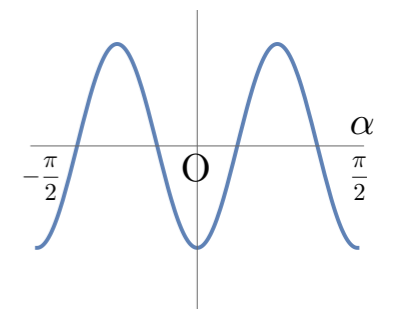
Case II ($\xi = \pi/4$)



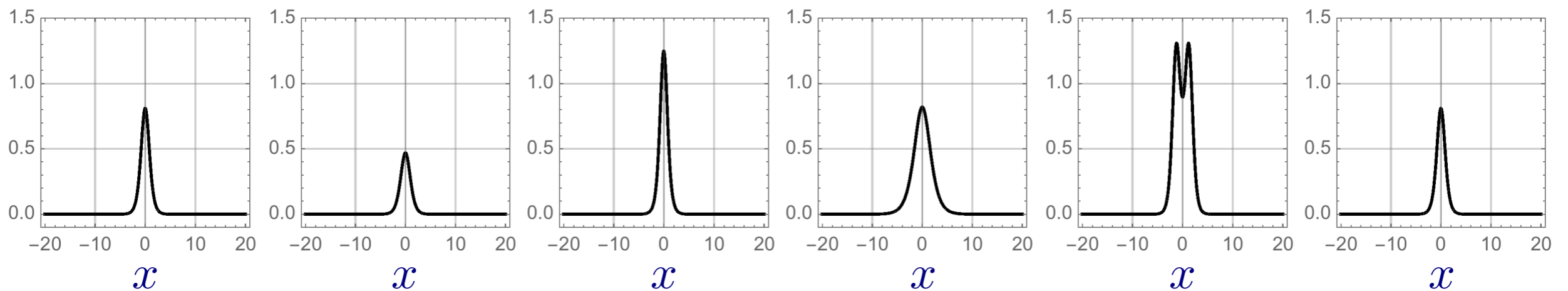
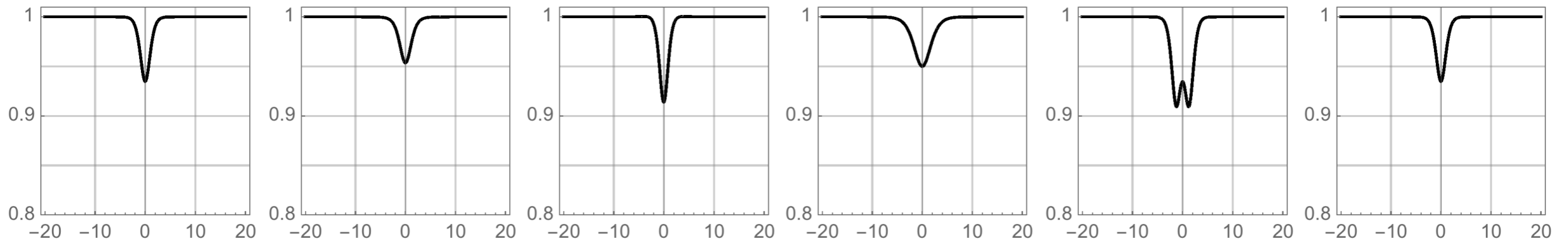
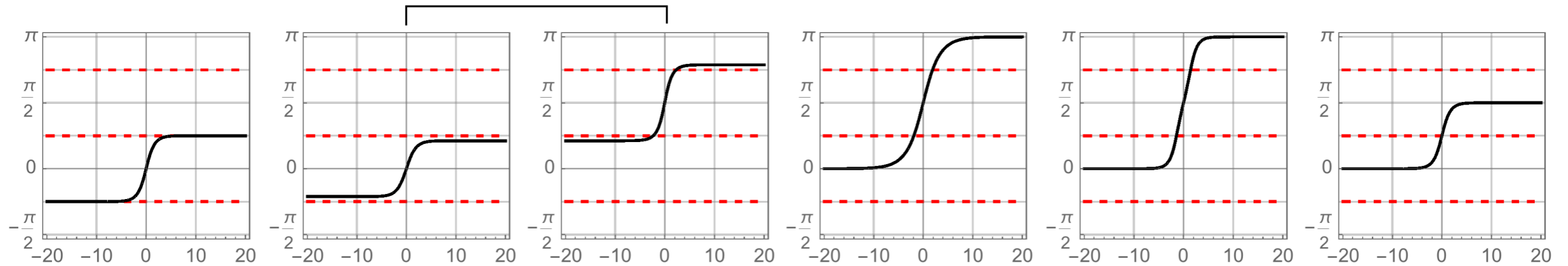
Case III ($\xi = \pi/2$)



Case IV ($\xi = 3\pi/4$)

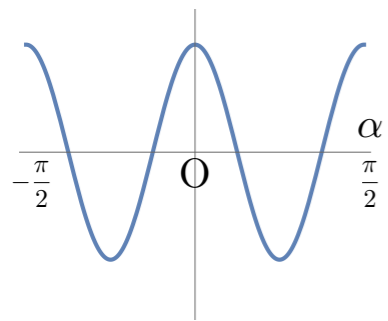


Case V ($\xi = \pi$)

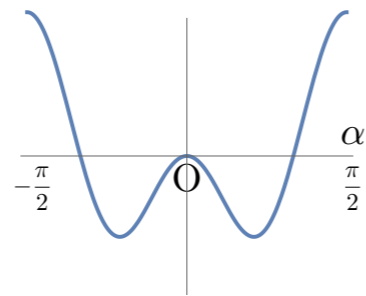


Domain walls and membranes in 2HDMs

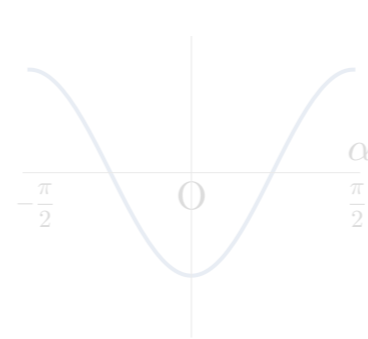
M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta, Phys.Lett. B785 (2018) 447-453



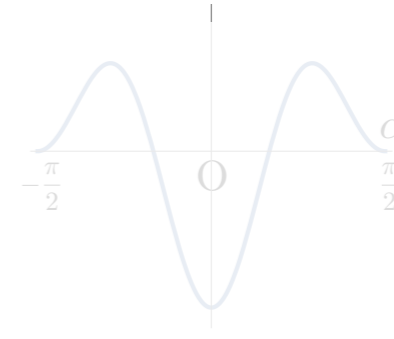
Case I ($\xi = 0$)



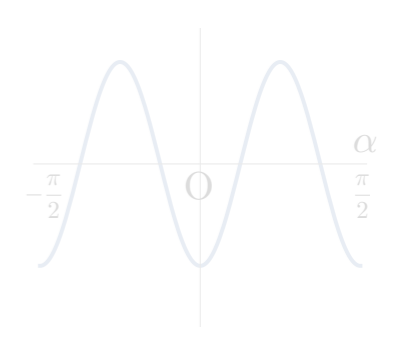
Case II ($\xi = \pi/4$)



Case III ($\xi = \pi/2$)

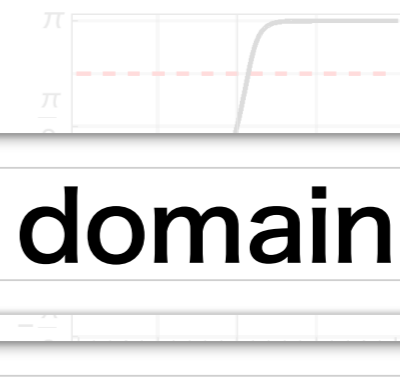
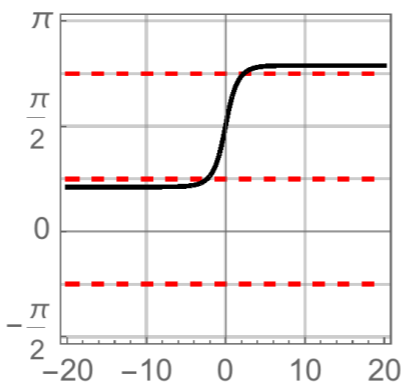
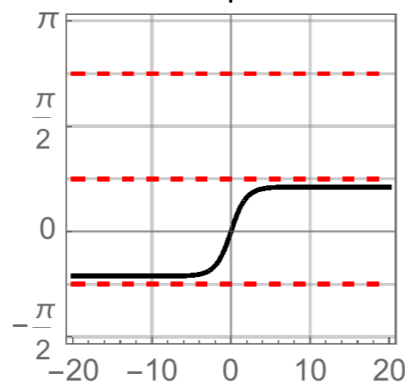
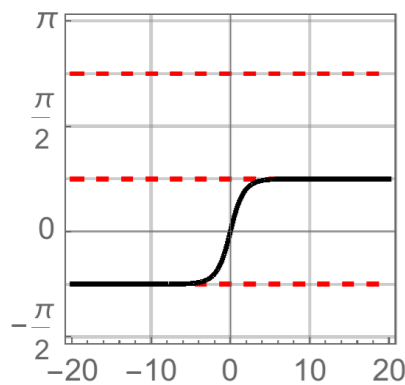


Case IV ($\xi = 3\pi/4$)



Case V ($\xi = \pi$)

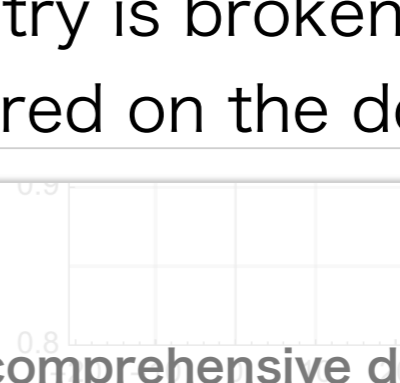
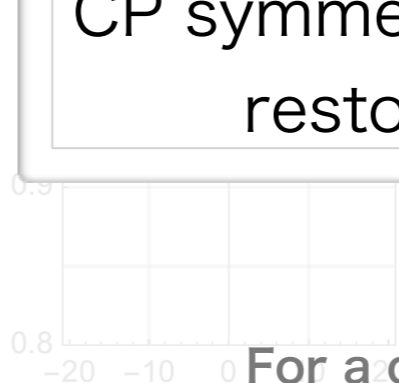
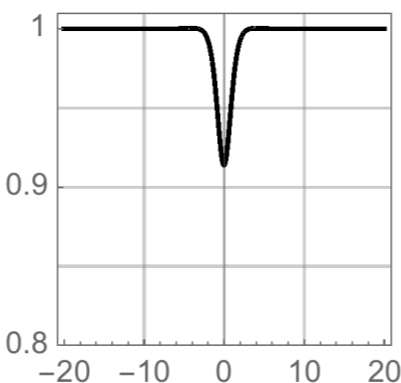
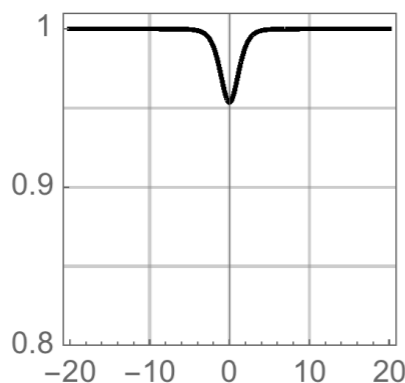
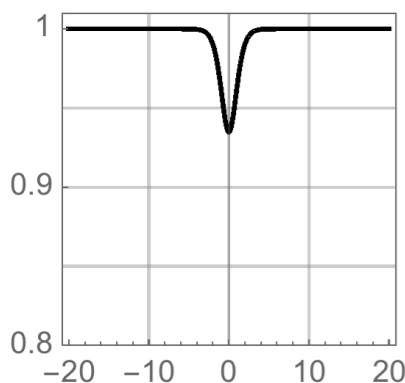
$\alpha(x)$



CP domain walls

CP symmetry is broken in the vacuum,
restored on the domain wall

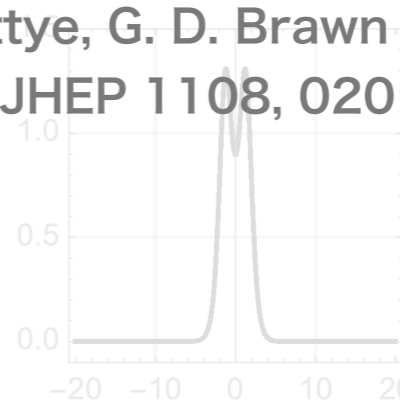
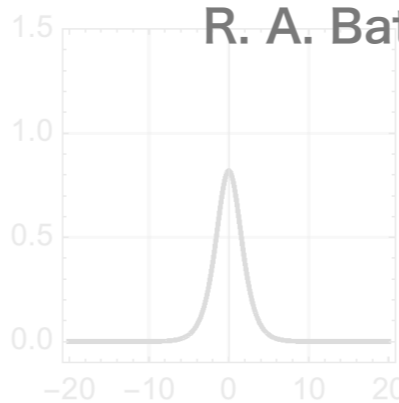
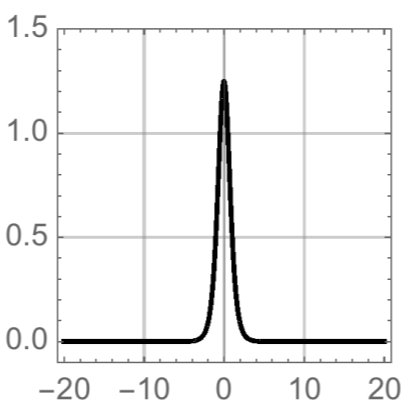
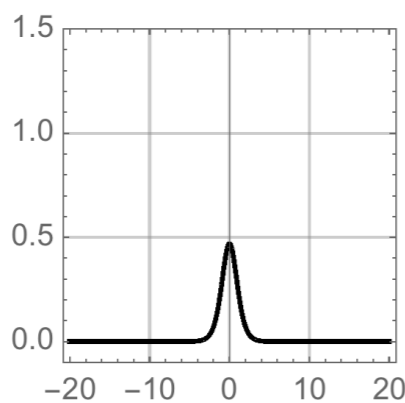
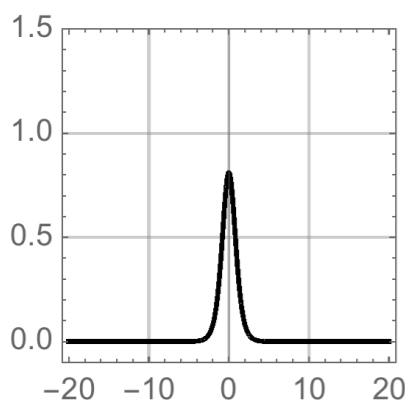
$|\Phi(x)|$



For a comprehensive discussion, see

R. A. Battye, G. D. Brawn and A. Pilaftsis,
JHEP 1108, 020 (2011)

$E(x)$



x

x

x

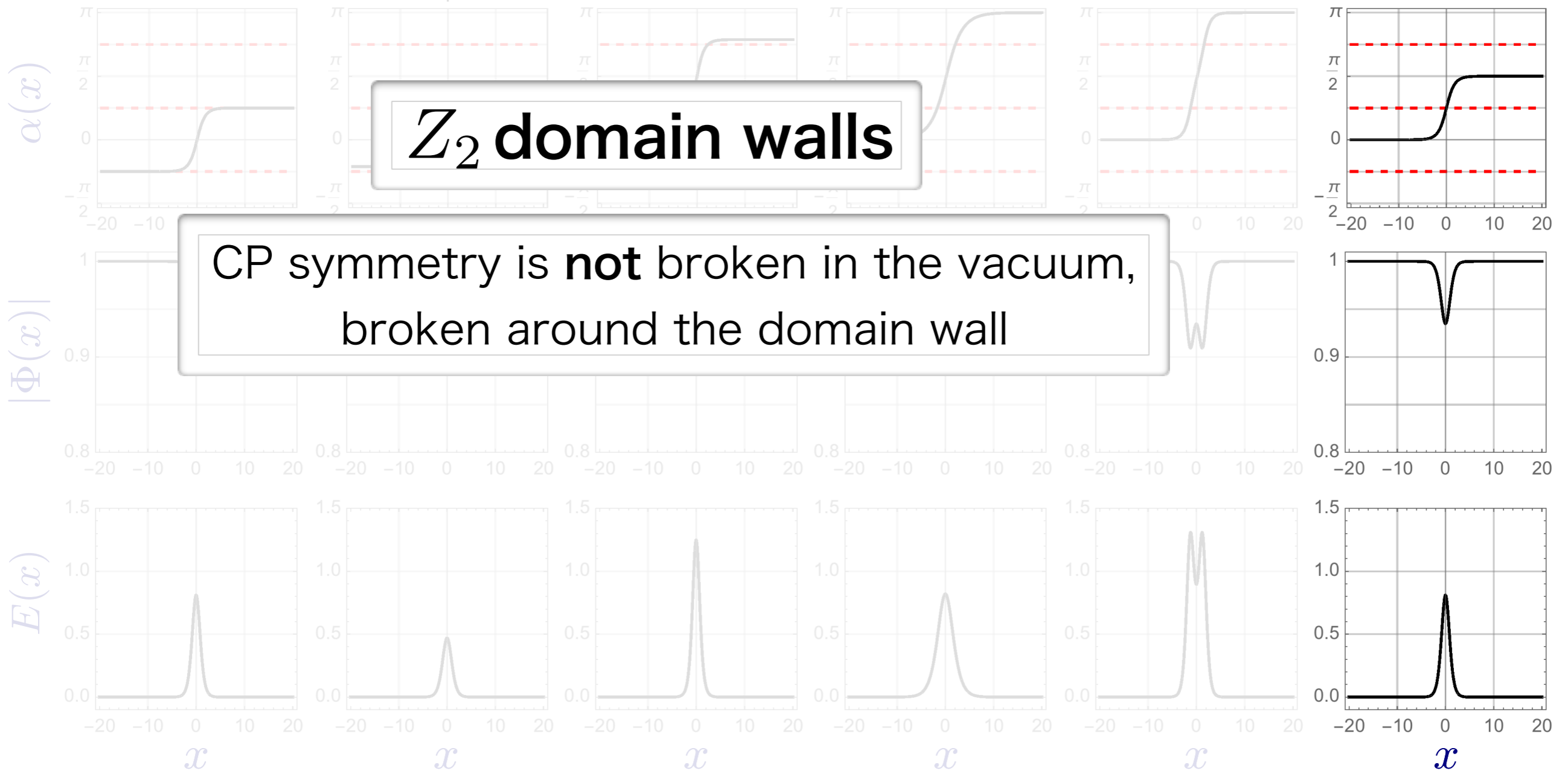
x

x

x

Domain walls and membranes in 2HDMs

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta, Phys.Lett. B785 (2018) 447-453



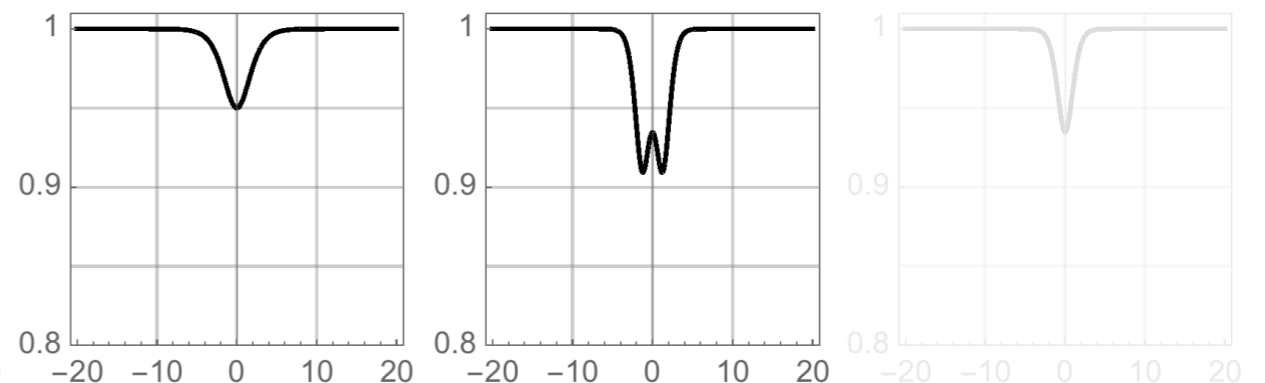
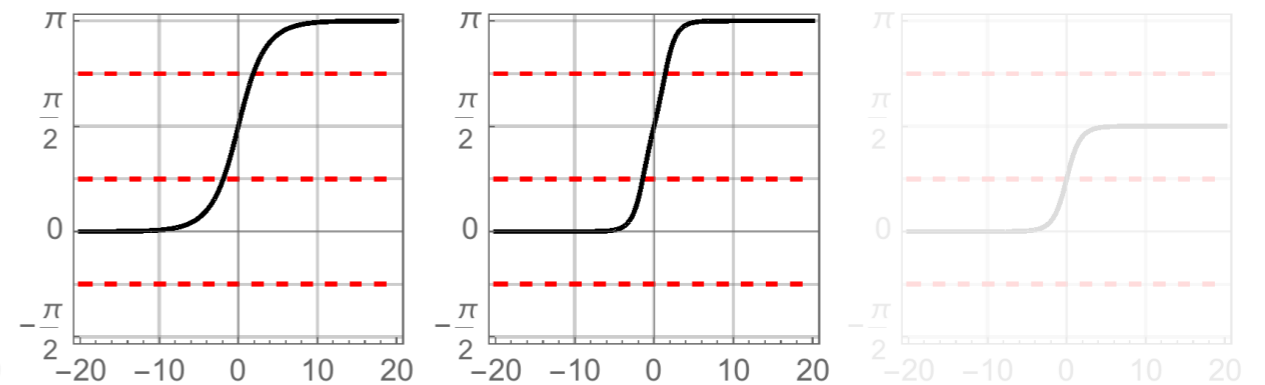
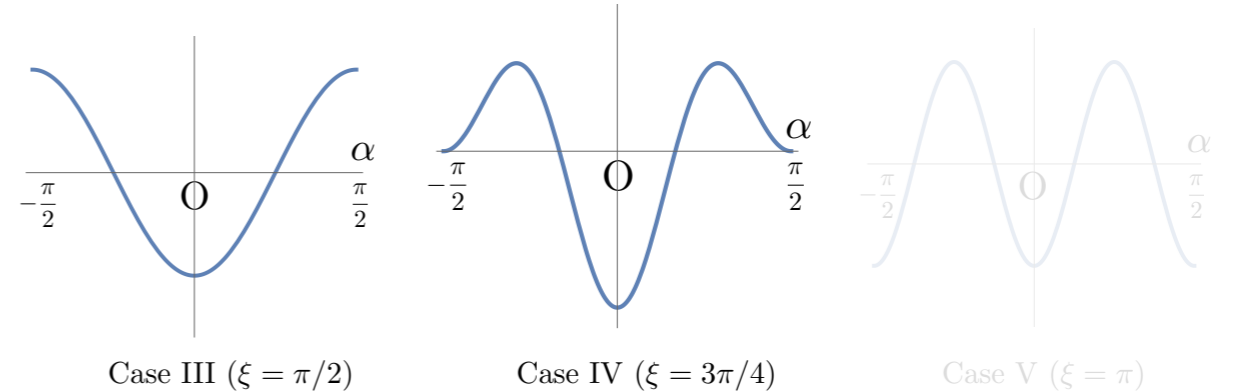
Domain walls and membranes in 2HDMs

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta, Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

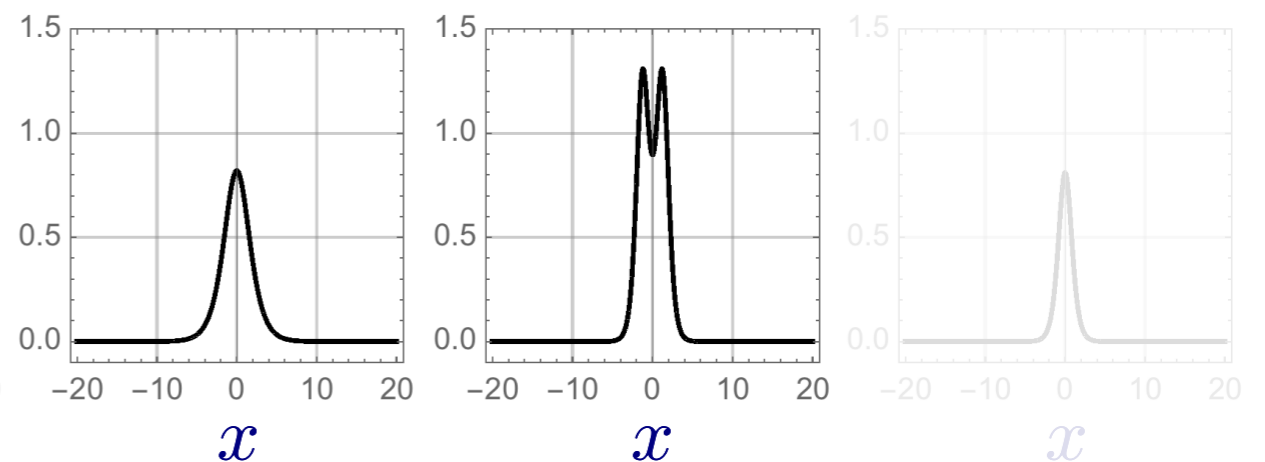
Membranes

Not topologically stable:

fields at $x = -\infty$ and $x = \infty$
are identical



C. Bachas and T. N. Tomaras,
Phys. Rev. Lett. 76, 356 (1996)



Domain walls and membranes in 2HDMs

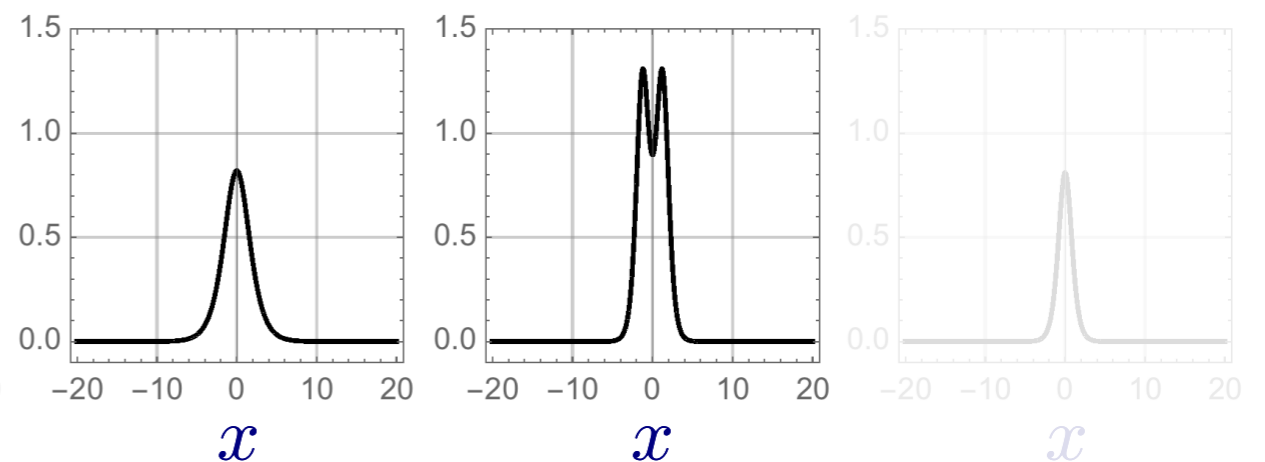
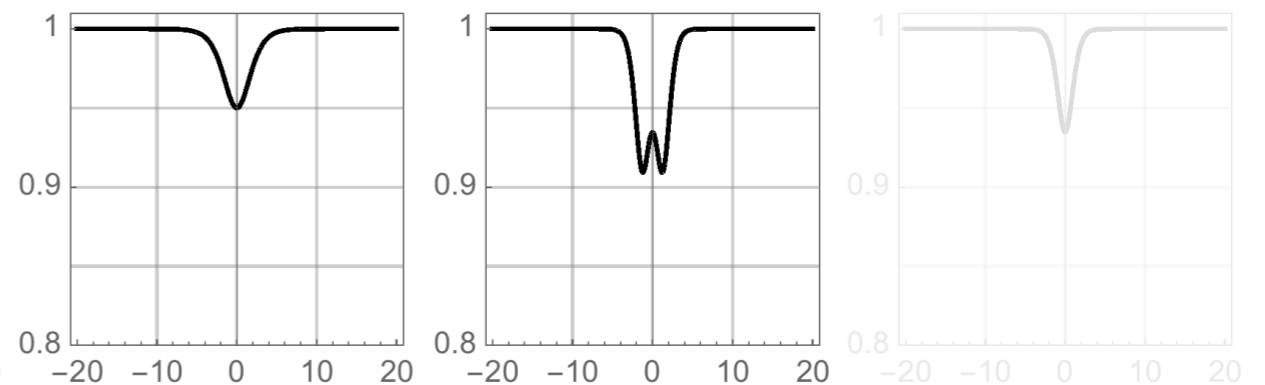
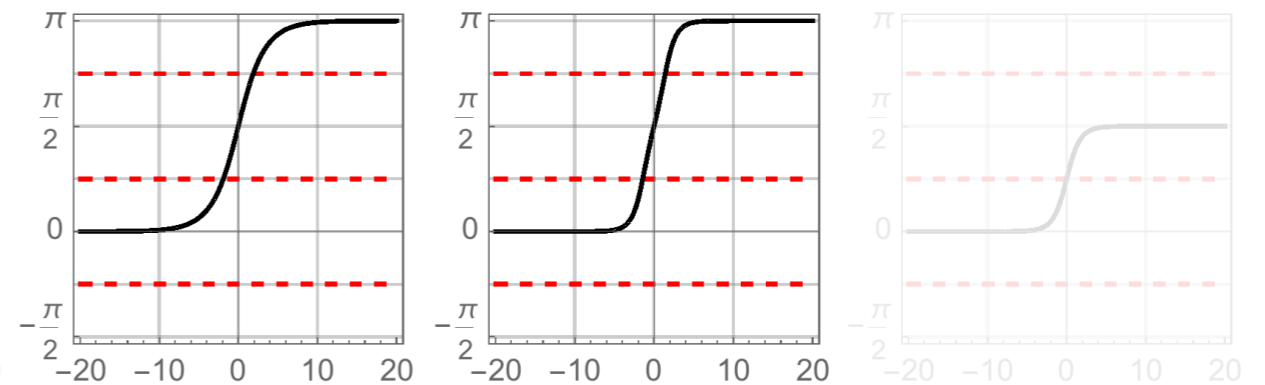
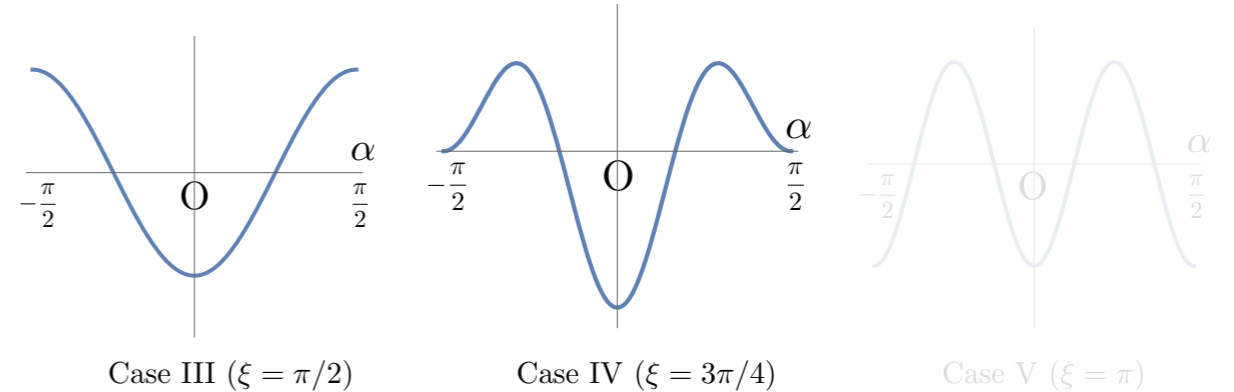
M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta, Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

Membranes

Not topologically stable:

fields at $x = -\infty$ and $x = \infty$ are identical

Possible existence of classically stable wall-like object, but it can quantum mechanically decay



Domain walls and membranes in 2HDMs

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta, Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

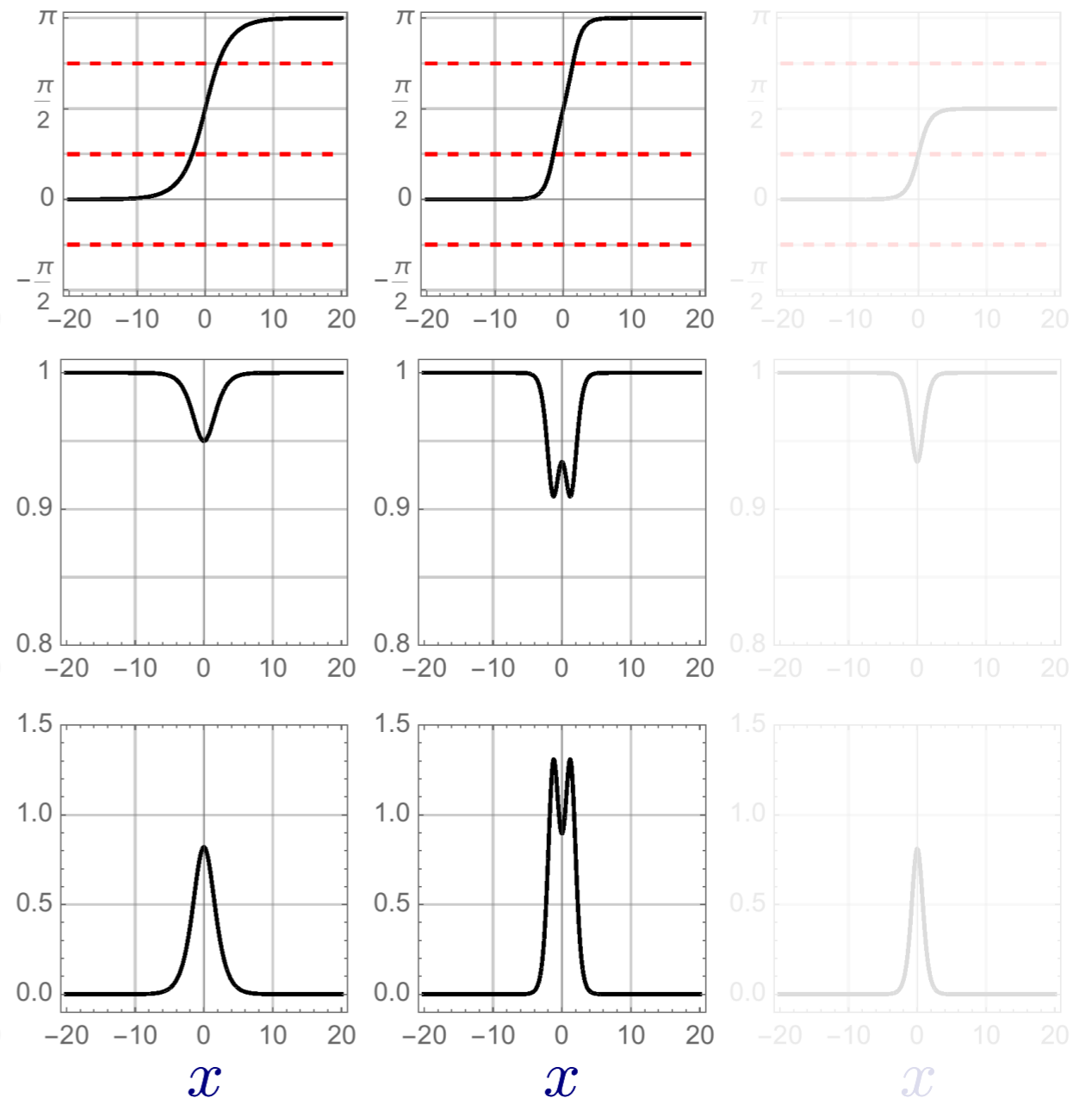
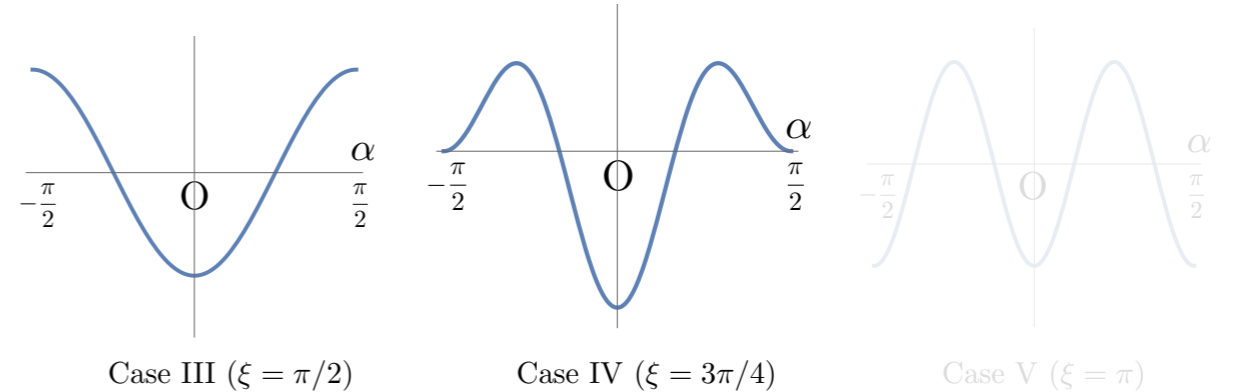
Membranes

Not topologically stable:

fields at $x = -\infty$ and $x = \infty$ are identical

Possible existence of classically stable wall-like object, but it can quantum mechanically decay

What does that mean?



Domain walls and membranes in 2HDMs

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta, Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

Membranes

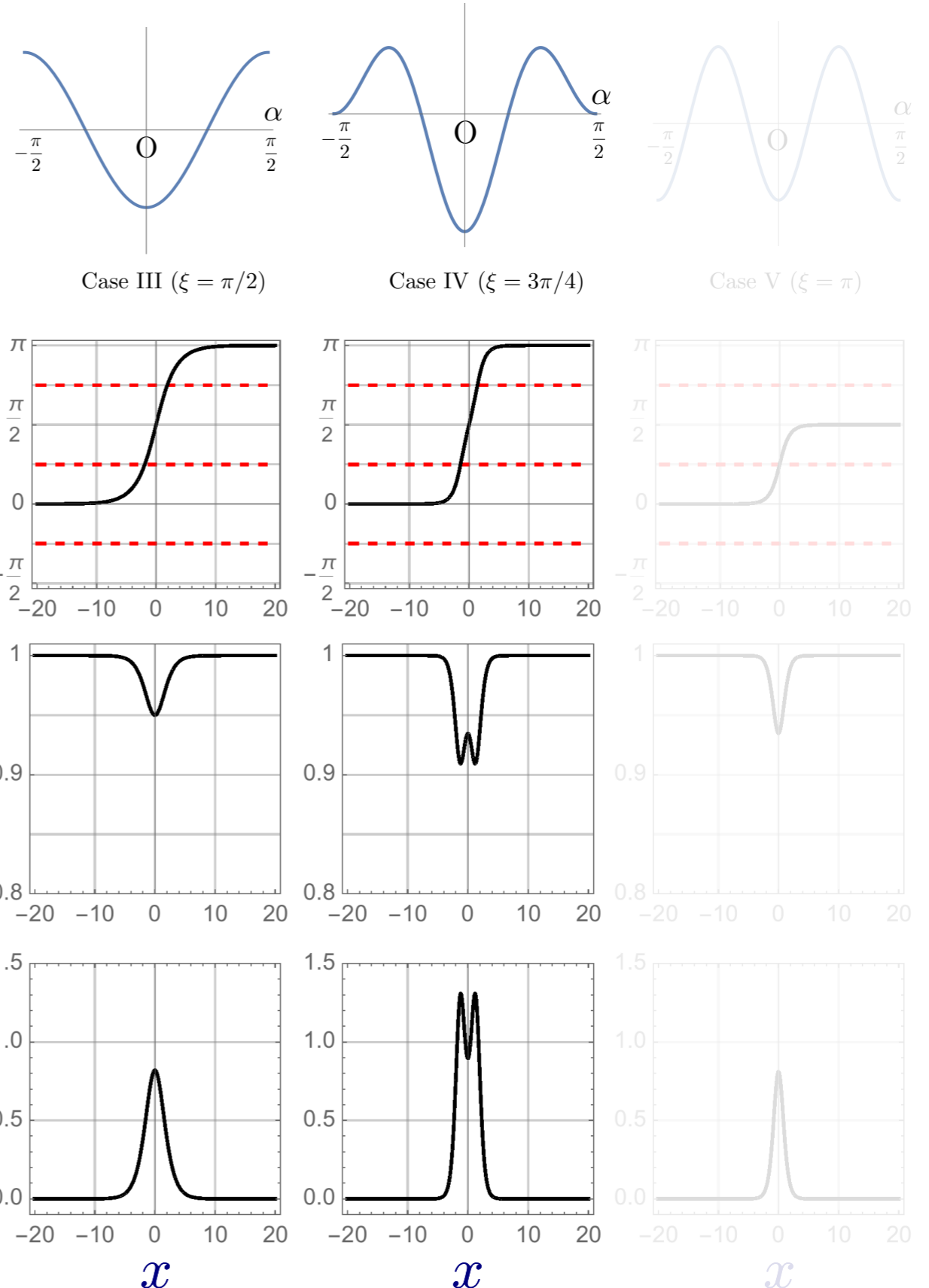
Not topologically stable:

fields at $x = -\infty$ and $x = \infty$ are identical

Possible existence of classically stable wall-like object, but it can quantum mechanically decay

What does that mean?

How it actually happens?



Vortices in 2HDMs

What is the vortex?

It can appear when the first homotopy group (π_1) of the vacuum manifold is nontrivial

Is there any topological vortex solution in the 2HDM?

Vortices in 2HDMs

What is the vortex?

It can appear when the first homotopy group (π_1) of the vacuum manifold is nontrivial

Is there any topological vortex solution in the 2HDM?

Yes!

Vortices in 2HDMs

What is the vortex?

It can appear when the first homotopy group (π_1) of the vacuum manifold is nontrivial

Is there any topological vortex solution in the 2HDM?

Yes!

Extra U(1) symmetry that does not exist in the SM

$U(1)_a$ transformation

$$\Phi_1 \longrightarrow e^{-i\alpha} \Phi_1$$

relative phase of Φ_1, Φ_2

$$\Phi_2 \longrightarrow e^{+i\alpha} \Phi_2$$

$U(1)_a$ symmetry of the 2HDM Lagrangian

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right) + \frac{\beta_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\beta_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\ & + \beta_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \beta_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right\} \end{aligned}$$

$U(1)_a$ symmetry of the 2HDM Lagrangian

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - (m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}) + \frac{\beta_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\beta_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 \\ + \beta_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \beta_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.} \right\}$$

terms that are invariant under $U(1)_a$ transformation

$$\Phi_1 \longrightarrow e^{-i\alpha} \Phi_1$$

$$\Phi_2 \longrightarrow e^{+i\alpha} \Phi_2$$

$U(1)_a$ symmetry of the 2HDM Lagrangian

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right) + \frac{\beta_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\beta_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\ + \beta_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \beta_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right\}$$

terms that are **not** invariant under $U(1)_a$ transformation

$$\Phi_1 \longrightarrow e^{-i\alpha} \Phi_1$$

$$\Phi_2 \longrightarrow e^{+i\alpha} \Phi_2$$

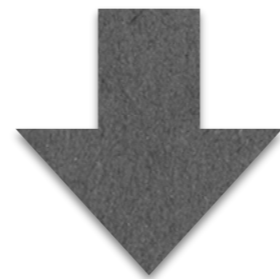
$U(1)_a$ symmetry of the 2HDM Lagrangian

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right) + \frac{\beta_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\beta_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\ + \beta_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \beta_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right\}$$

Let us first discuss $U(1)_a$ symmetric case: $m_{12}^2 = 0$, $\beta_5 = 0$

VEV of the Higgs fields breaks the symmetry **spontaneously**

$$\Phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$$



Vortex solution appears

$U(1)_a$ symmetry of the 2HDM Lagrangian

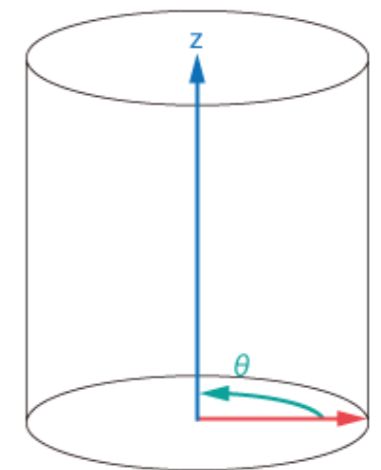
$$\begin{aligned}
 V(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right) + \frac{\beta_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\beta_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\
 & + \beta_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \beta_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right\}
 \end{aligned}$$

Vortex solution:

$$\text{2x2 notation: } H \equiv (i\sigma_2 \Phi_1^*, \Phi_2)$$

$$H = \begin{pmatrix} v_1 f_1(r) e^{i\theta} & 0 \\ 0 & v_2 f_2(r) \end{pmatrix}$$

$$Z_i = -2 \frac{v_1^2}{v_1^2 + v_2^2} \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \epsilon_{ij} \frac{x^j}{r^2} (1 - w(r))$$



$U(1)_a$ symmetry of the 2HDM Lagrangian

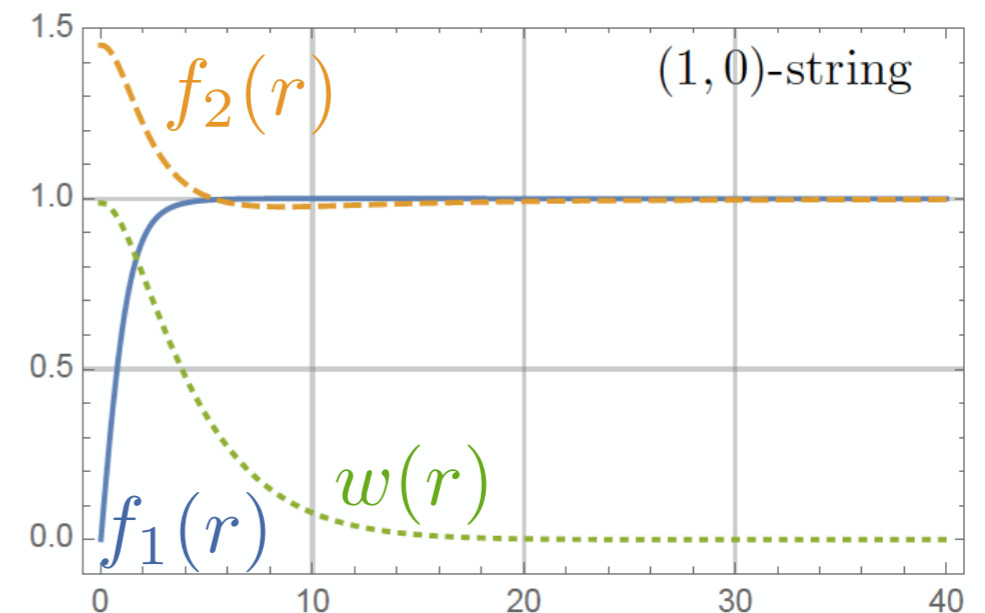
$$\begin{aligned}
 V(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right) + \frac{\beta_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\beta_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\
 & + \beta_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \beta_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right\}
 \end{aligned}$$

Vortex solution:

2x2 notation: $H \equiv (i\sigma_2 \Phi_1^*, \Phi_2)$

$$H = \begin{pmatrix} v_1 f_1(r) e^{i\theta} & 0 \\ 0 & v_2 f_2(r) \end{pmatrix}$$

$$Z_i = -2 \frac{v_1^2}{v_1^2 + v_2^2} \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \epsilon_{ij} \frac{x^j}{r^2} (1 - w(r))$$



$U(1)_a$ symmetry of the 2HDM Lagrangian

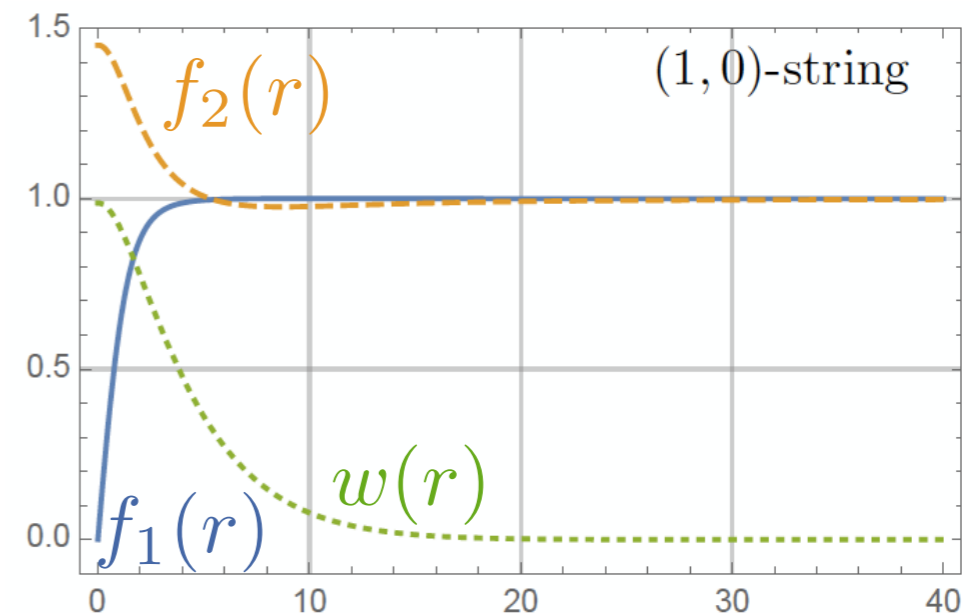
$$\begin{aligned}
 V(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right) + \frac{\beta_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\beta_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\
 & + \beta_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \beta_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right\}
 \end{aligned}$$

Vortex solution:

2x2 notation: $H \equiv (i\sigma_2 \Phi_1^*, \Phi_2)$

$$H = \begin{pmatrix} v_1 f_1(r) e^{i\theta} & 0 \\ 0 & v_2 f_2(r) \end{pmatrix}$$

$$Z_i = -2 \frac{v_1^2}{v_1^2 + v_2^2} \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \epsilon_{ij} \frac{x^j}{r^2} (1 - w(r))$$



Z-flux \rightarrow

$$\Phi_Z = -2\pi \frac{v_2^2}{v_1^2 + v_2^2} \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

$U(1)_a$ symmetry of the 2HDM Lagrangian

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right) + \frac{\beta_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\beta_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\ + \beta_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \beta_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right\}$$

Vortex solution:

2x2 notation: $H \equiv (i\sigma_2 \Phi_1^*, \Phi_2)$

$$H = \begin{pmatrix} v_1 f_1(r) e^{i\theta} & 0 \\ 0 & v_2 f_2(r) \end{pmatrix}$$

$\theta : -\pi \sim \pi$

$U(1)_a$ symmetry of the 2HDM Lagrangian

$$\begin{aligned}
 V(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right) + \frac{\beta_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\beta_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\
 & + \beta_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \beta_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right\}
 \end{aligned}$$

Vortex solution:

$$\text{2x2 notation: } H \equiv (i\sigma_2 \Phi_1^*, \Phi_2)$$

$$H = \begin{pmatrix} v_1 f_1(r) e^{i\theta} & 0 \\ 0 & v_2 f_2(r) \end{pmatrix} = \underbrace{e^{\frac{i}{2}\theta}}_{\substack{\uparrow \\ \theta : -\pi \sim \pi}} \underbrace{e^{\frac{i\sigma_3}{2}\theta}}_{\substack{\uparrow \\ \text{element of local symmetry} \\ U(1)_a \text{ phase : } -\pi/2 \sim \pi/2}} \begin{pmatrix} v_1 f_1(r) & 0 \\ 0 & v_2 f_2(r) \end{pmatrix}$$

so-called **semi-local** string

Now let us discuss effects of $U(1)_a$ breaking terms

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right) + \frac{\beta_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\beta_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\ + \beta_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \beta_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right\}$$

Vortex solution: $m_{12}^2 = 0, \beta_5 = 0$

$$H = \begin{pmatrix} v_1 f_1(r) e^{i\theta} & 0 \\ 0 & v_2 f_2(r) \end{pmatrix} = e^{\frac{i}{2}\theta} e^{\frac{i\sigma_3}{2}\theta} \begin{pmatrix} v_1 f_1(r) & 0 \\ 0 & v_2 f_2(r) \end{pmatrix}$$

Now let us discuss effects of $U(1)_a$ breaking terms

$$\begin{aligned}
 V(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right) + \frac{\beta_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\beta_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\
 & + \beta_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \beta_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right\}
 \end{aligned}$$

Vortex solution: $m_{12}^2 \neq 0, \beta_5 \neq 0$

$$H = \begin{pmatrix} v_1 f_1(r) e^{i\hat{\theta}(\theta)} & 0 \\ 0 & v_2 f_2(r) \end{pmatrix} = e^{i\frac{\hat{\theta}(\theta)}{2}} e^{i\frac{\sigma_3}{2} \hat{\theta}(\theta)} \begin{pmatrix} v_1 f_1(r) & 0 \\ 0 & v_2 f_2(r) \end{pmatrix}$$

Since the potential has non-trivial $U(1)_a$ phase dependence, vortex configurations have non-trivial θ dependence

Now let us discuss effects of $U(1)_a$ breaking terms

$$\begin{aligned}
 V(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right) + \frac{\beta_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\beta_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\
 & + \beta_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \beta_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \left\{ \frac{\beta_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right\}
 \end{aligned}$$

Vortex solution: $m_{12}^2 \neq 0, \beta_5 \neq 0$

$$H = \begin{pmatrix} v_1 f_1(r) e^{i\hat{\theta}(\theta)} & 0 \\ 0 & v_2 f_2(r) \end{pmatrix} = e^{i\frac{\hat{\theta}(\theta)}{2}} e^{i\frac{\sigma_3}{2} \hat{\theta}(\theta)} \begin{pmatrix} v_1 f_1(r) & 0 \\ 0 & v_2 f_2(r) \end{pmatrix}$$

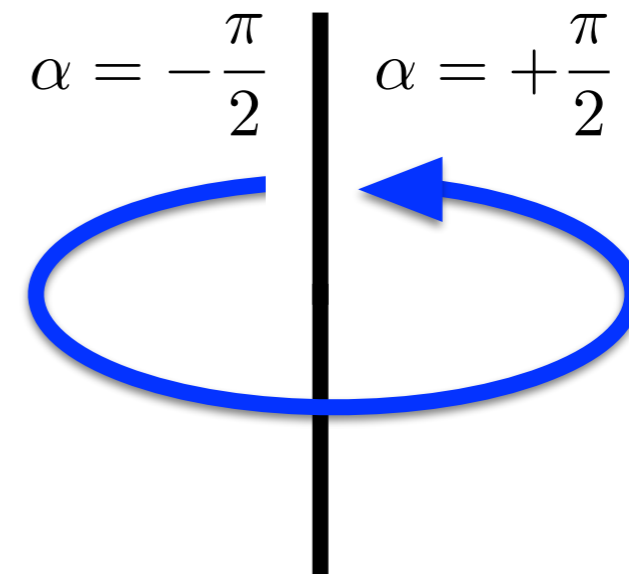
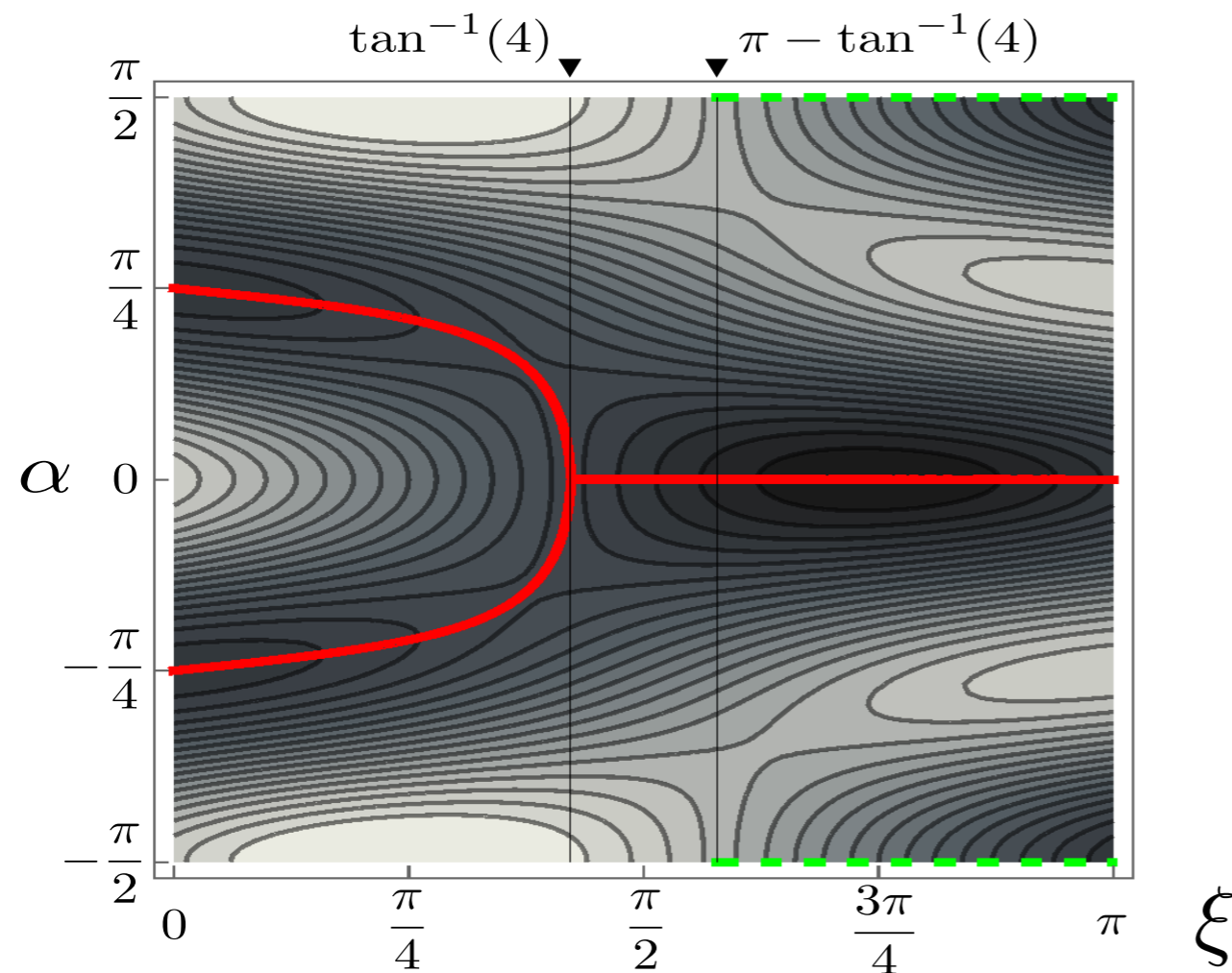
To see the potential that the vortex configuration “feels”, let us substitute $H = e^{i\alpha} \text{diag}(v_1, v_2)$ into the potential

α dependent part of the potential

$$\begin{aligned}
 V_\xi(\alpha) &= -2m_{12}^2 v_1 v_2 \cos 2\alpha + \beta_5 v_1^2 v_2^2 \cos 4\alpha \\
 &= (v_1 v_2)^2 \sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2} \\
 &\quad (-\sin \xi \cos 2\alpha + \cos \xi \cos 4\alpha).
 \end{aligned}$$

$$H = e^{i\alpha} \text{diag}(v_1, v_2)$$

$$\begin{aligned}
 \sin \xi &= \frac{2(m_{12}^2/v_1 v_2)}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}}, \\
 \cos \xi &= \frac{\beta_5}{\sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2}}.
 \end{aligned}$$

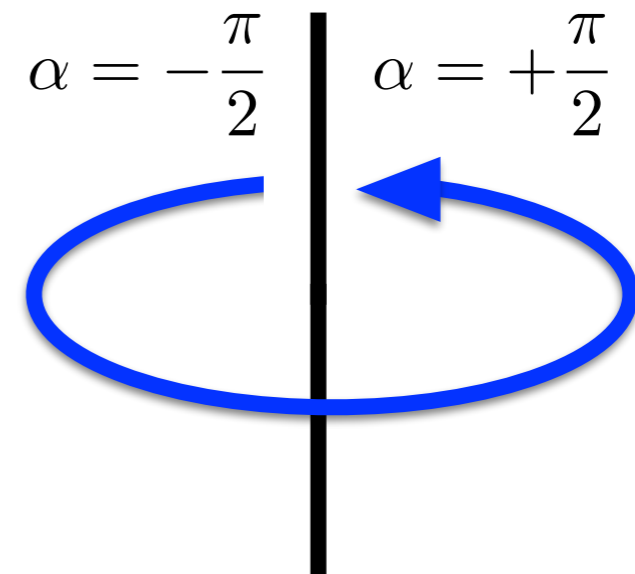
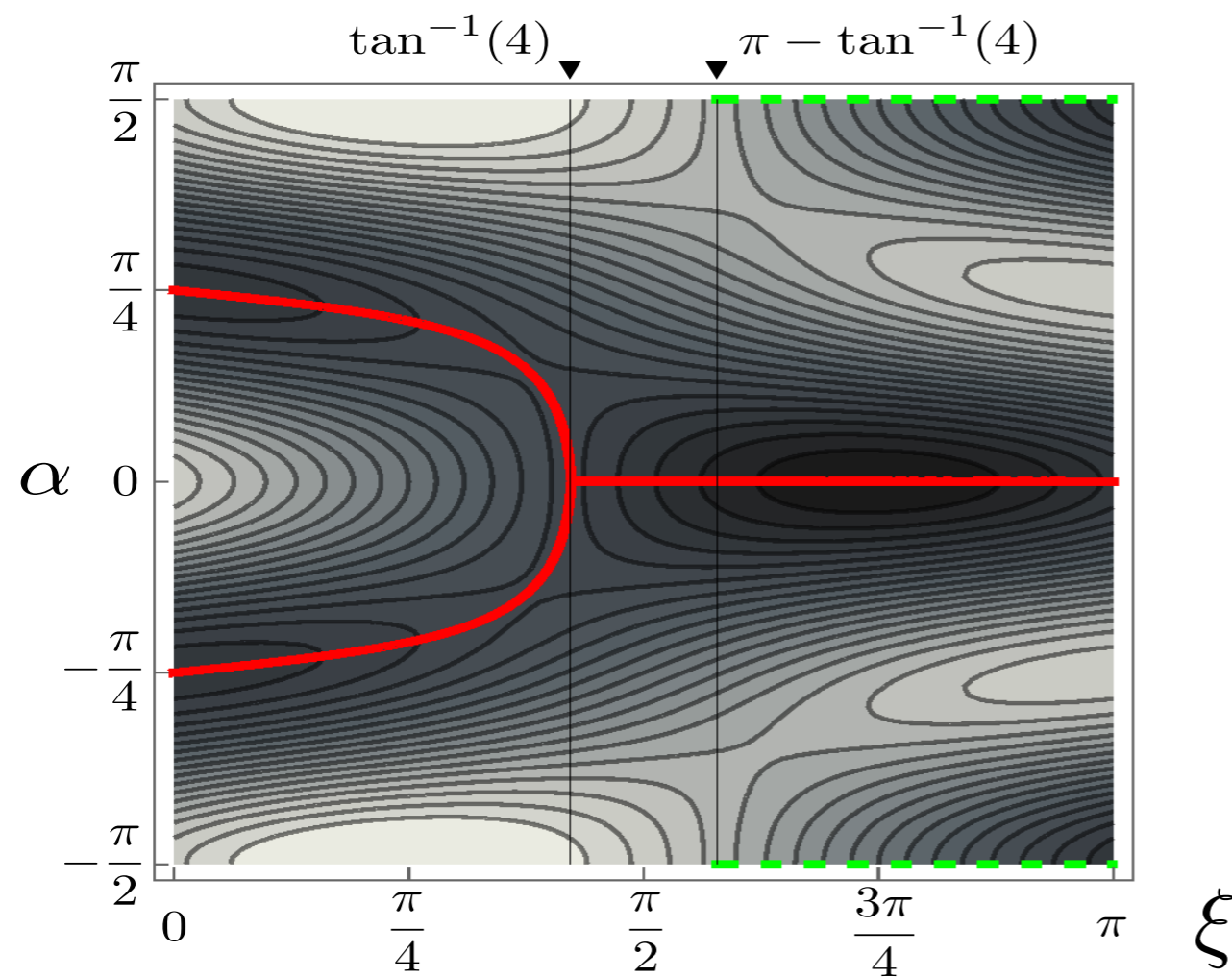


Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

Potential is classified into five types

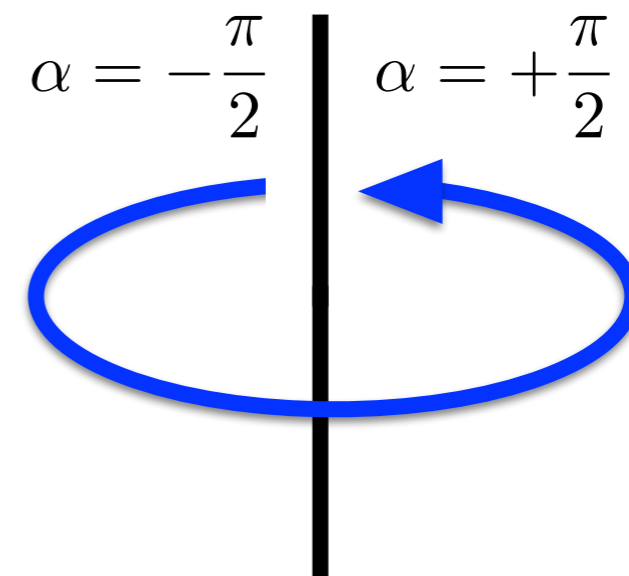
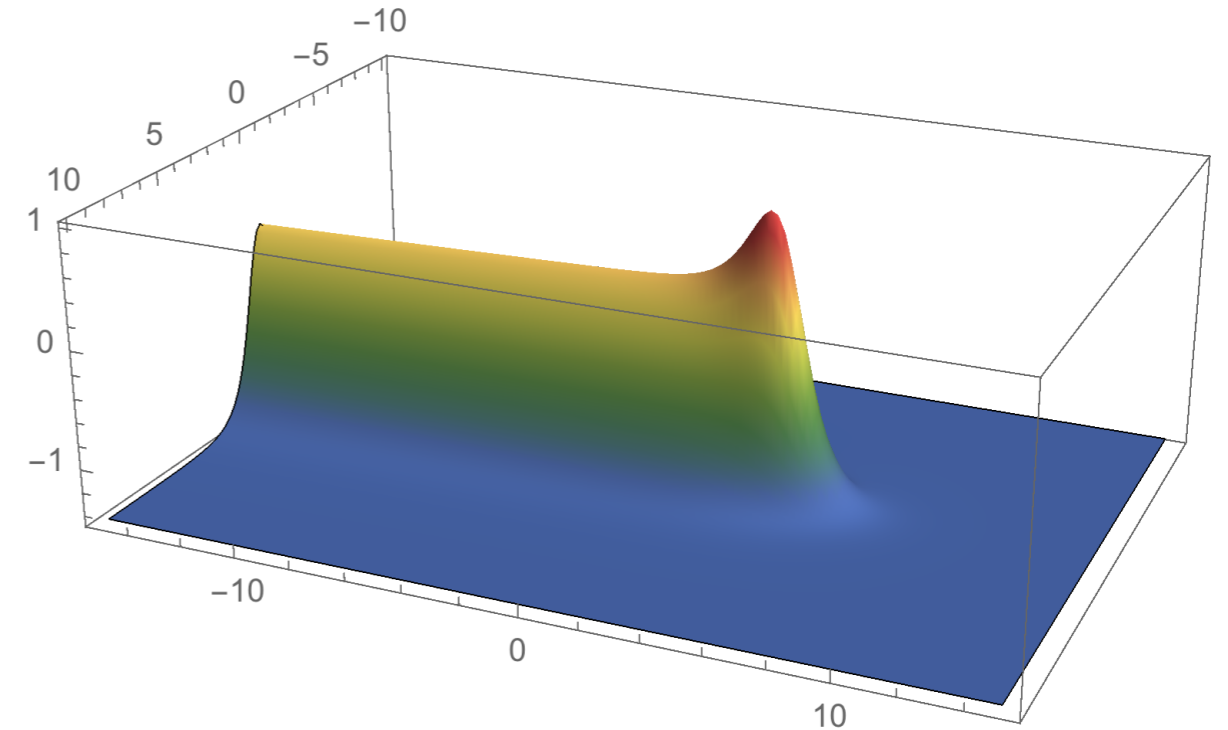
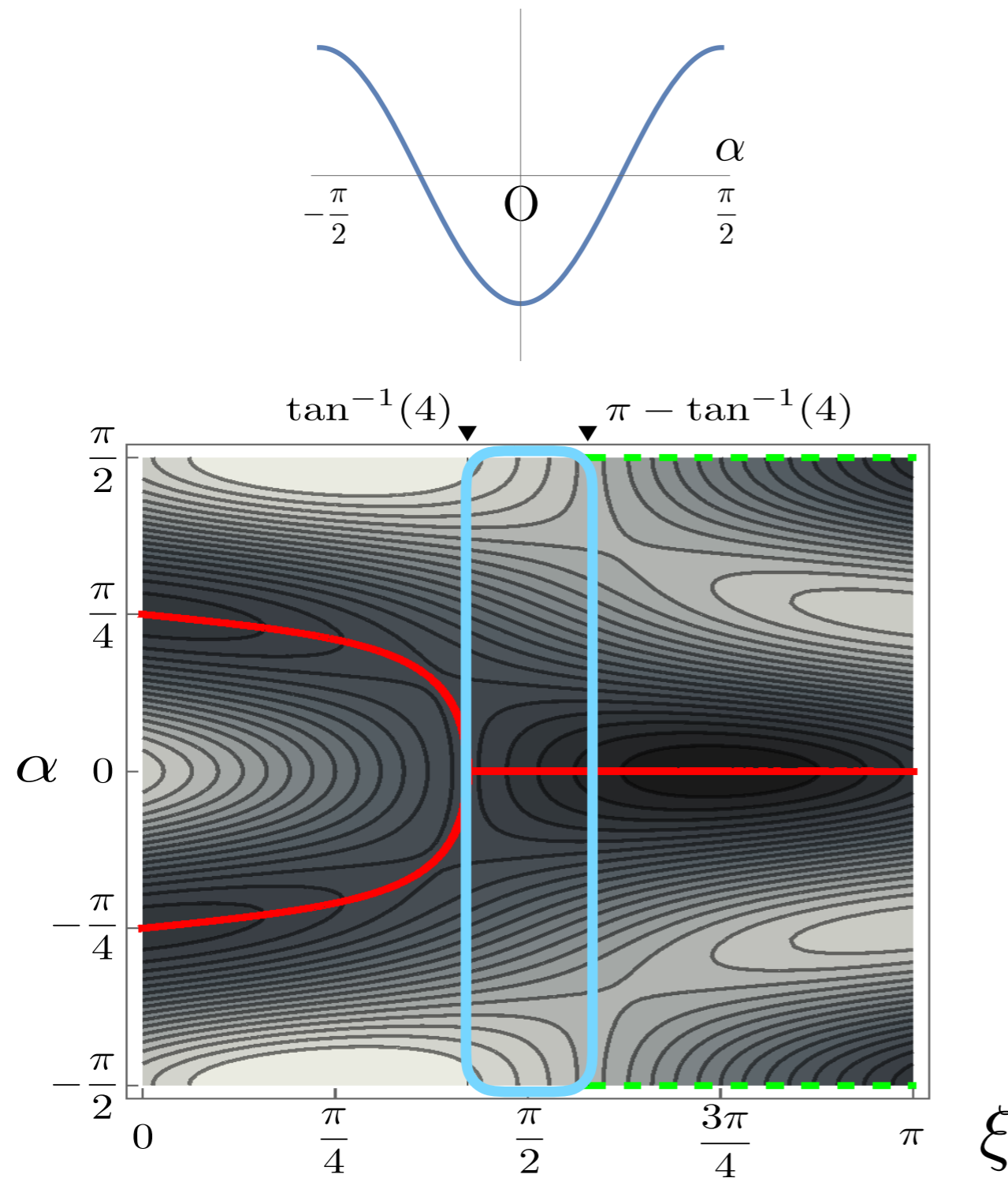


Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

Case III ($\xi = \pi/2$)

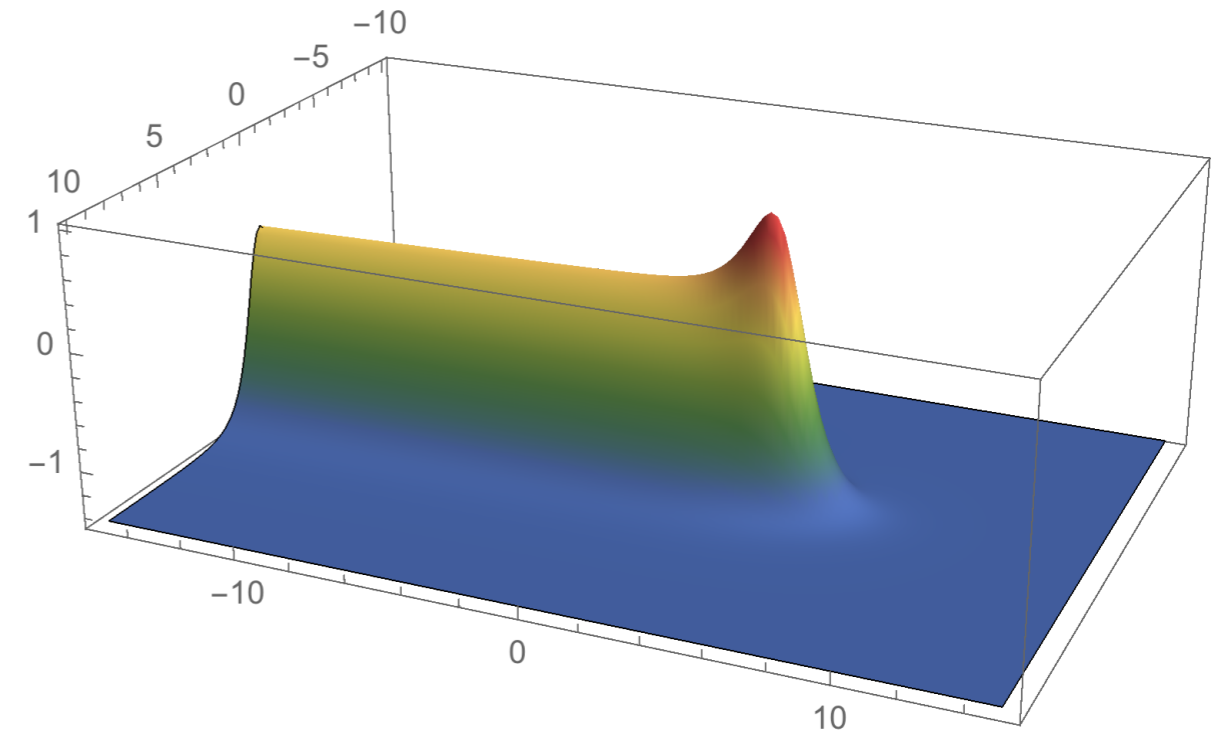
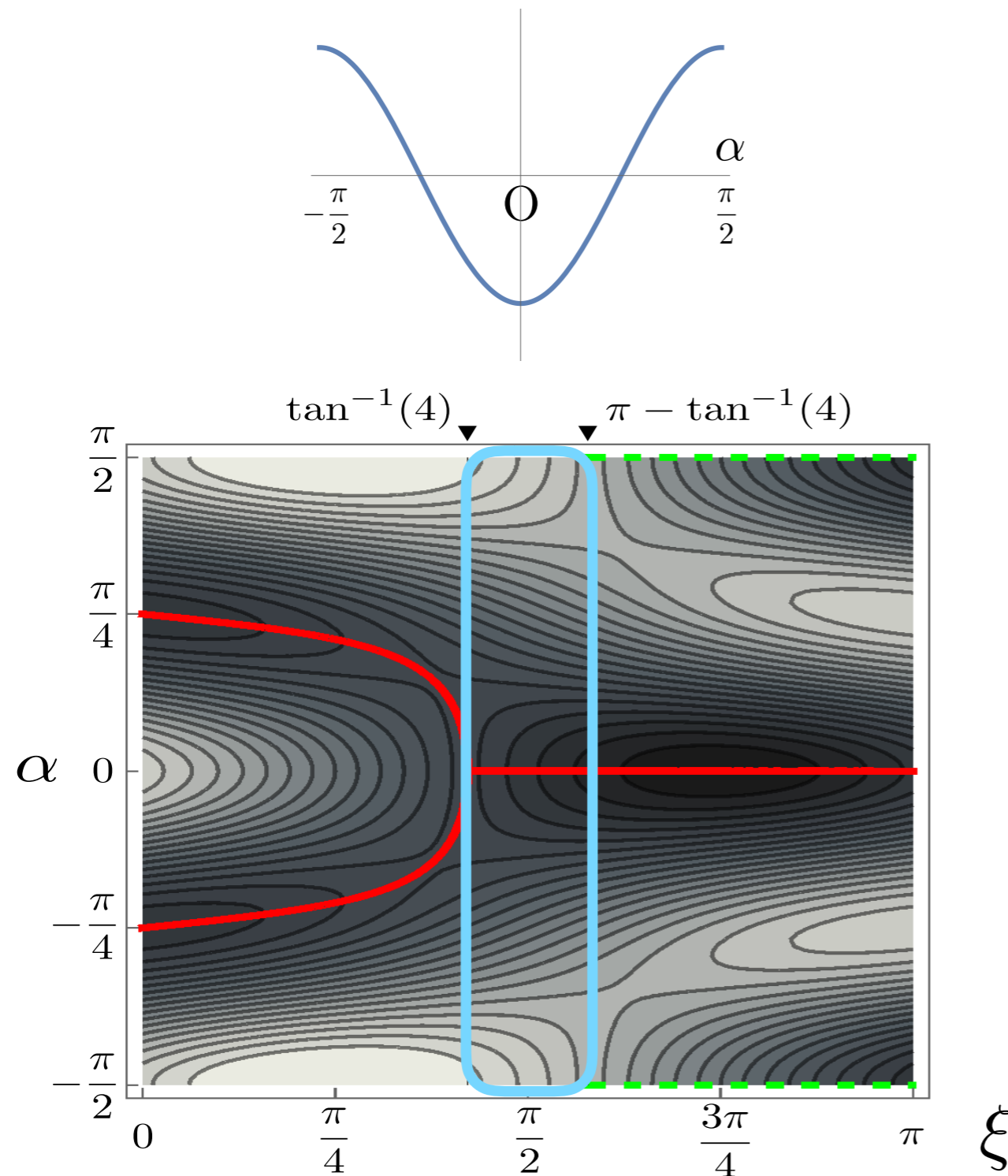


Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

Case III ($\xi = \pi/2$)



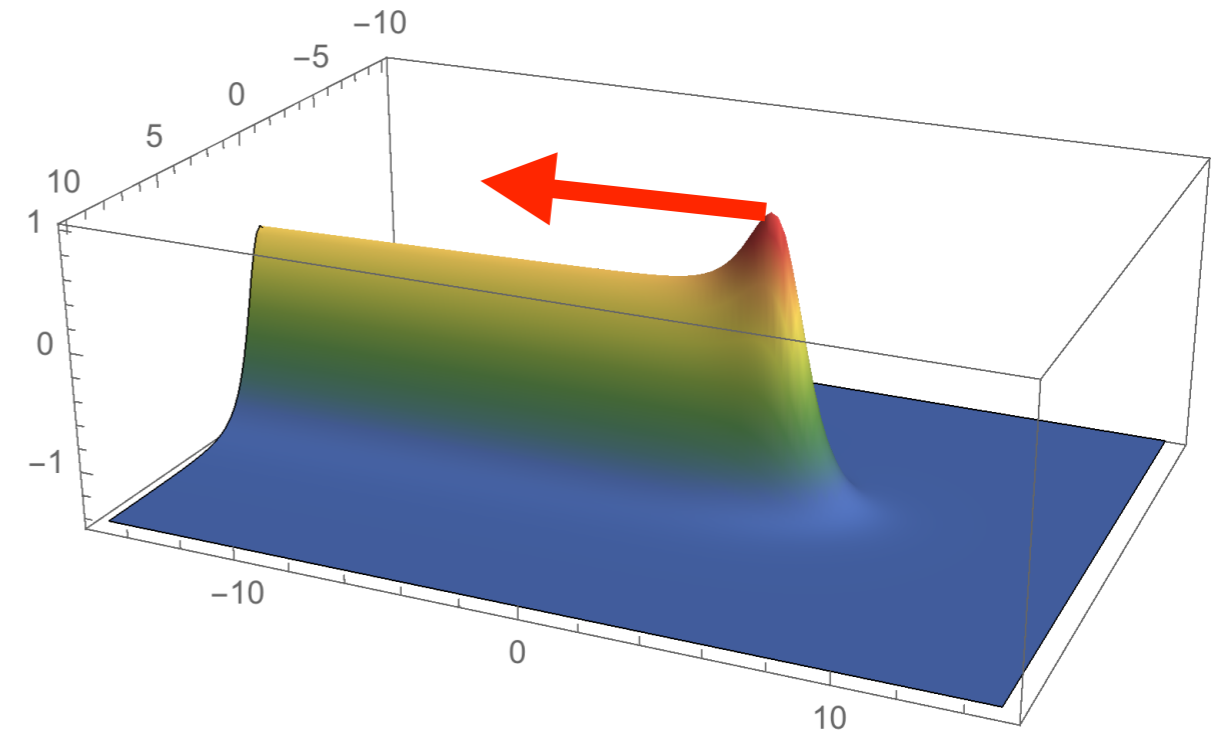
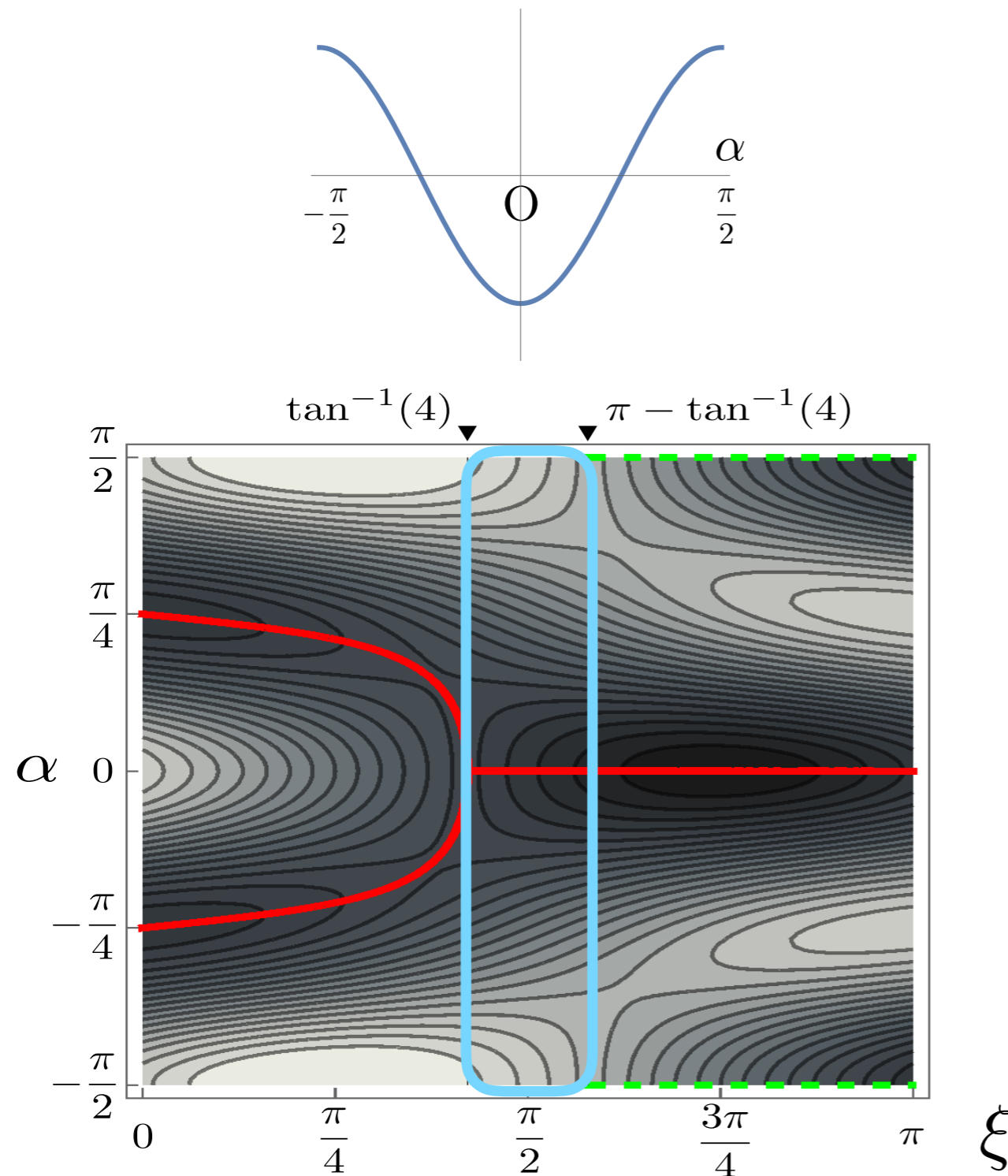
One domain wall is attached to the vortex

Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

Case III ($\xi = \pi/2$)



One domain wall is attached to the vortex

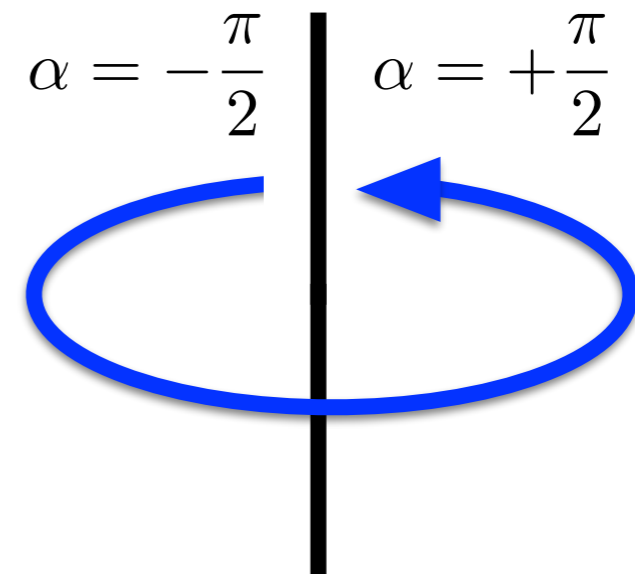
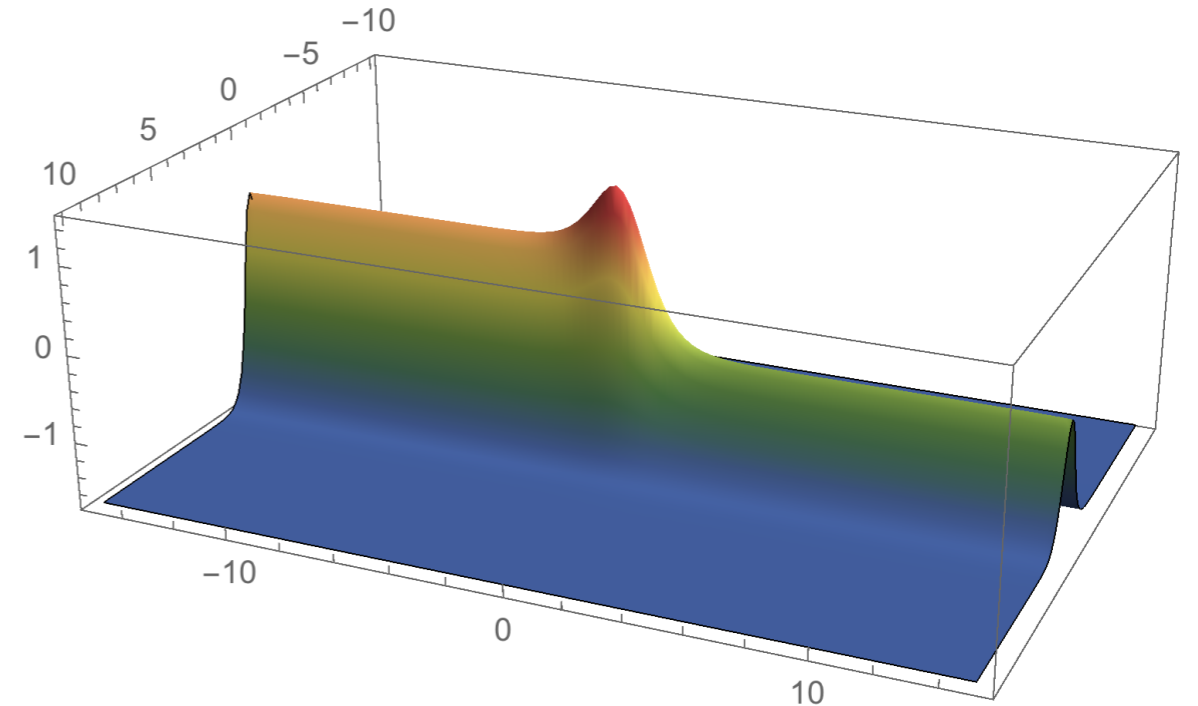
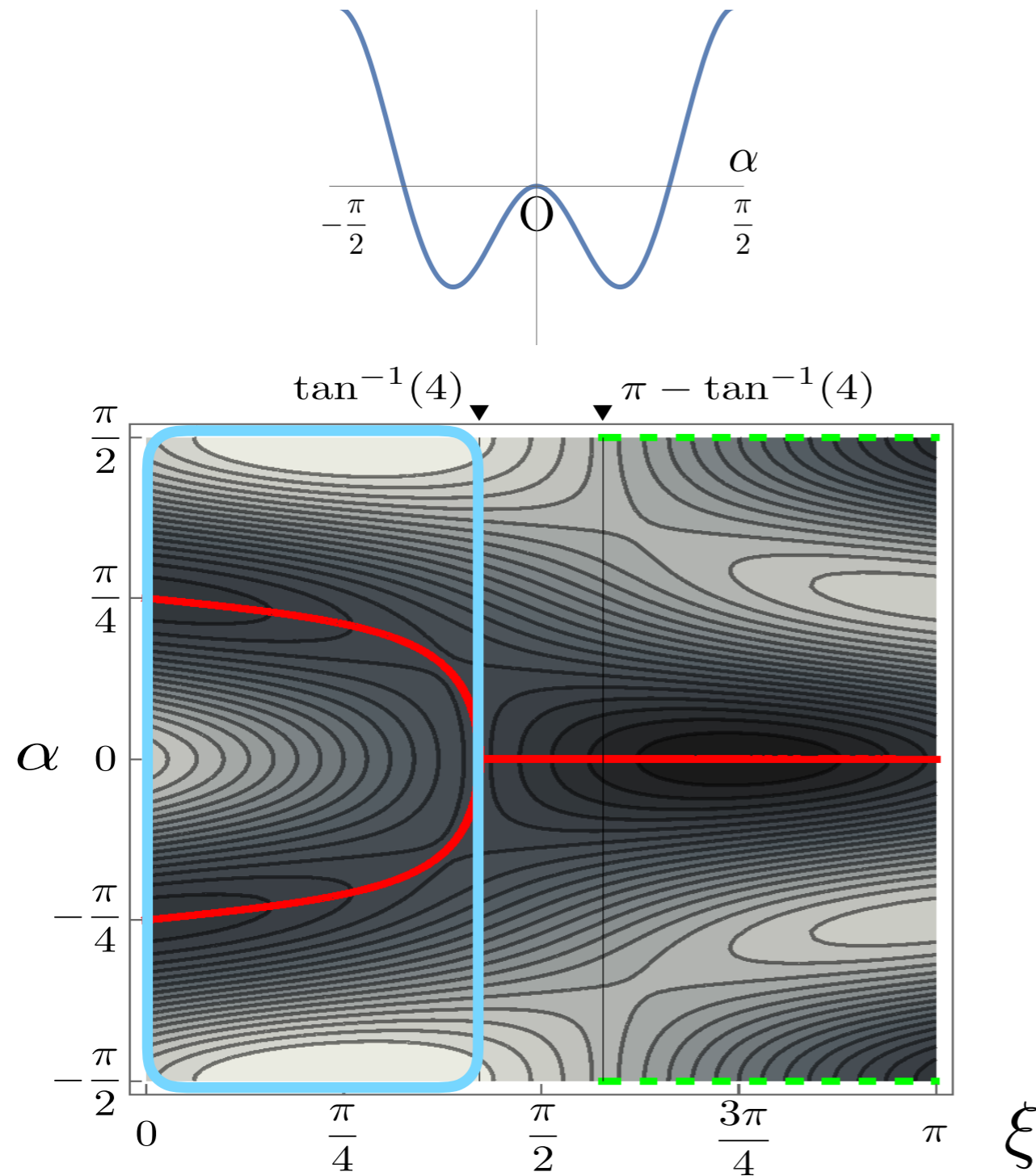
Tension of the wall drags the vortex towards the side of the wall

Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

Case II ($\xi = \pi/4$)

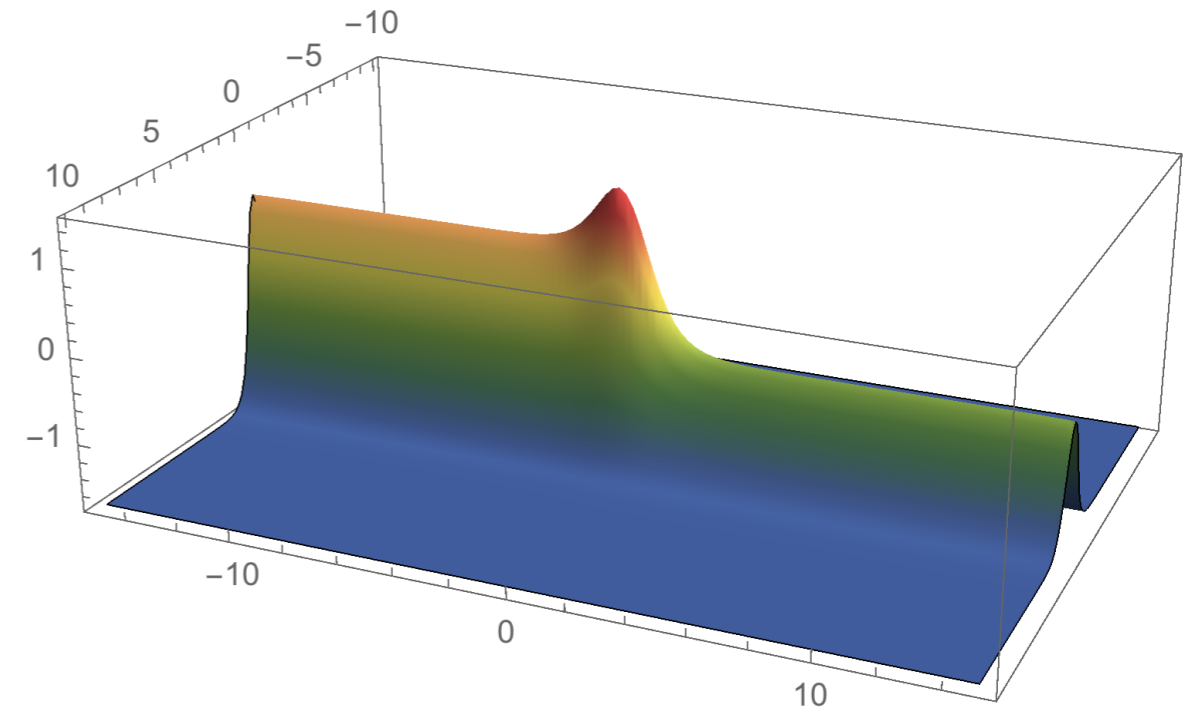
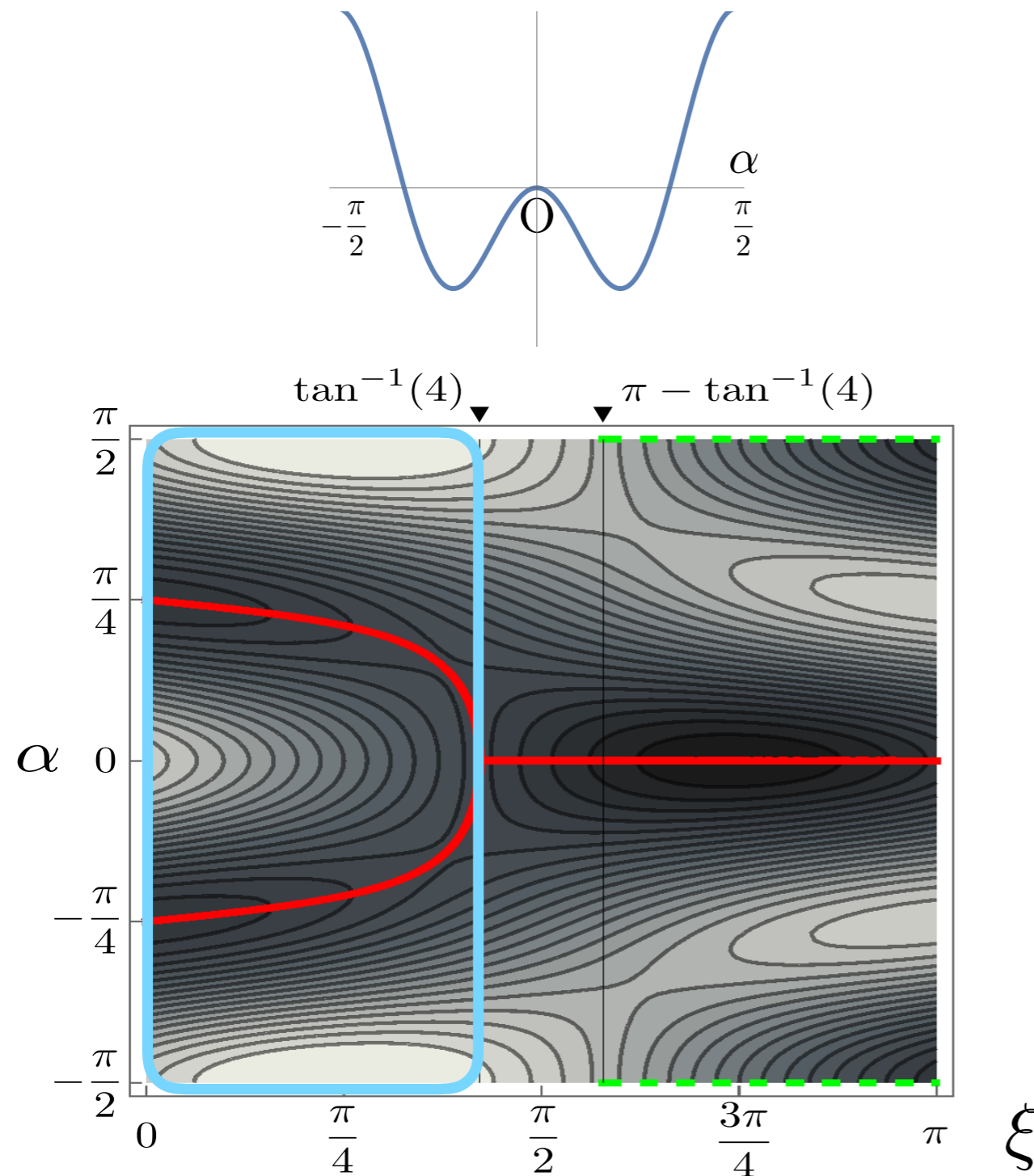


Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

Case II ($\xi = \pi/4$)

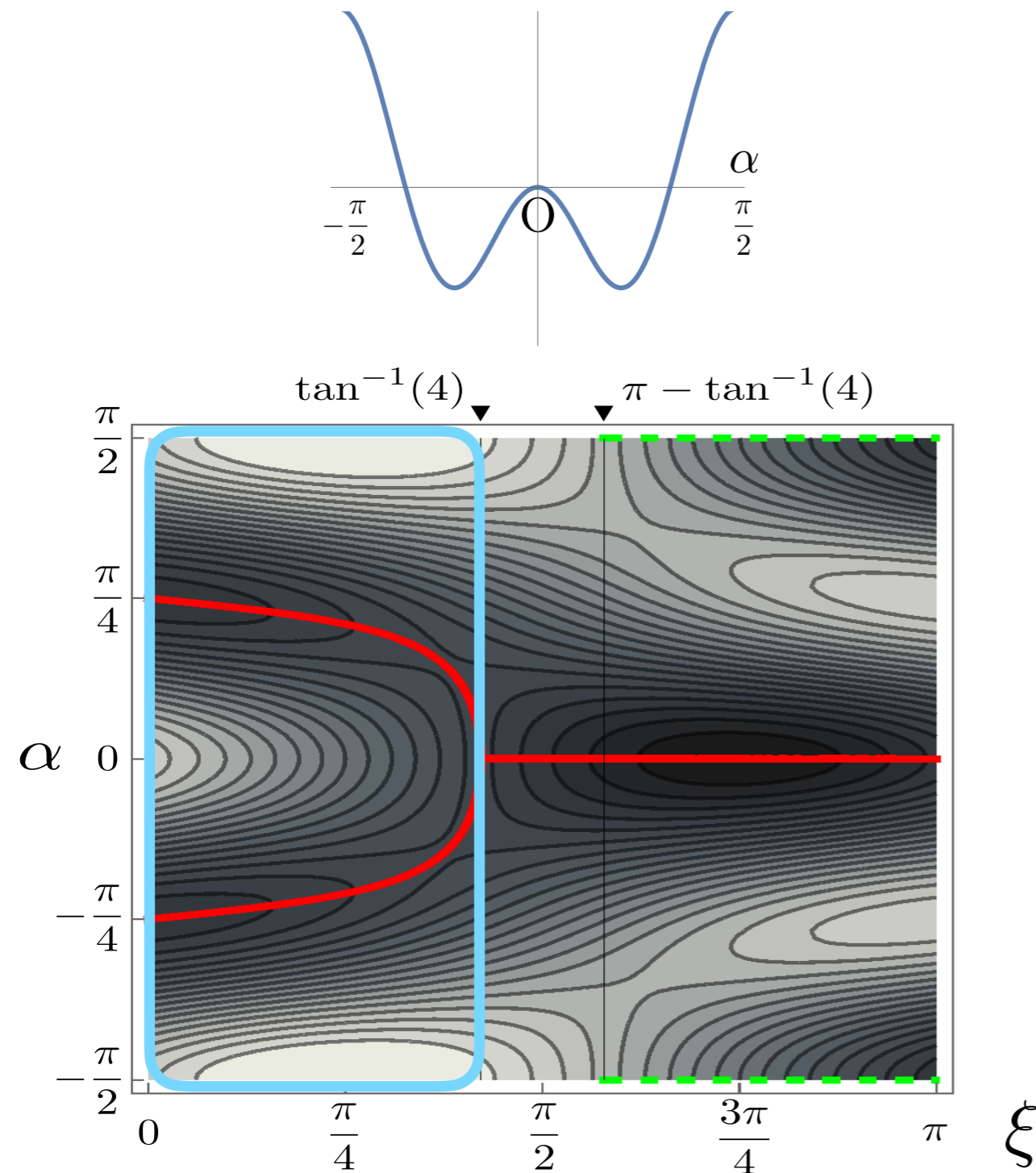


Two domain walls are attached to the vortex

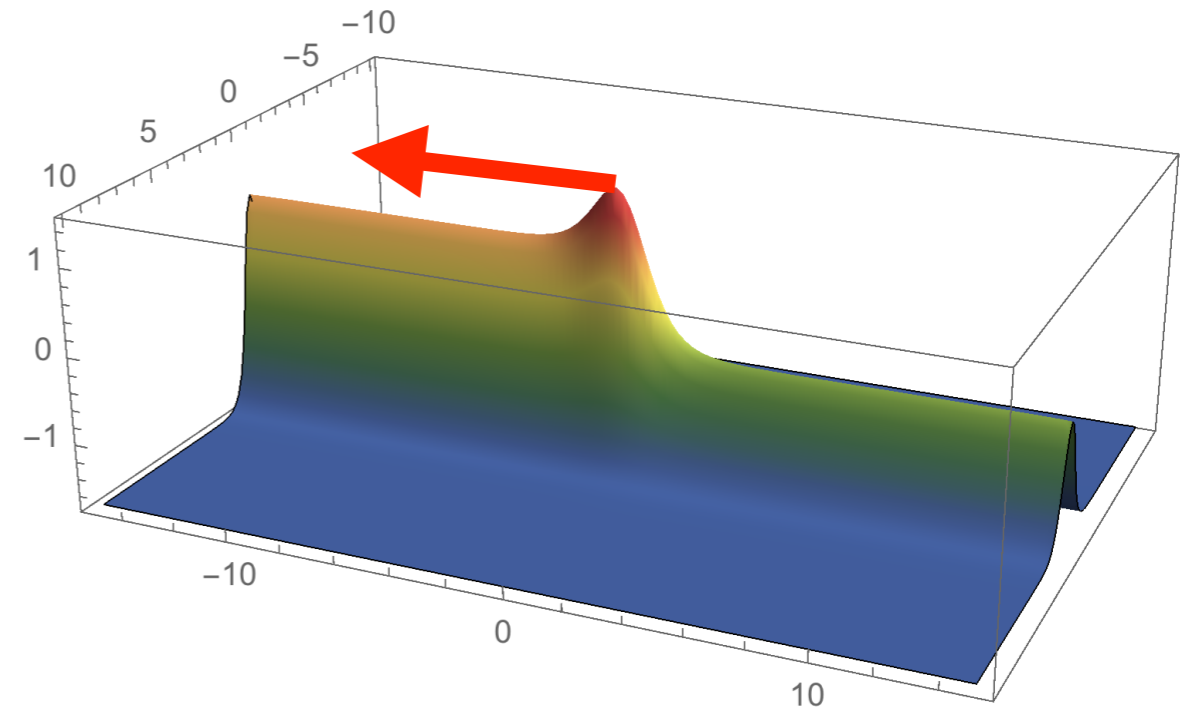
Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453



Case II ($\xi = \pi/4$)



Two domain walls are attached to the vortex

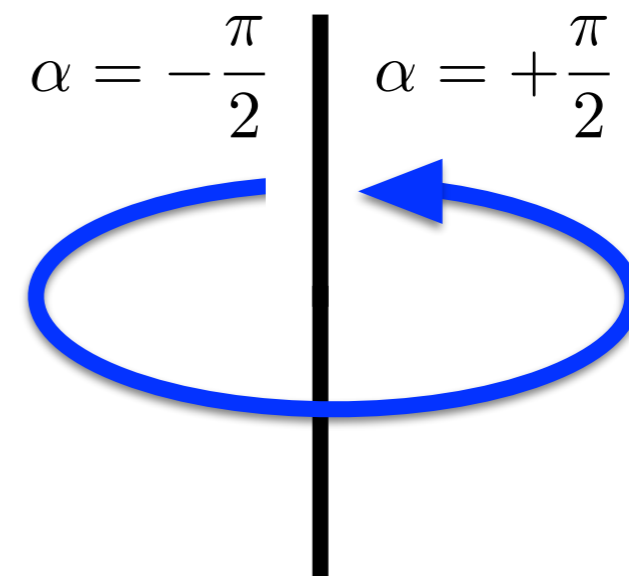
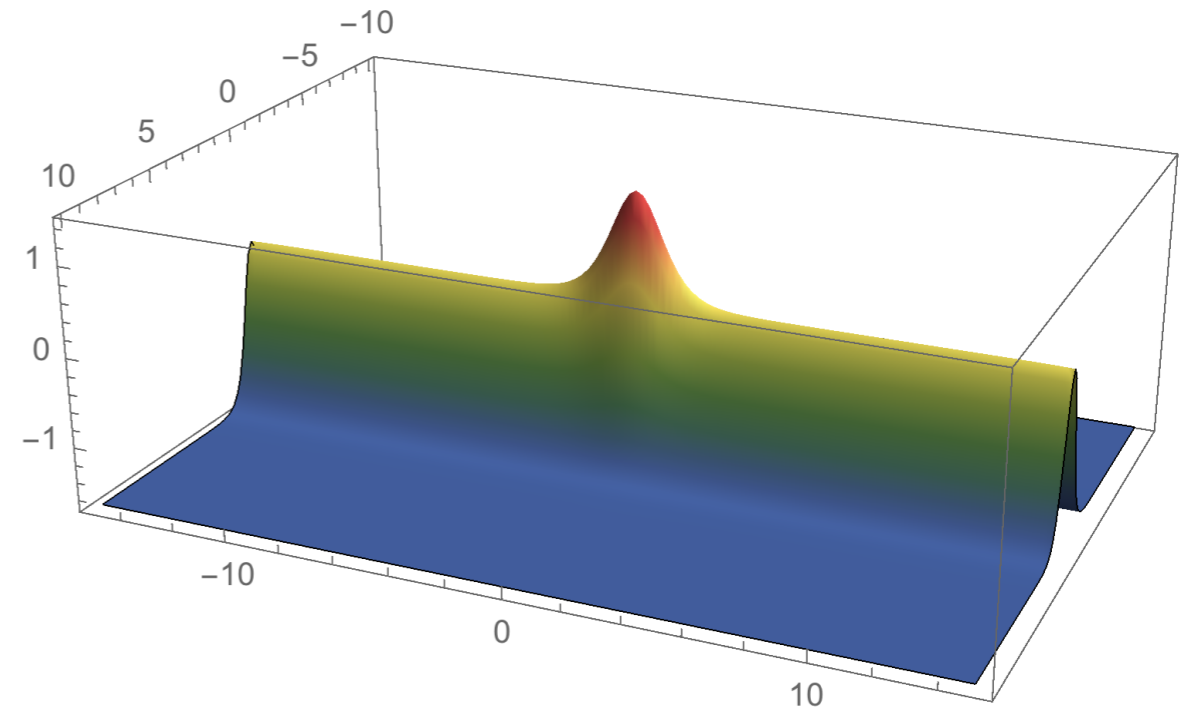
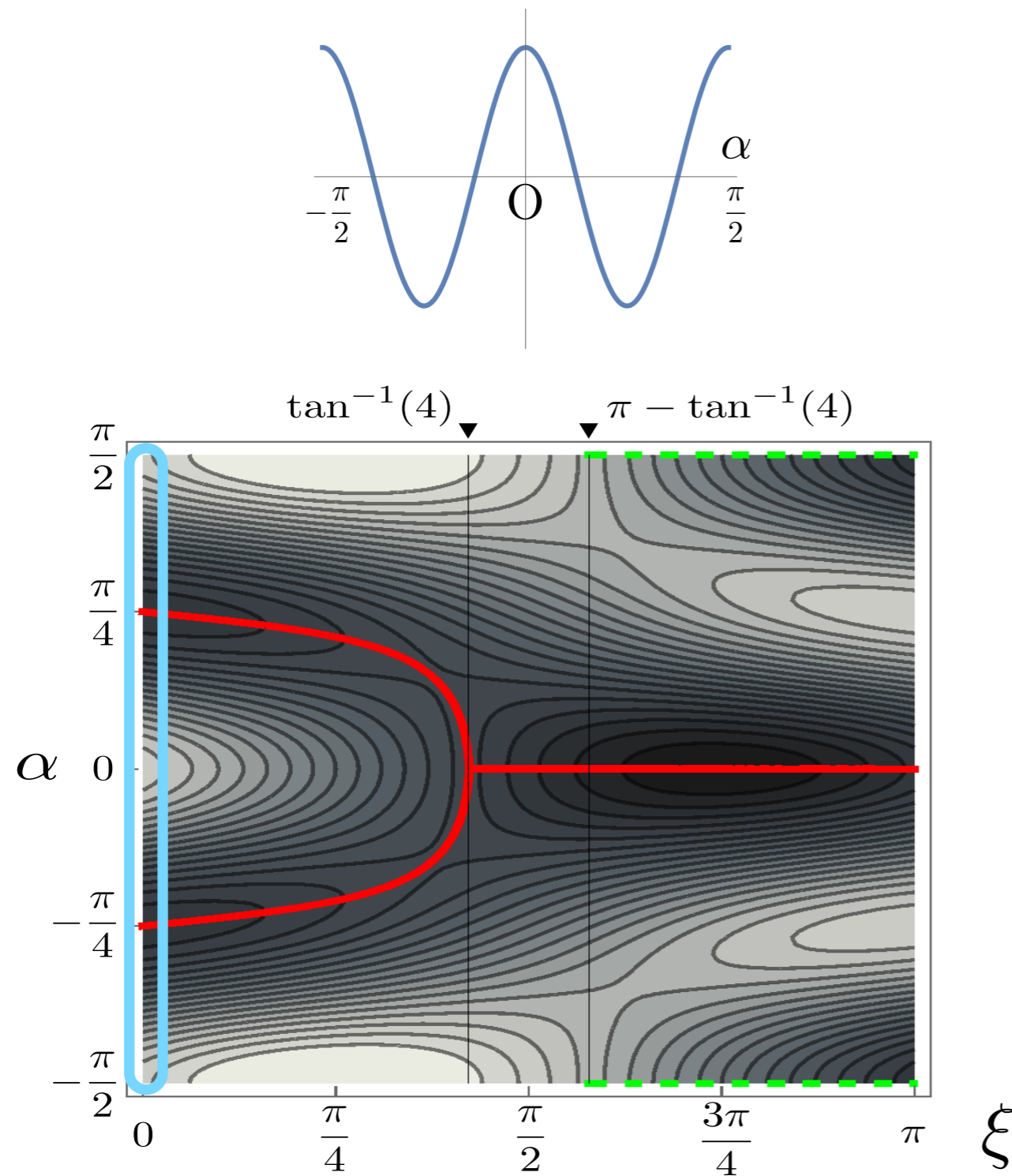
Due to the difference of the tension of two domain walls, the vortex moves toward higher-tension wall

Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

Case I ($\xi = 0$)

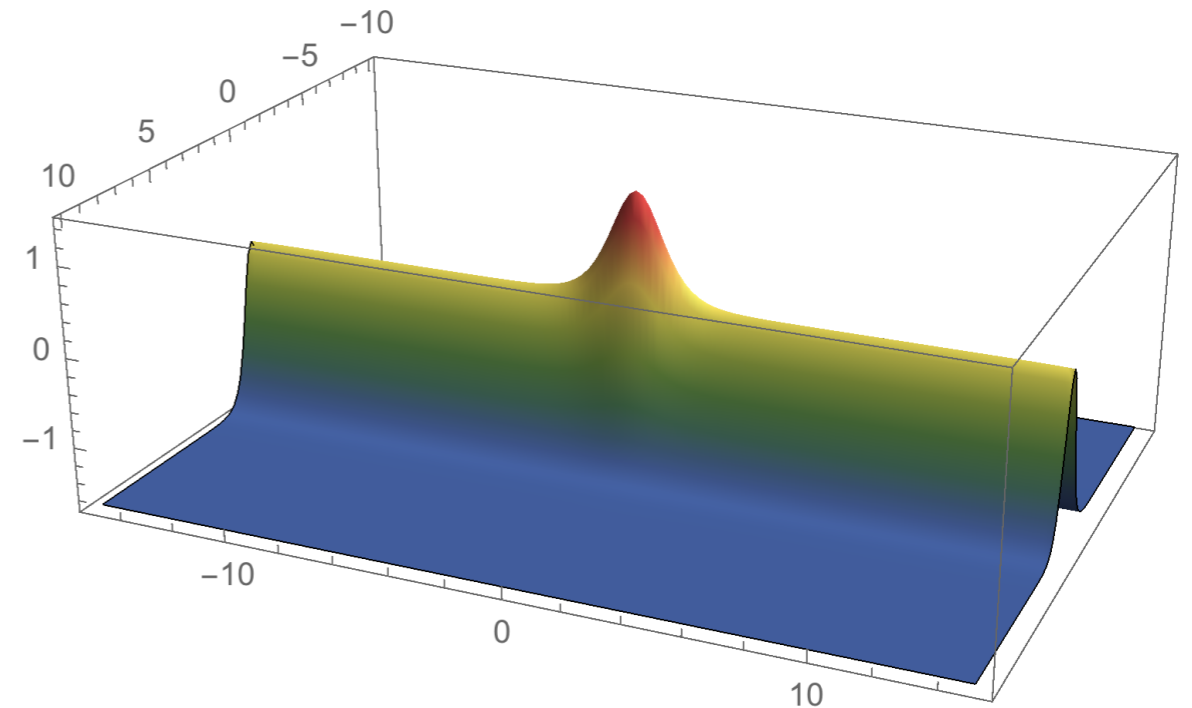
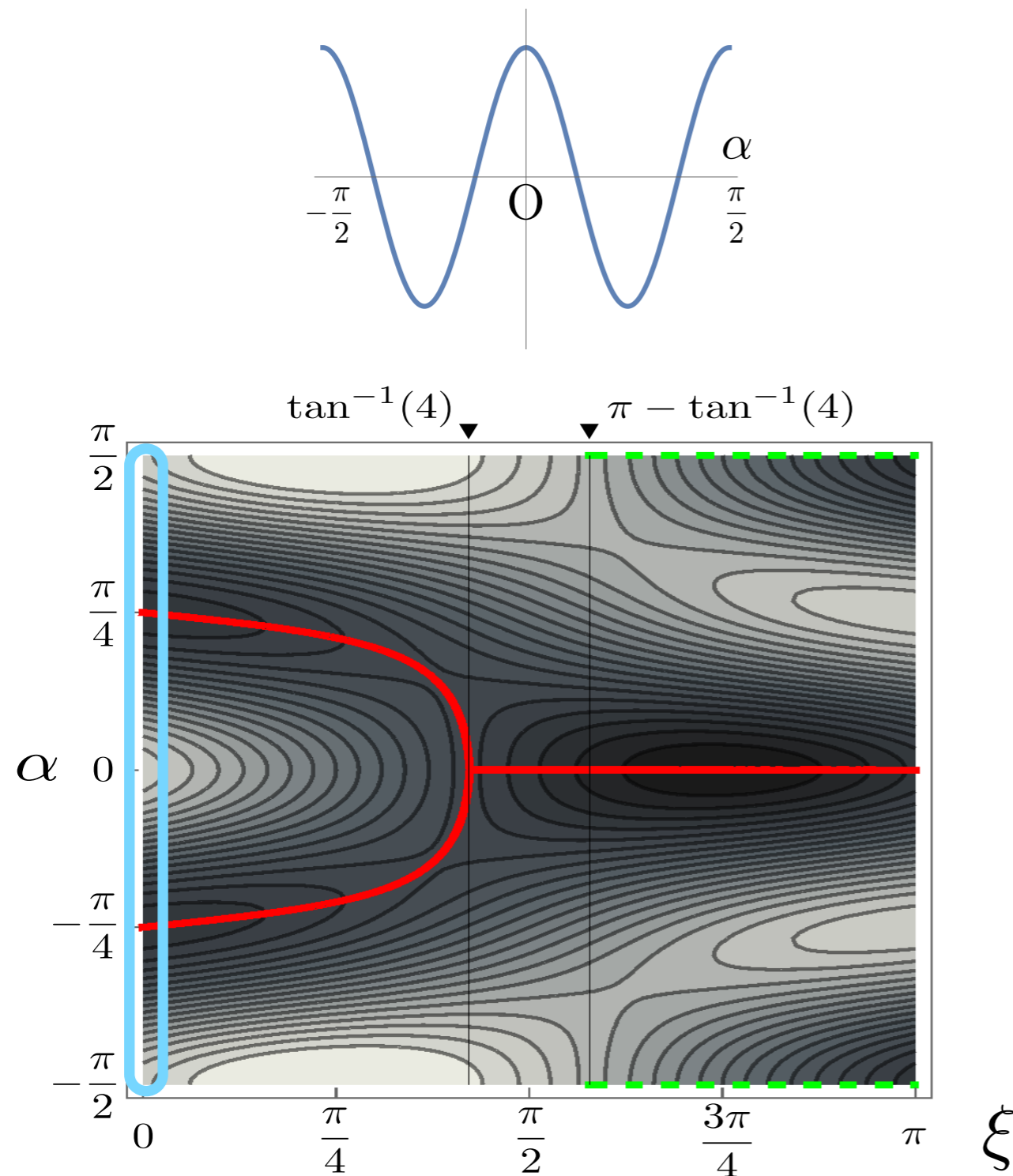


Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

Case I ($\xi = 0$)



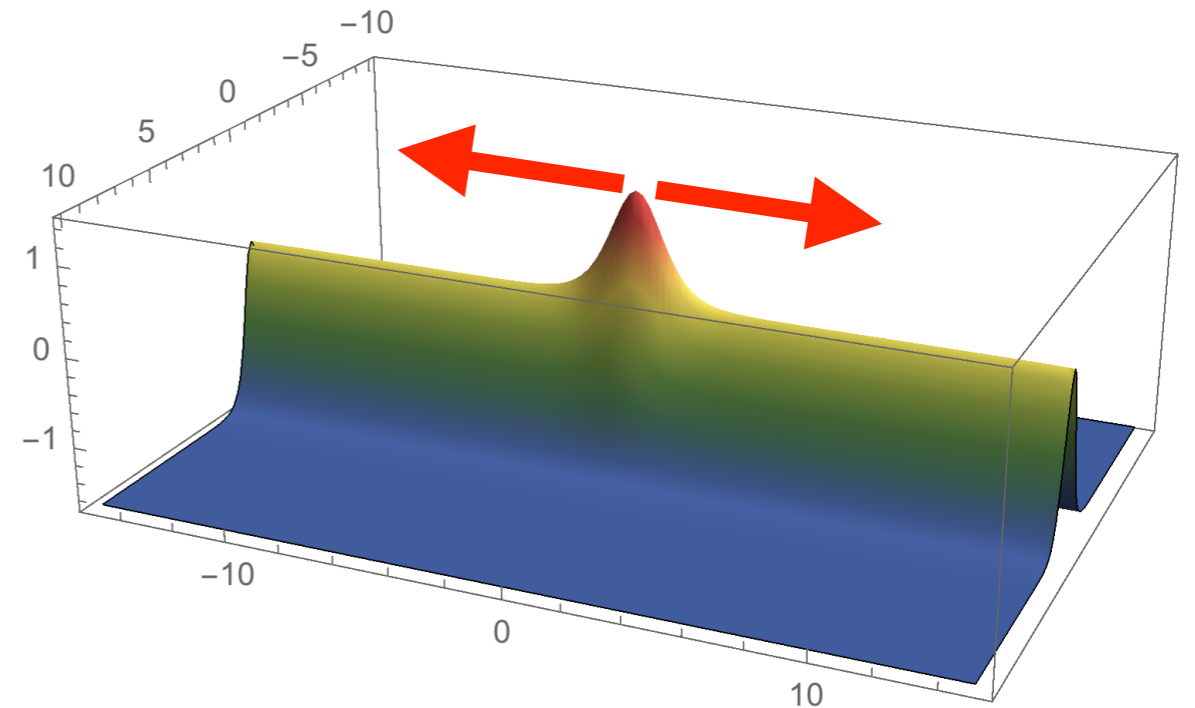
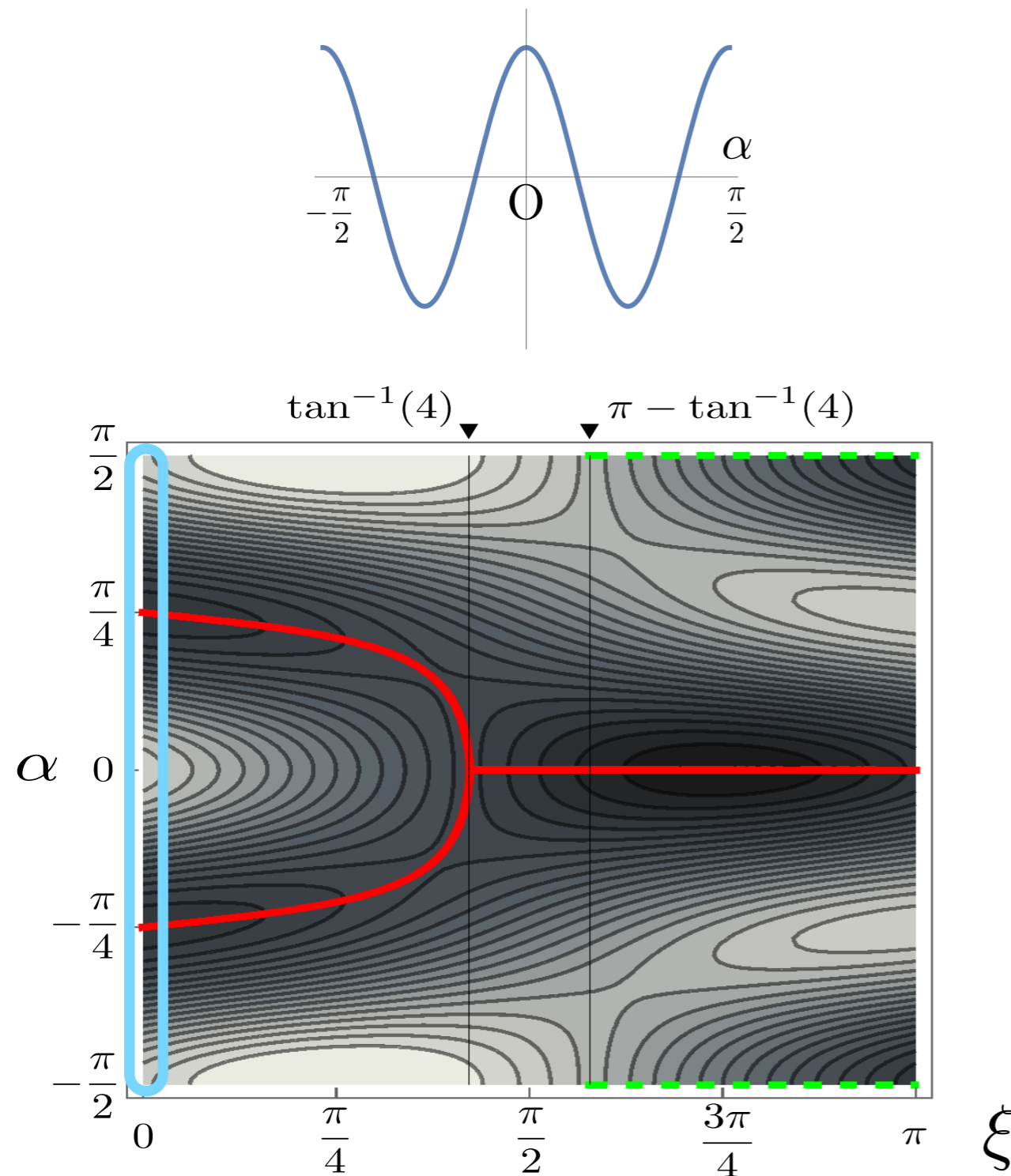
Two domain walls that have the same tension are attached to the vortex

Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

Case I ($\xi = 0$)



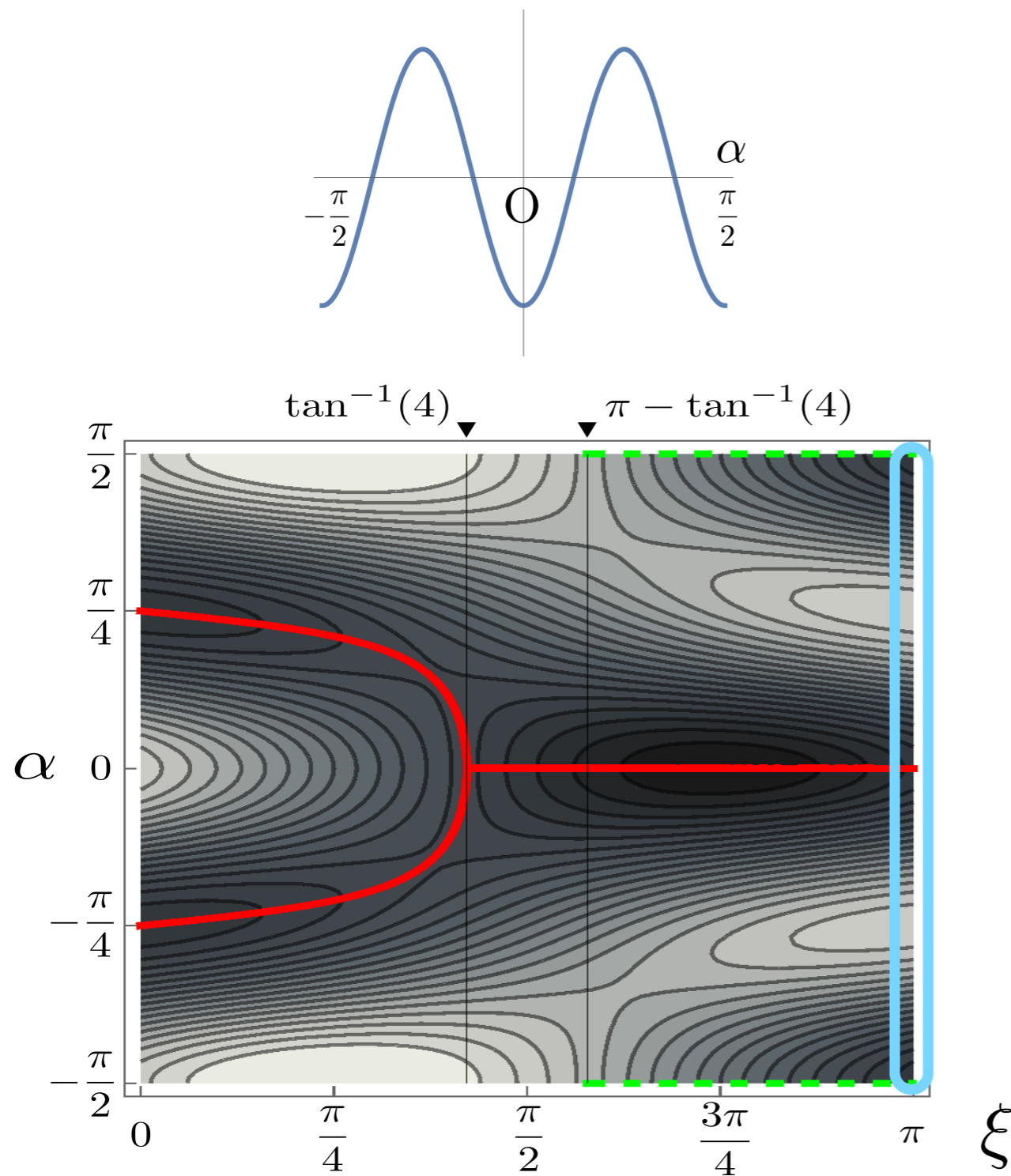
Two domain walls that have the same tension are attached to the vortex

Since the tensions from both side of walls are balanced, the vortex is stable

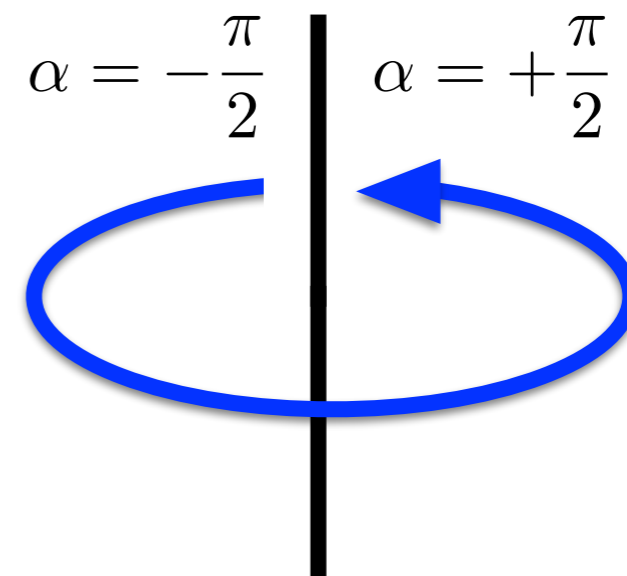
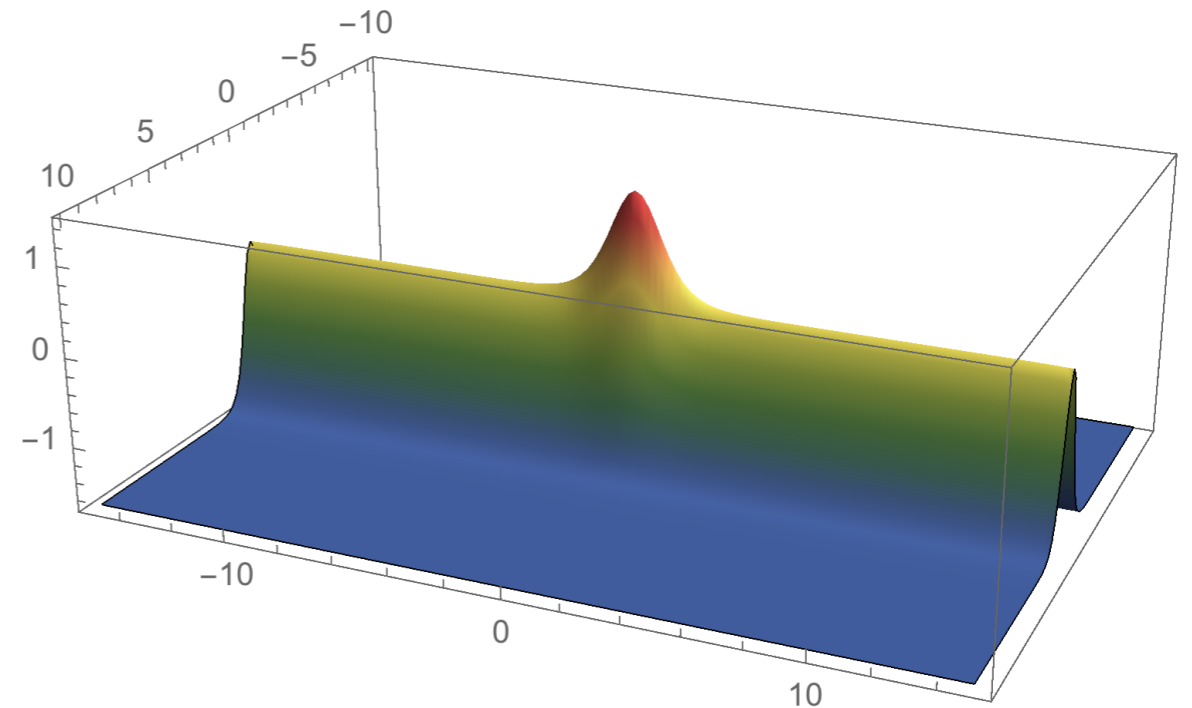
Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453



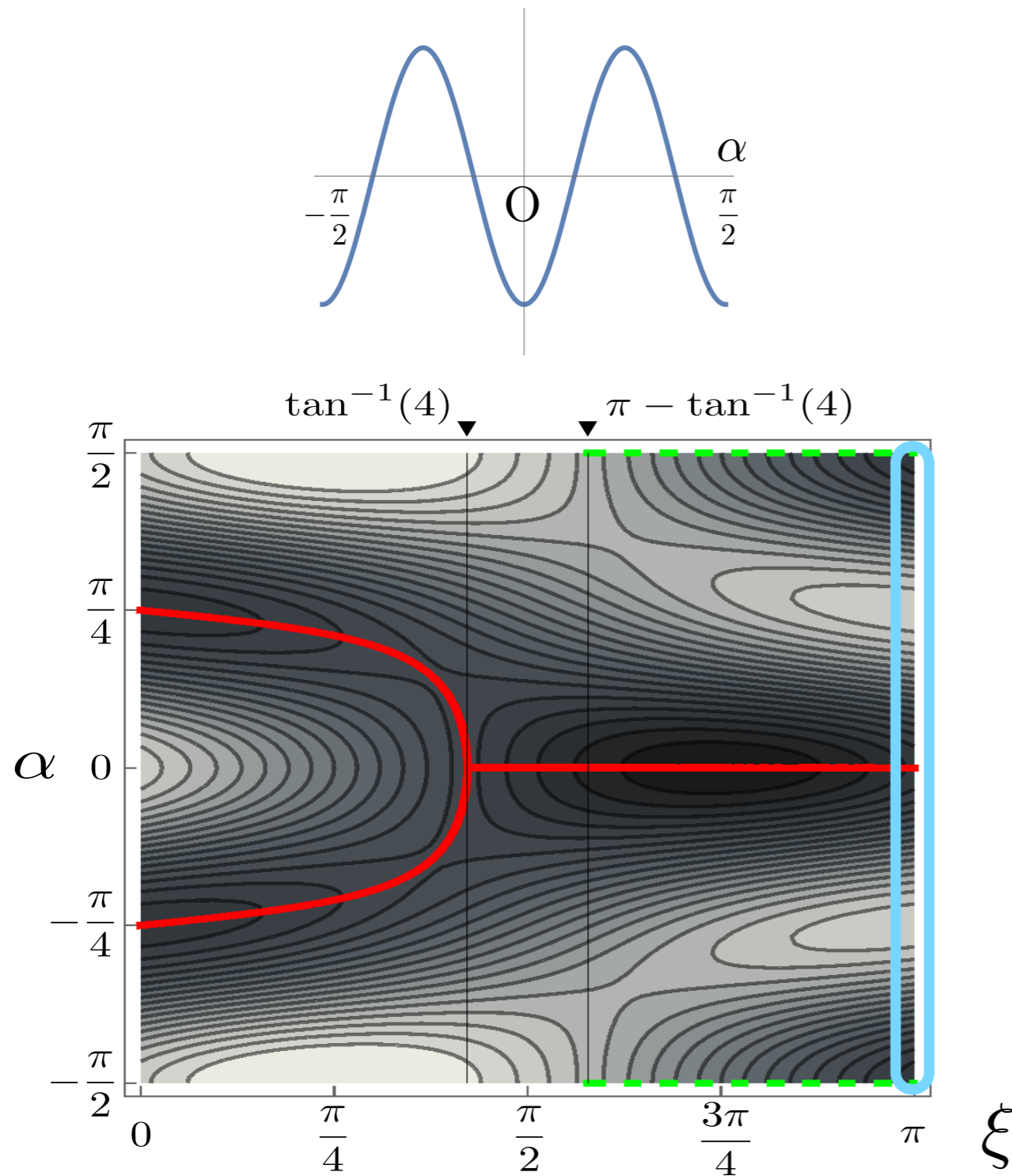
Case V ($\xi = \pi$)



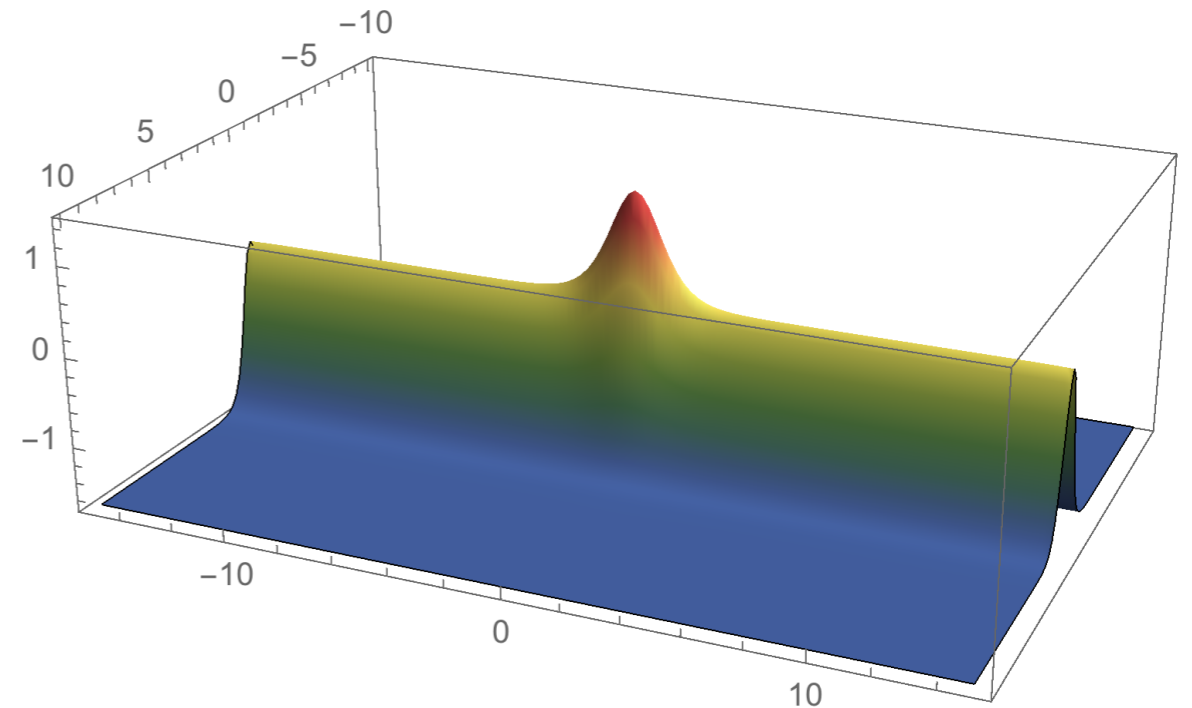
Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453



Case V ($\xi = \pi$)

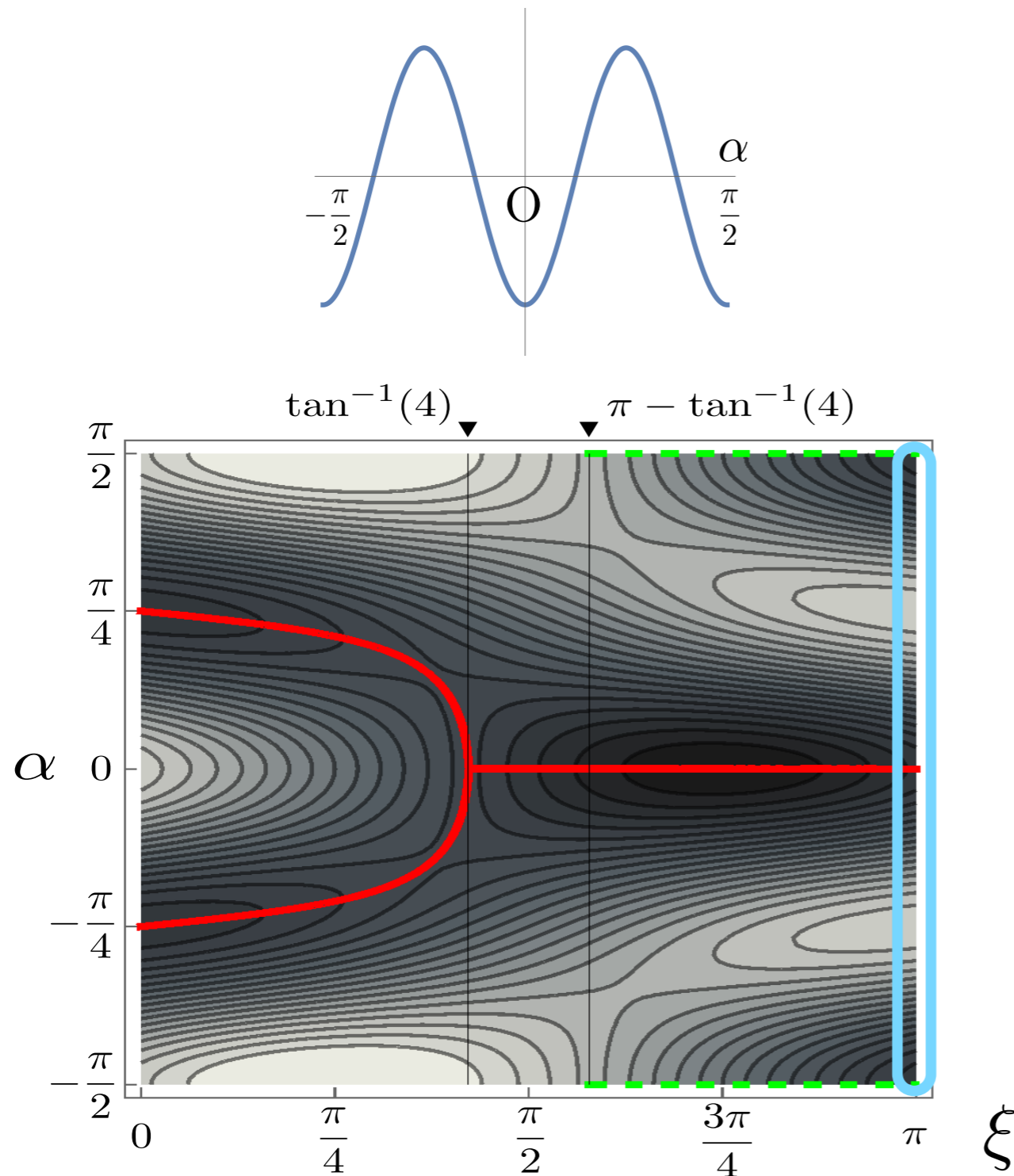


Two domain walls that have the same tension are attached to the vortex

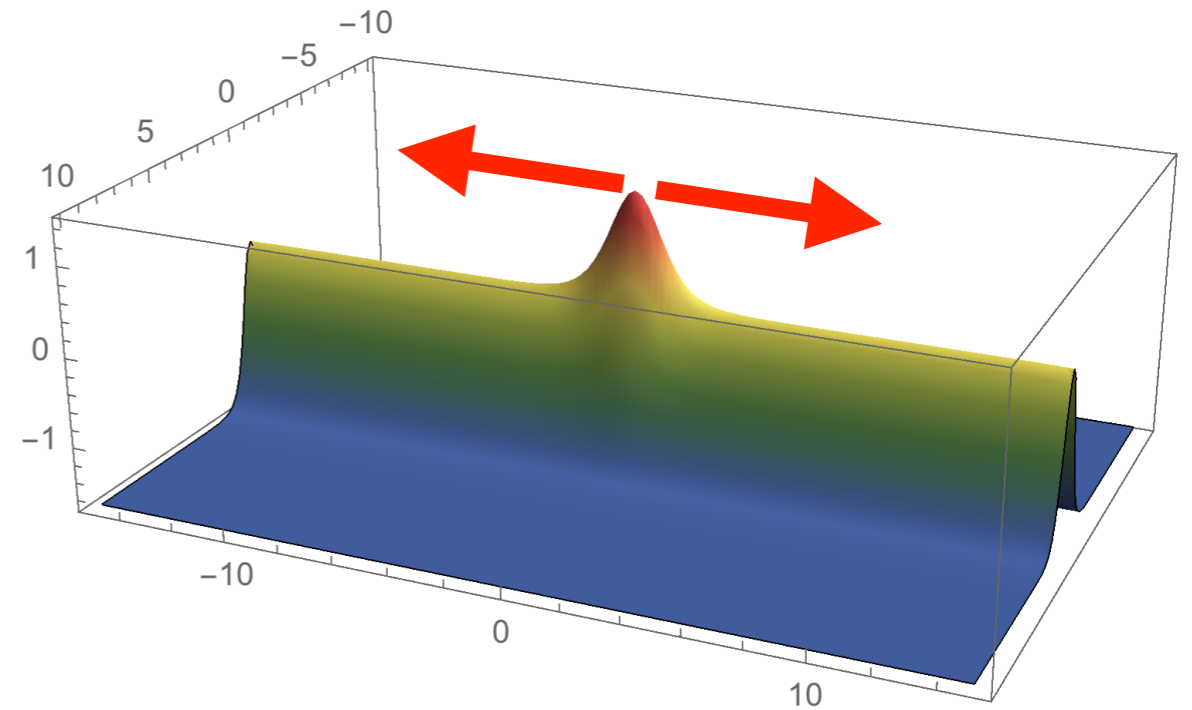
Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453



Case V ($\xi = \pi$)



Two domain walls that have the same tension are attached to the vortex

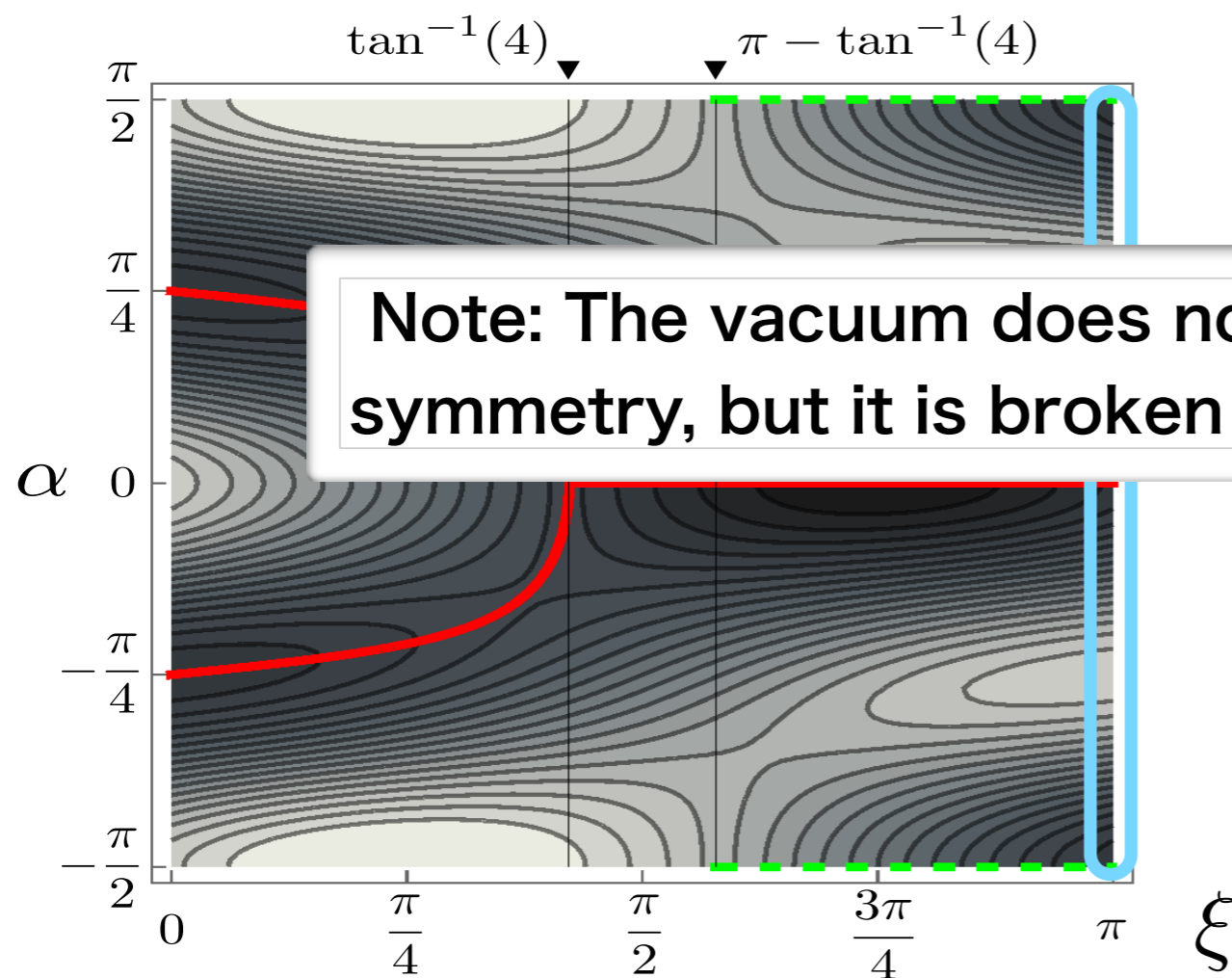
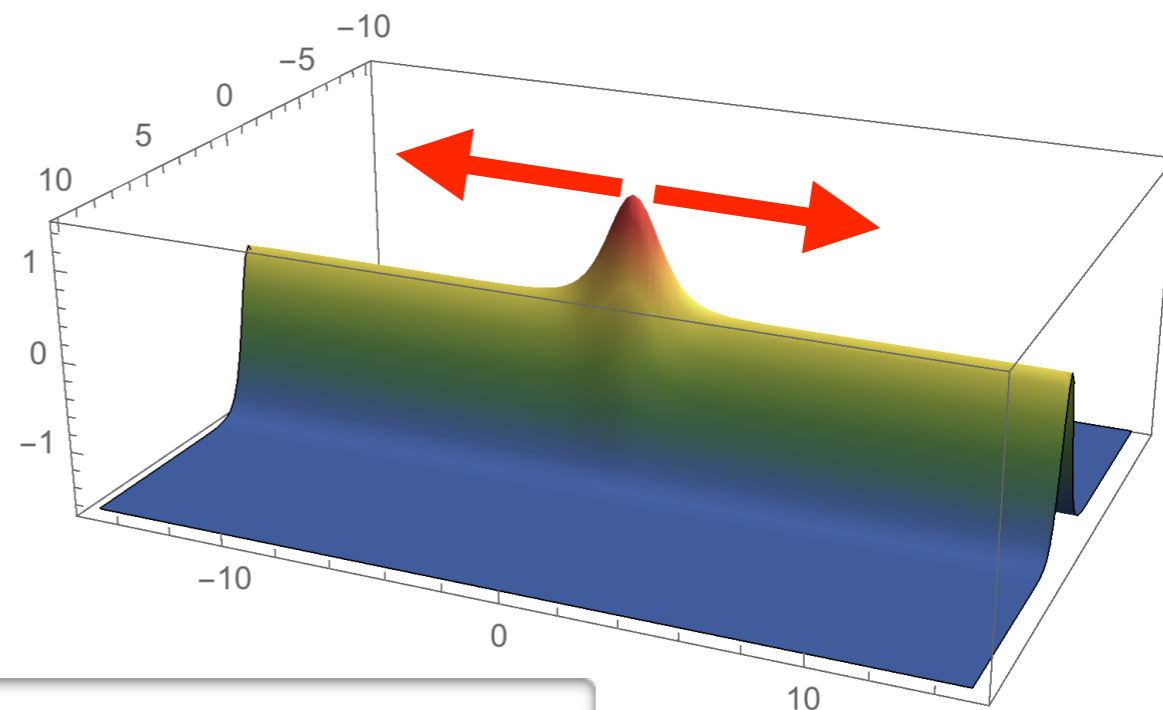
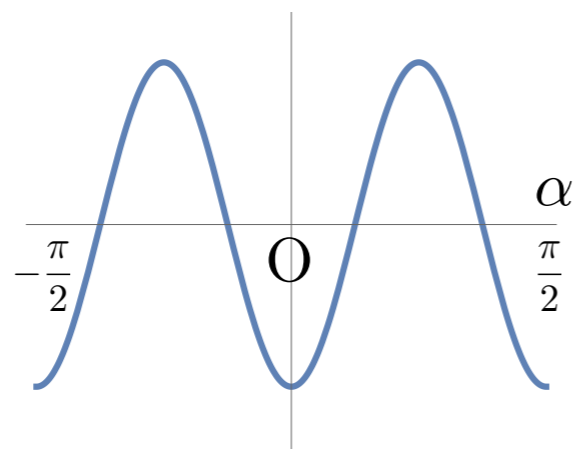
Since the tensions from both side of walls are balanced, the vortex is stable

Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

Case V ($\xi = \pi$)



Note: The vacuum does not break the CP symmetry, but it is broken around the wall

that have the same tension are attached to the vortex

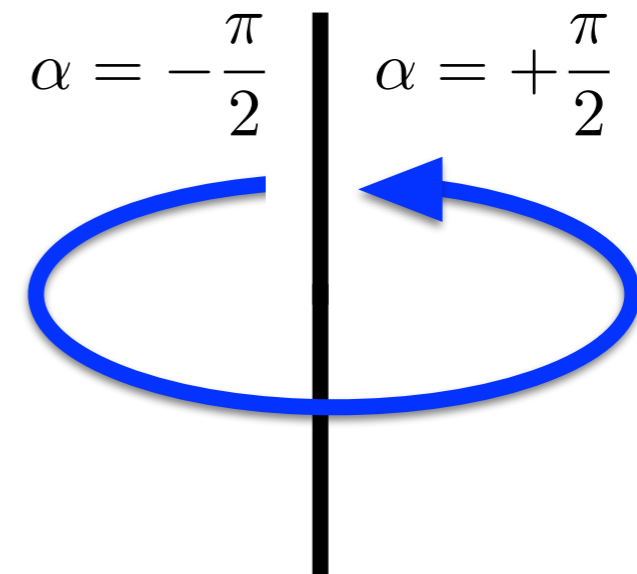
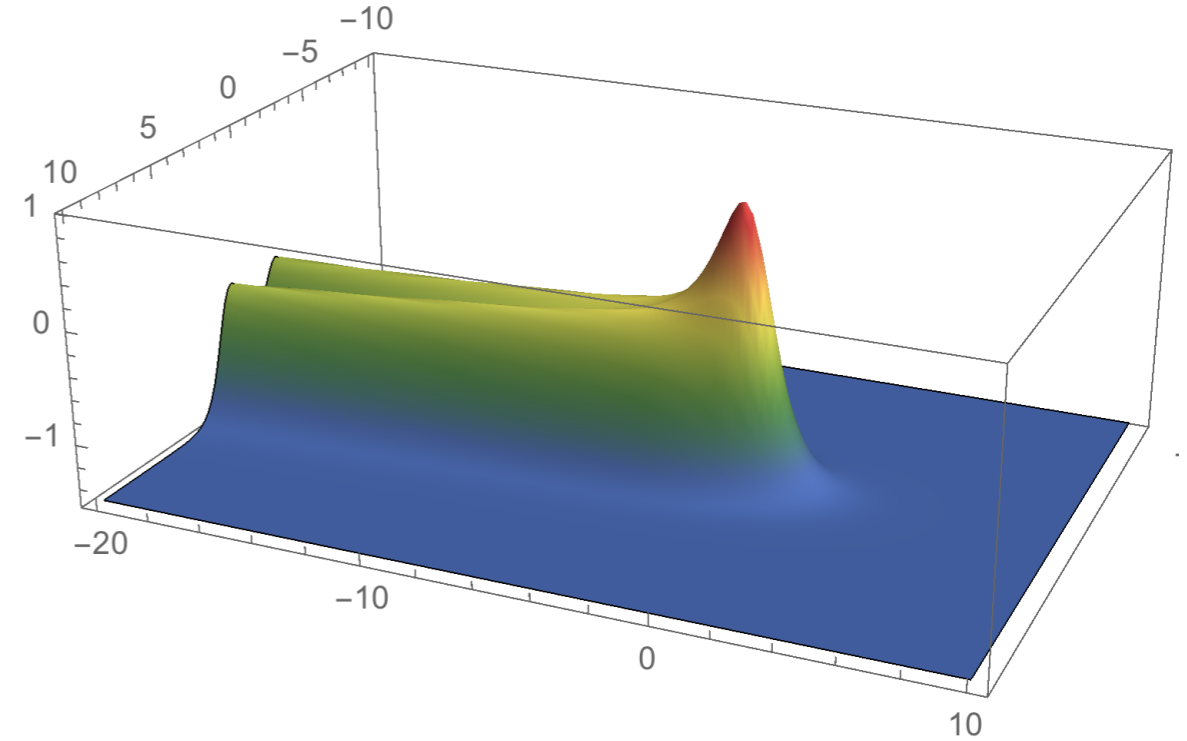
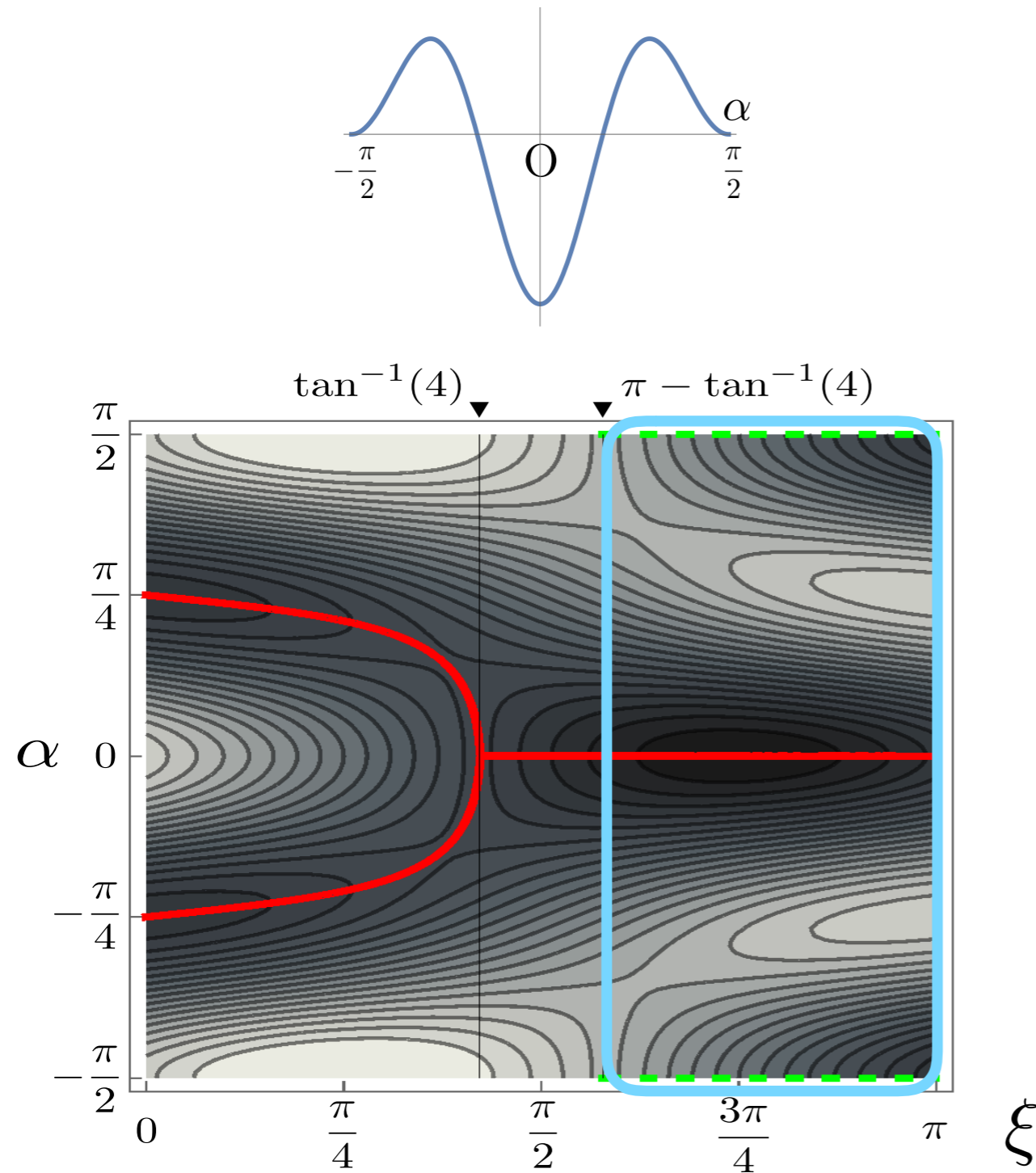
Since the tensions from both side of walls are balanced, the vortex is stable

Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

Case IV ($\xi = 3\pi/4$)

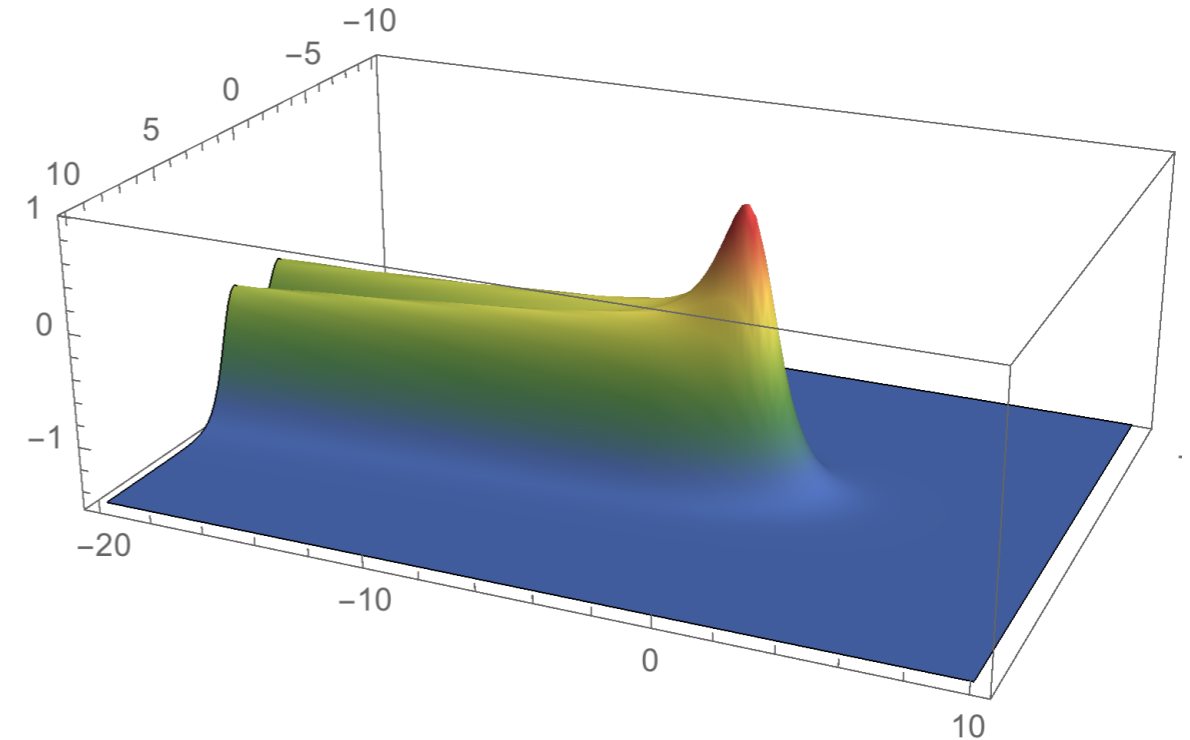
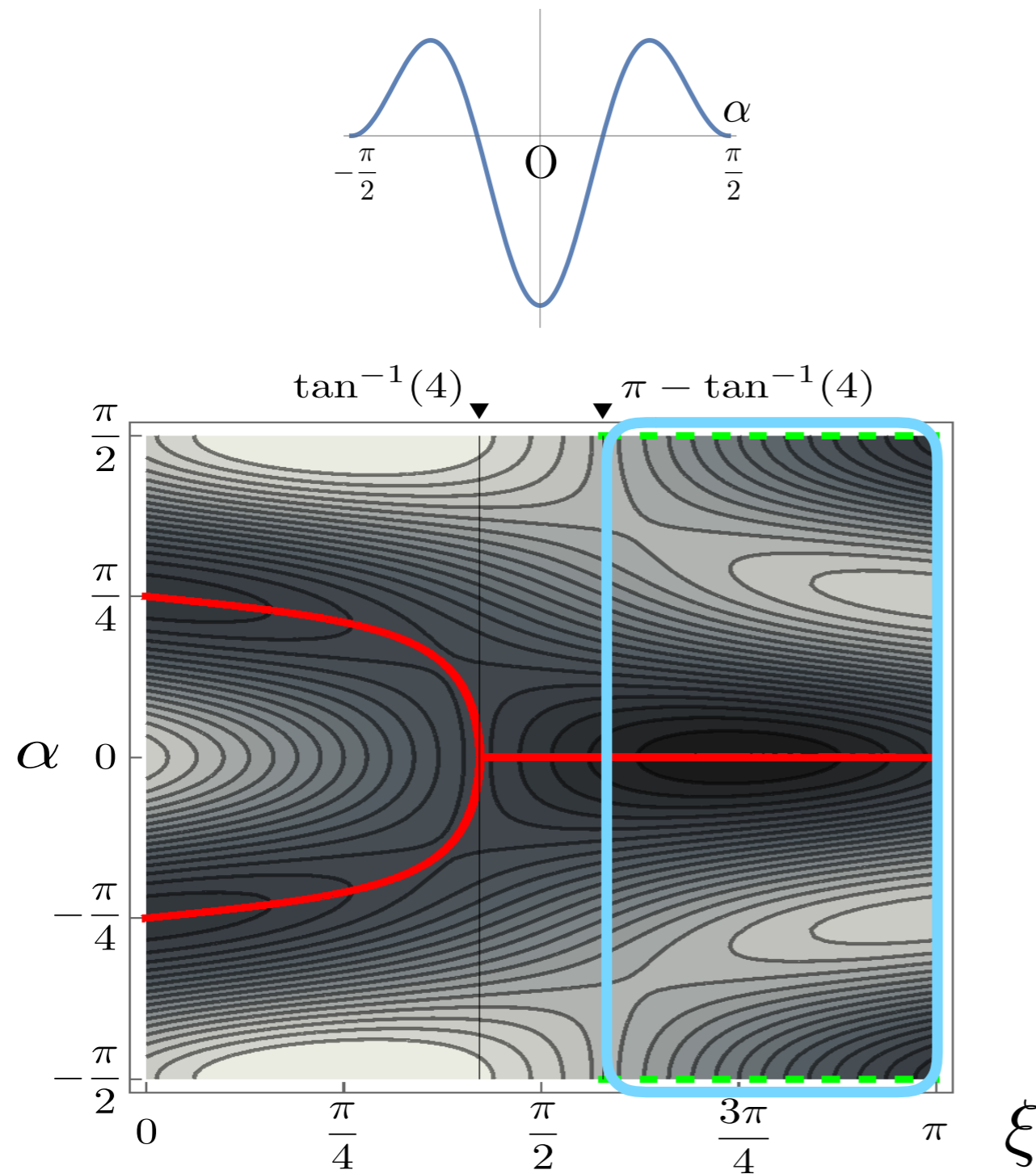


Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

Case IV ($\xi = 3\pi/4$)



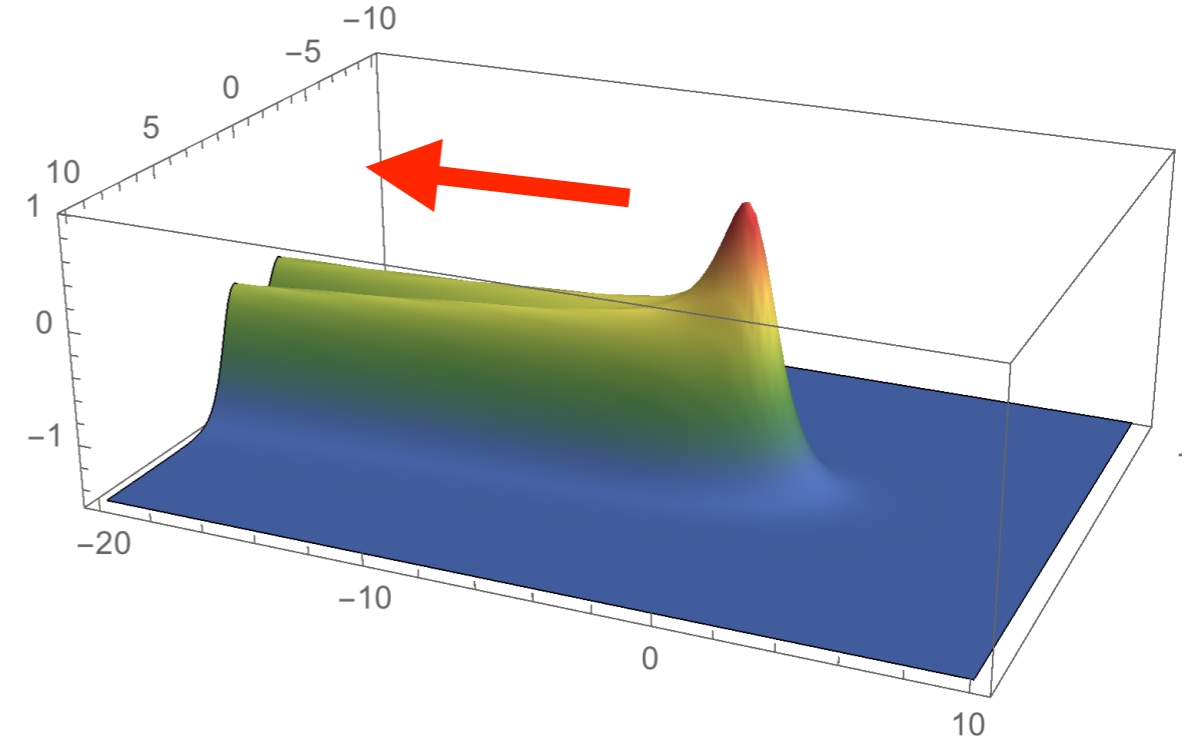
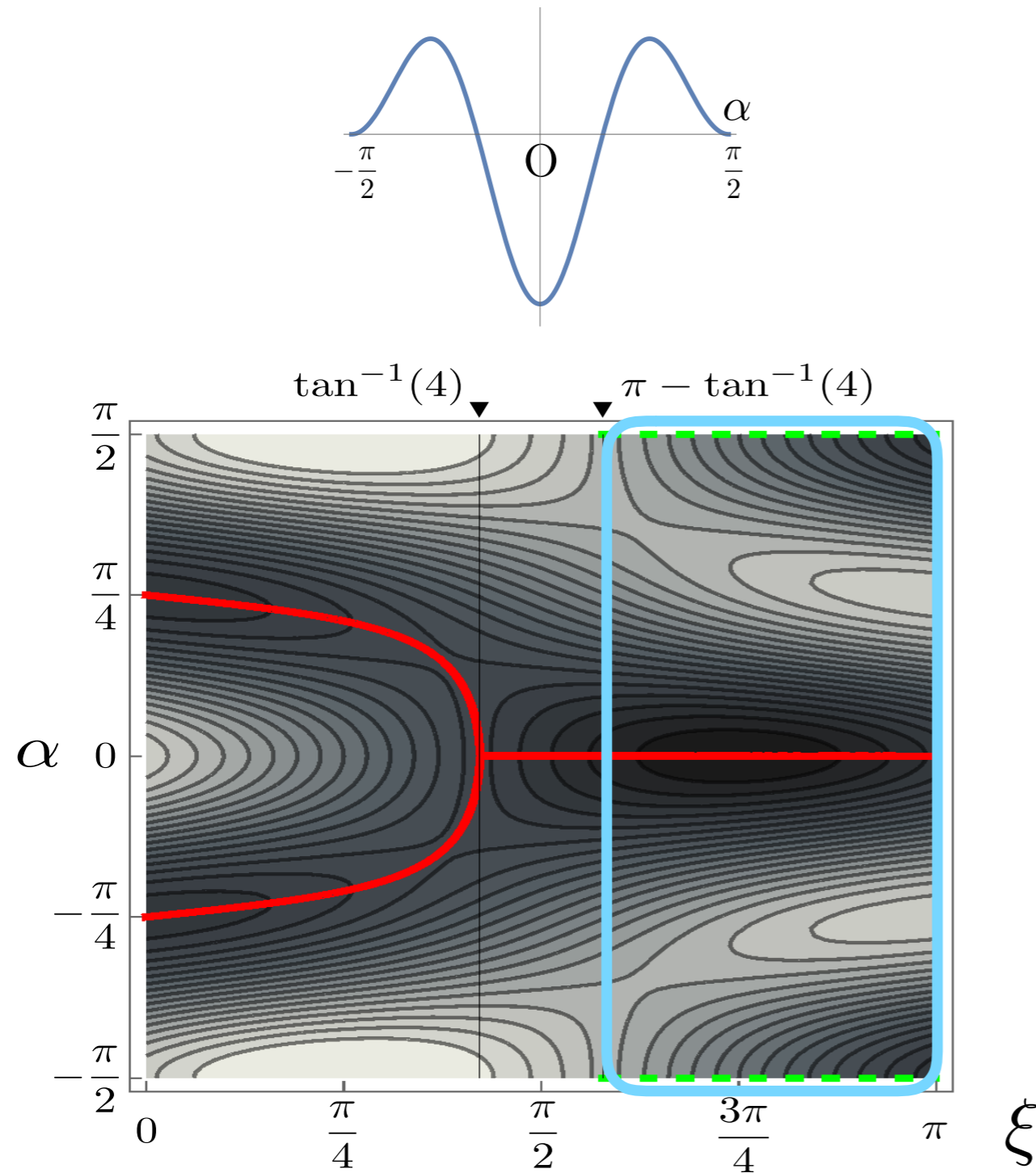
Two domain walls are attached to the vortex from one side

Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

Case IV ($\xi = 3\pi/4$)



Two domain walls are attached to the vortex from one side

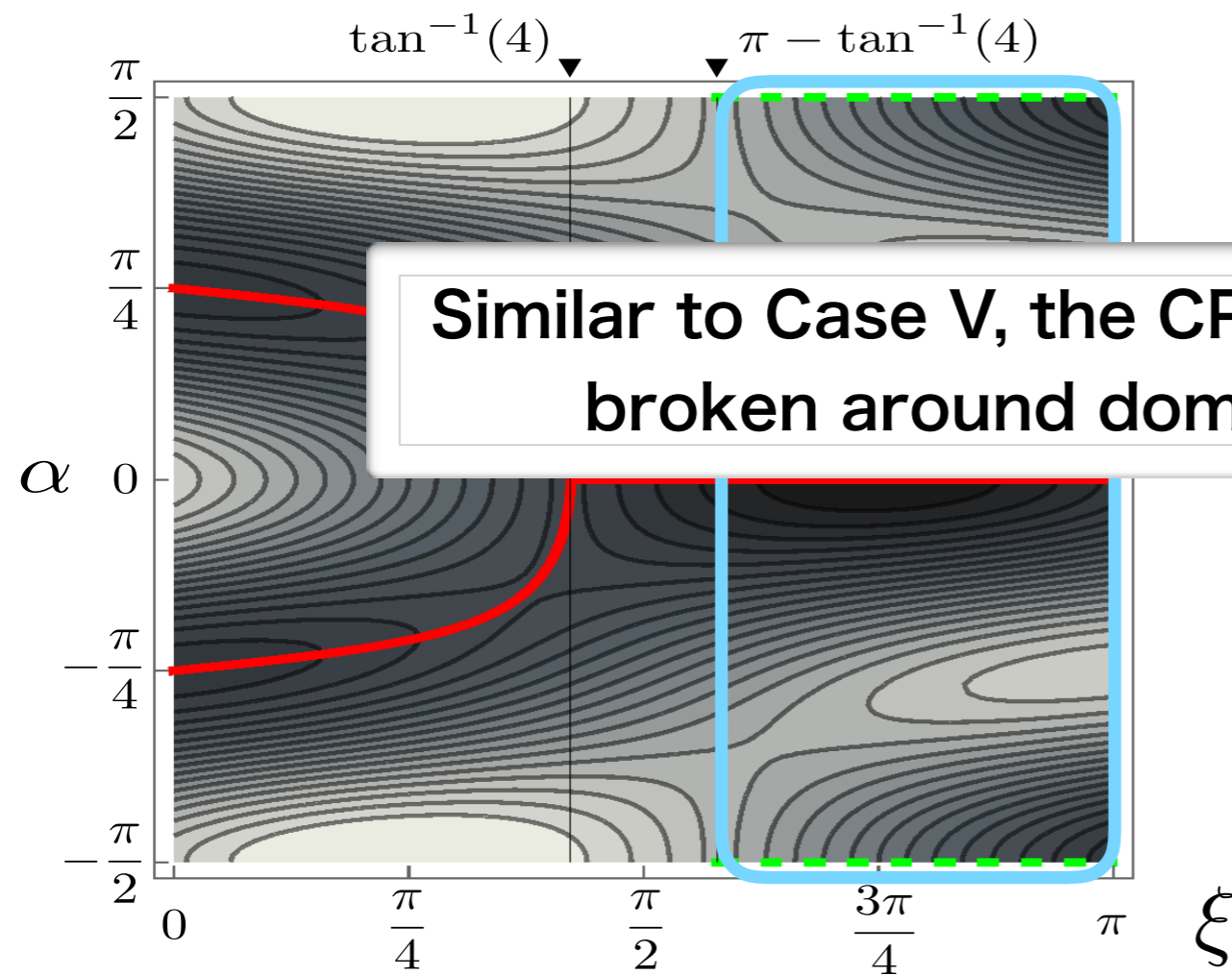
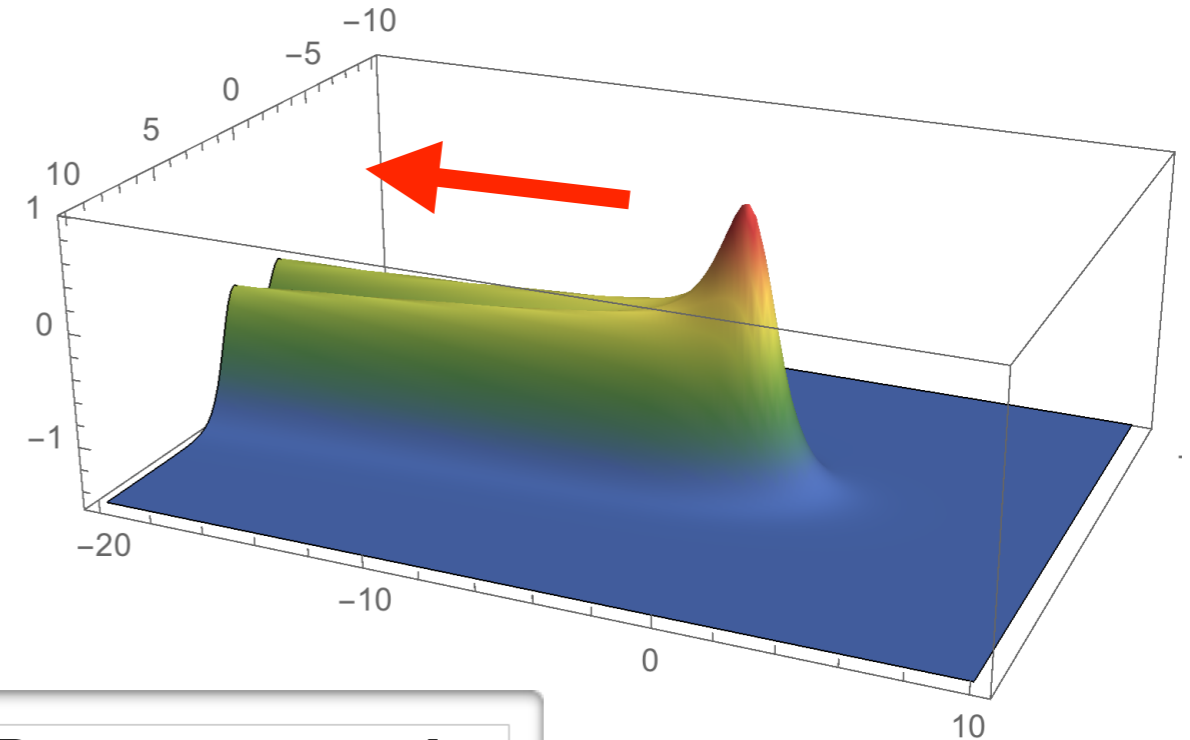
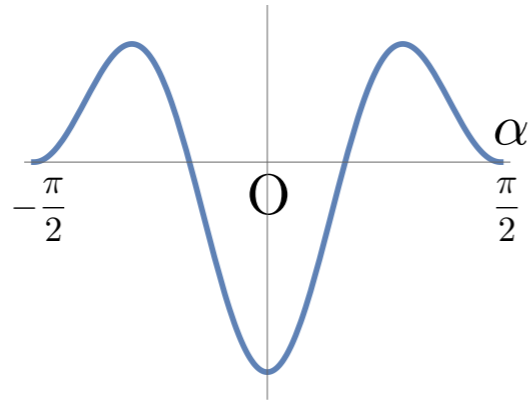
Tension of walls drags the vortex towards the side of walls

Domain wall(s) attached to the vortex appears

Domain wall - Vortex complex

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

Case IV ($\xi = 3\pi/4$)



Similar to Case V, the CP symmetry is broken around domain walls

Walls are attached to the vortex from one side

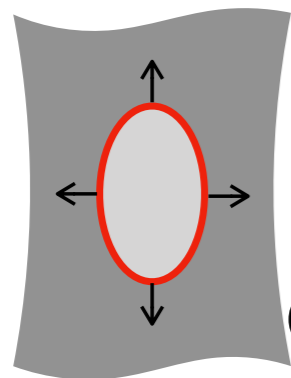
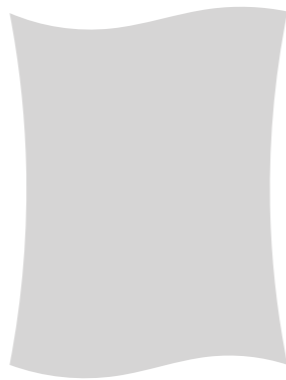
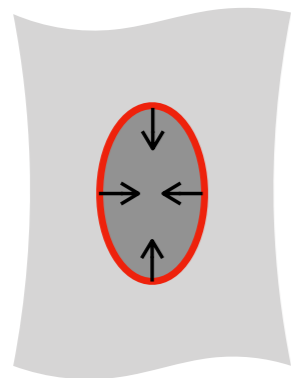
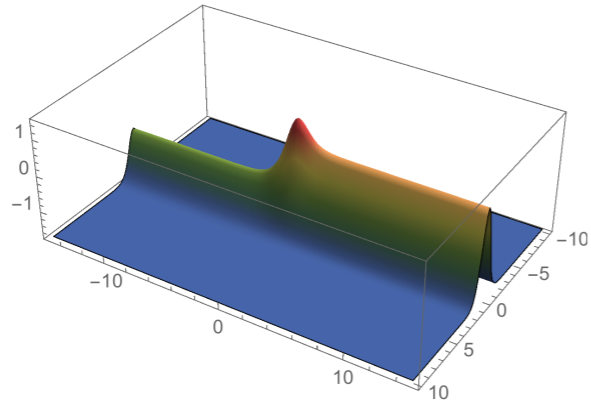
Tension of walls drags the vortex towards the side of walls

Domain wall(s) attached to the vortex appears

Stability of the domain wall / membrane

$$0 \leq \xi < \tan^{-1}(4) \quad \& \quad \xi = \pi$$

(Cases I, II, and V)

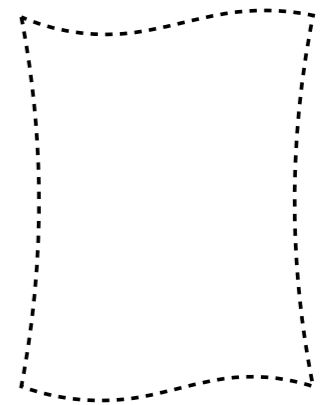
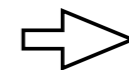
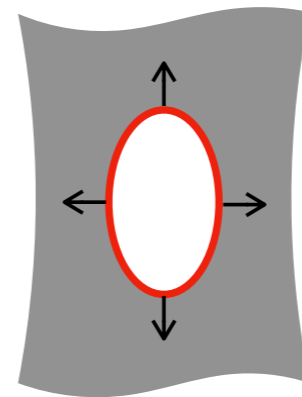
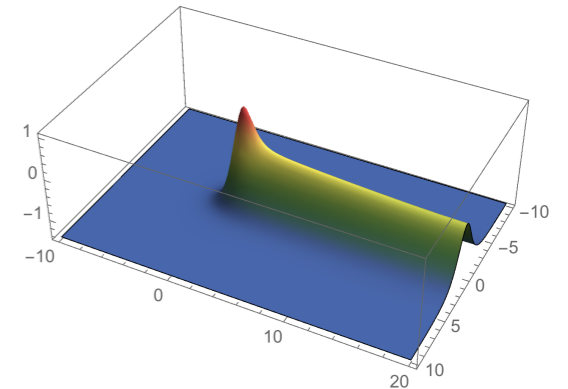
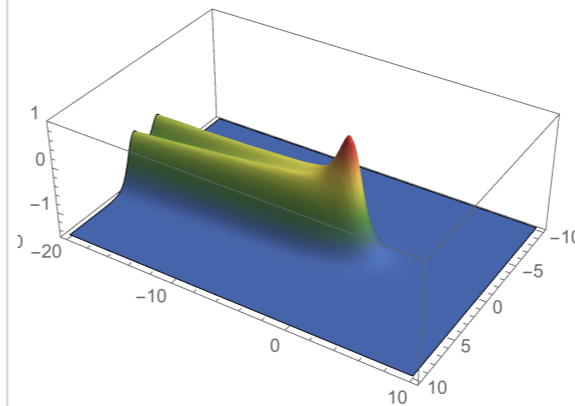


CP, Z2 domain walls remain

(Cosmologically ruled out)

$$\tan^{-1}(4) \leq \xi < \pi$$

(Cases III, and IV)



membranes disappear

(Cosmologically safe)

Stability of the domain wall / membrane

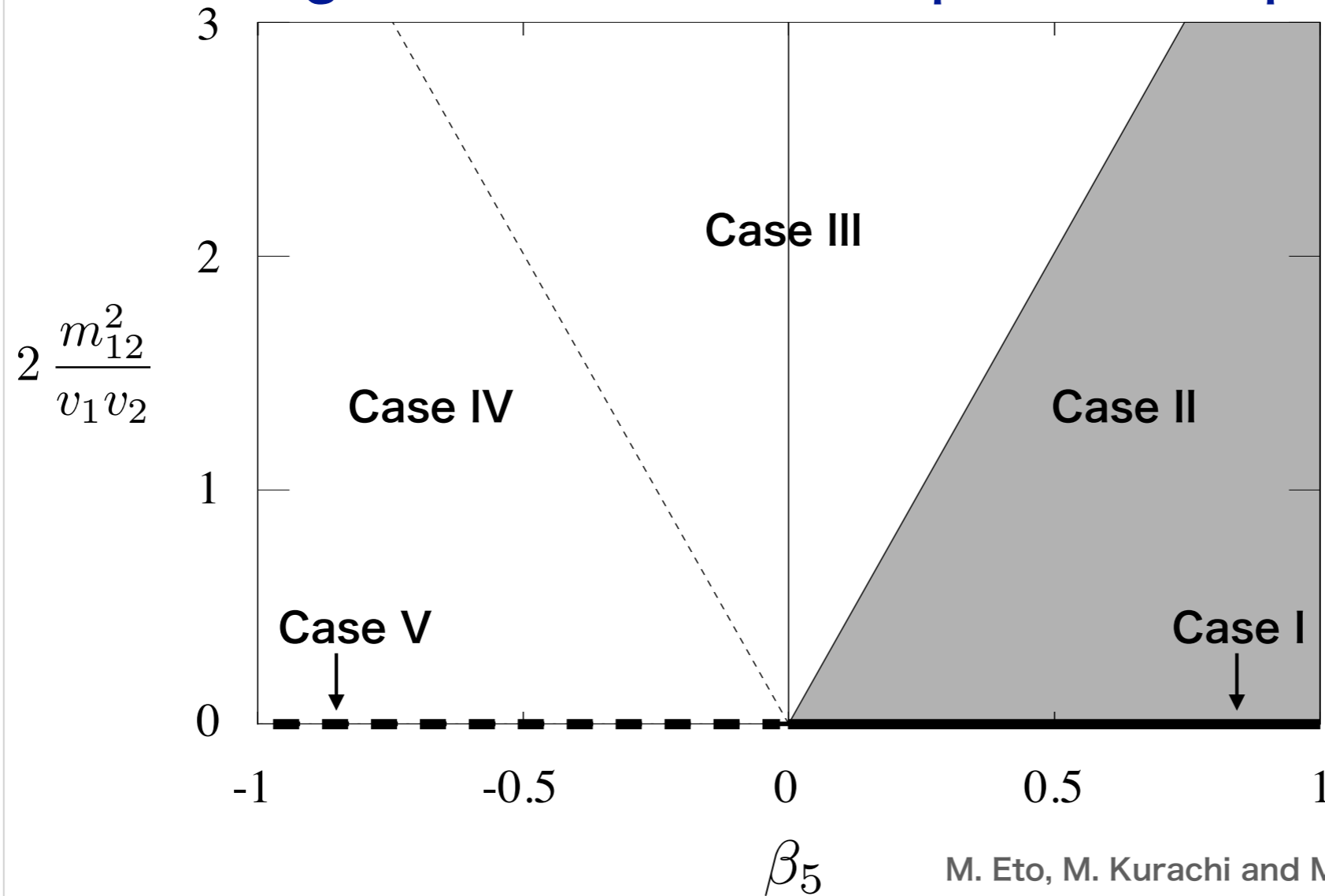
$$0 \leq \xi < \tan^{-1}(4) \quad \& \quad \xi = \pi$$

(Cases I, II, and V)

$$\tan^{-1}(4) \leq \xi < \pi$$

(Cases III, and IV)

Cosmological constraint on the parameter space



M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
Phys.Lett. B785 (2018) 447-453

(Cosmologically ruled out)

(Cosmologically safe)

Effect of the explicit CP violation

If m_{12}^2 and/or β_5 are complex,

$$\begin{aligned} V_\xi(\alpha) &= -2m_{12}^2 v_1 v_2 \cos 2\alpha + \beta_5 v_1^2 v_2^2 \cos 4\alpha \\ &= (v_1 v_2)^2 \sqrt{4(m_{12}^2/v_1 v_2)^2 + \beta_5^2} \\ &\quad \left(-\sin \xi \cos 2\alpha + \cos \xi \cos 4\alpha \right). \end{aligned}$$



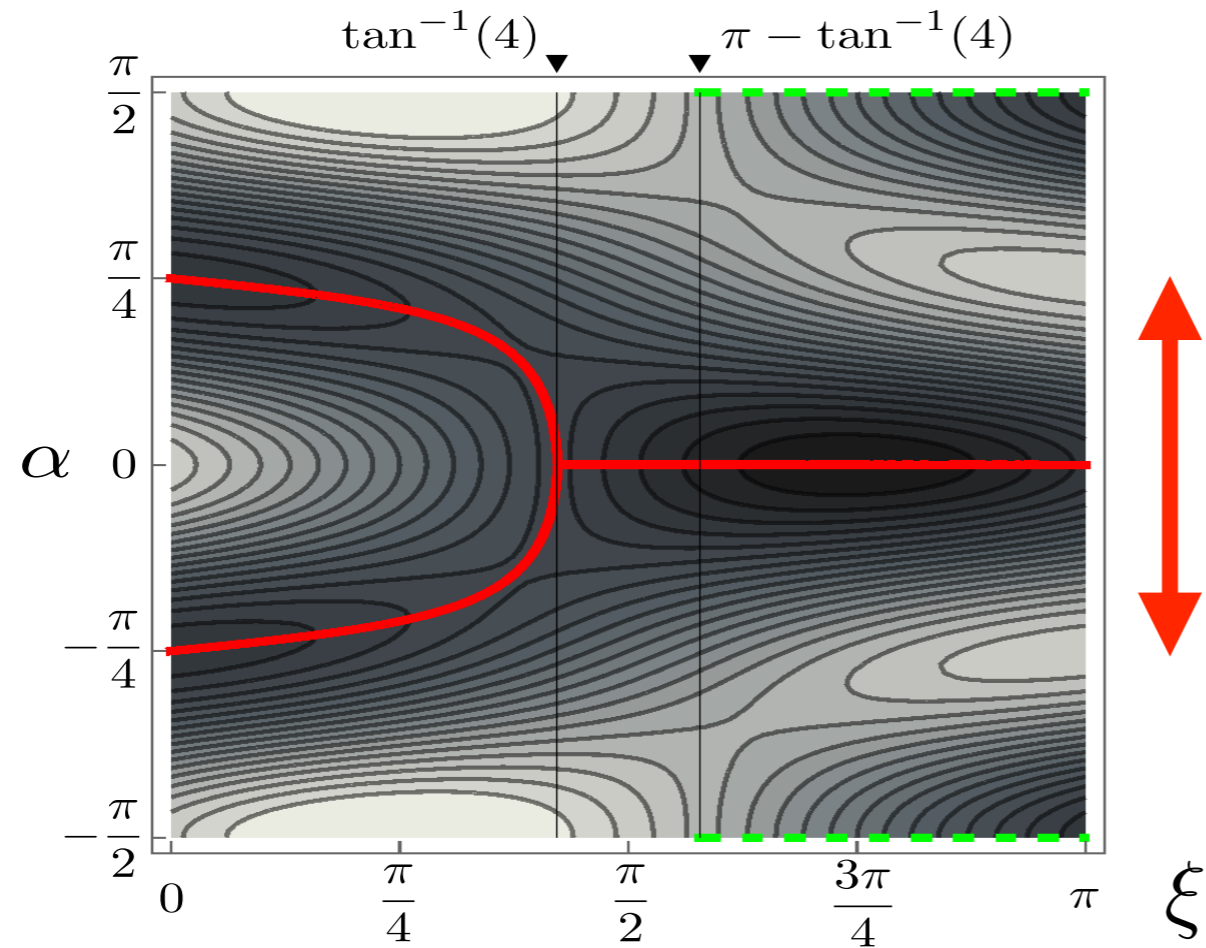
$$-\sin \xi \cos(2\alpha + \underline{\delta_1}) + \cos \xi \cos(4\alpha + \underline{\delta_2})$$

$$\text{where } m_{12}^2 = e^{i\delta_1} |m_{12}^2|, \quad \beta_5 = e^{i\delta_2} |\beta_5|$$

Effect of the explicit CP violation

If m_{12}^2 and/or β_5 are complex,

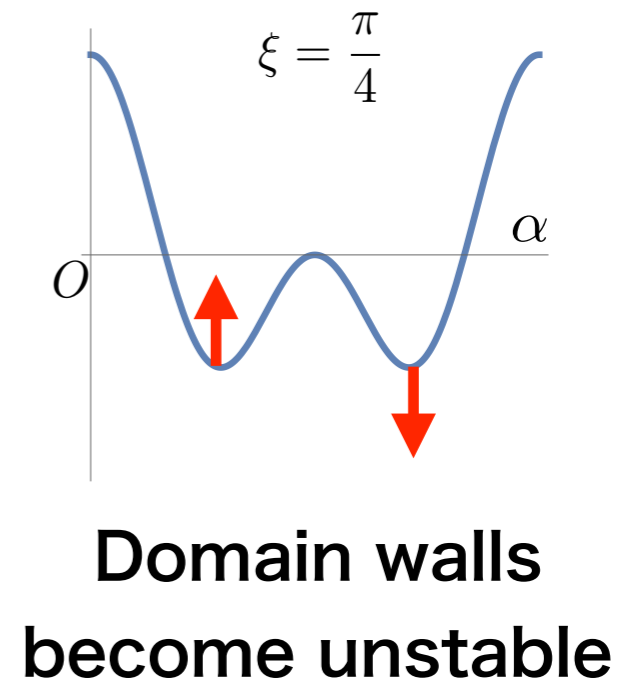
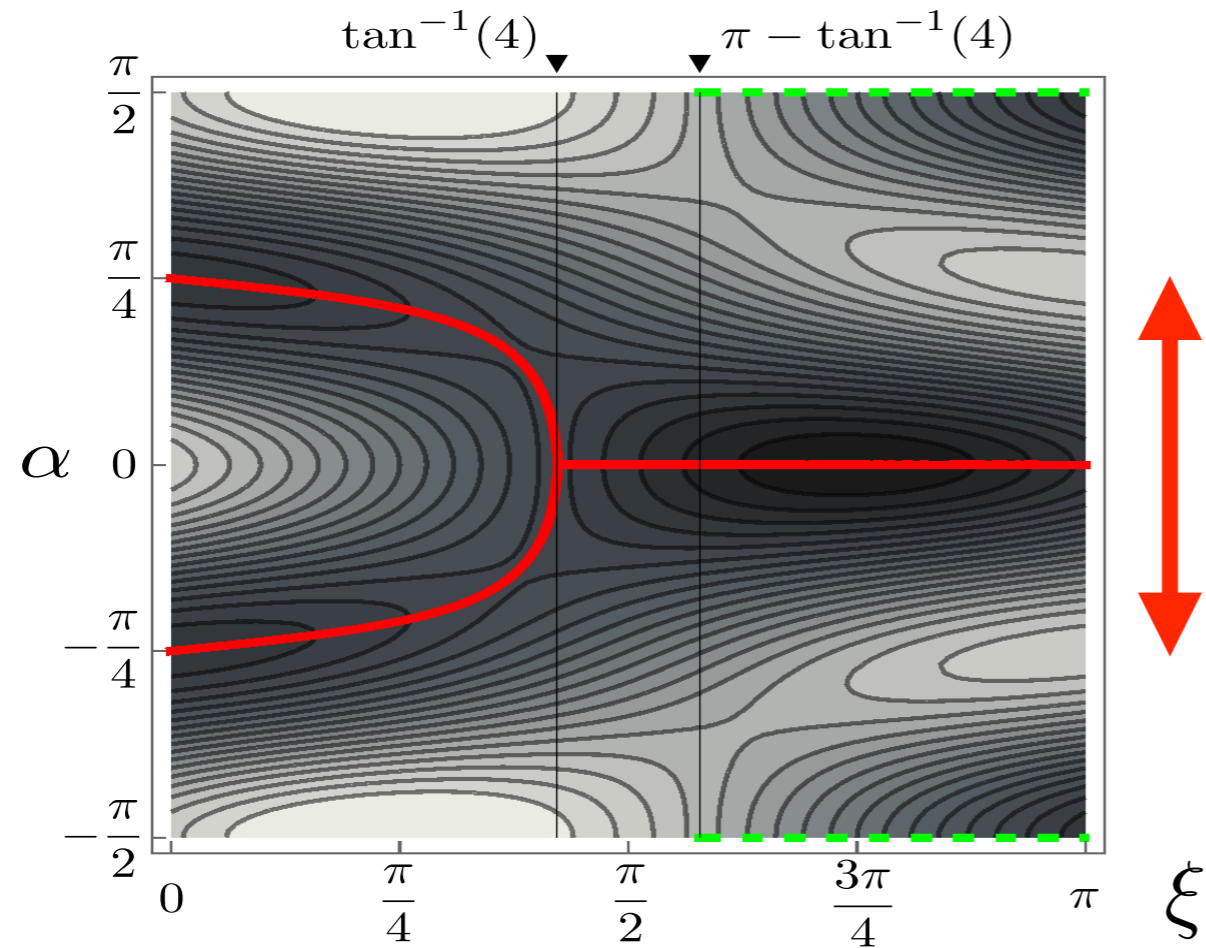
the reflection symmetry will be lost



Effect of the explicit CP violation

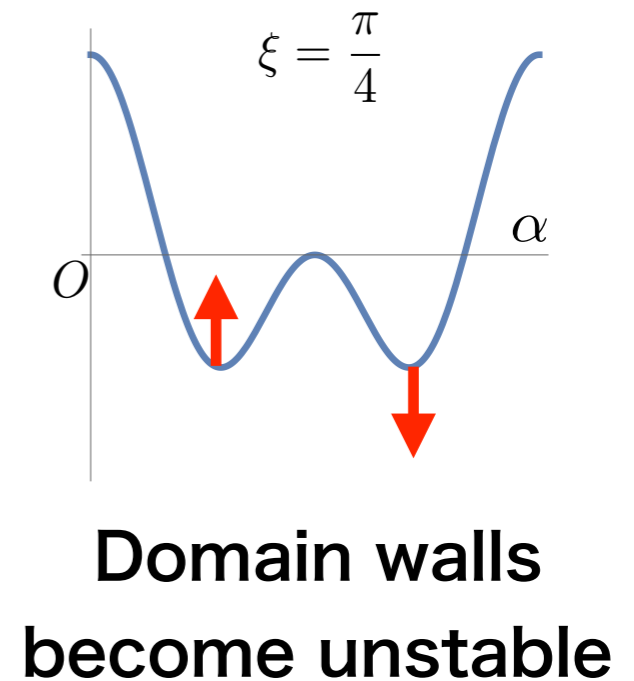
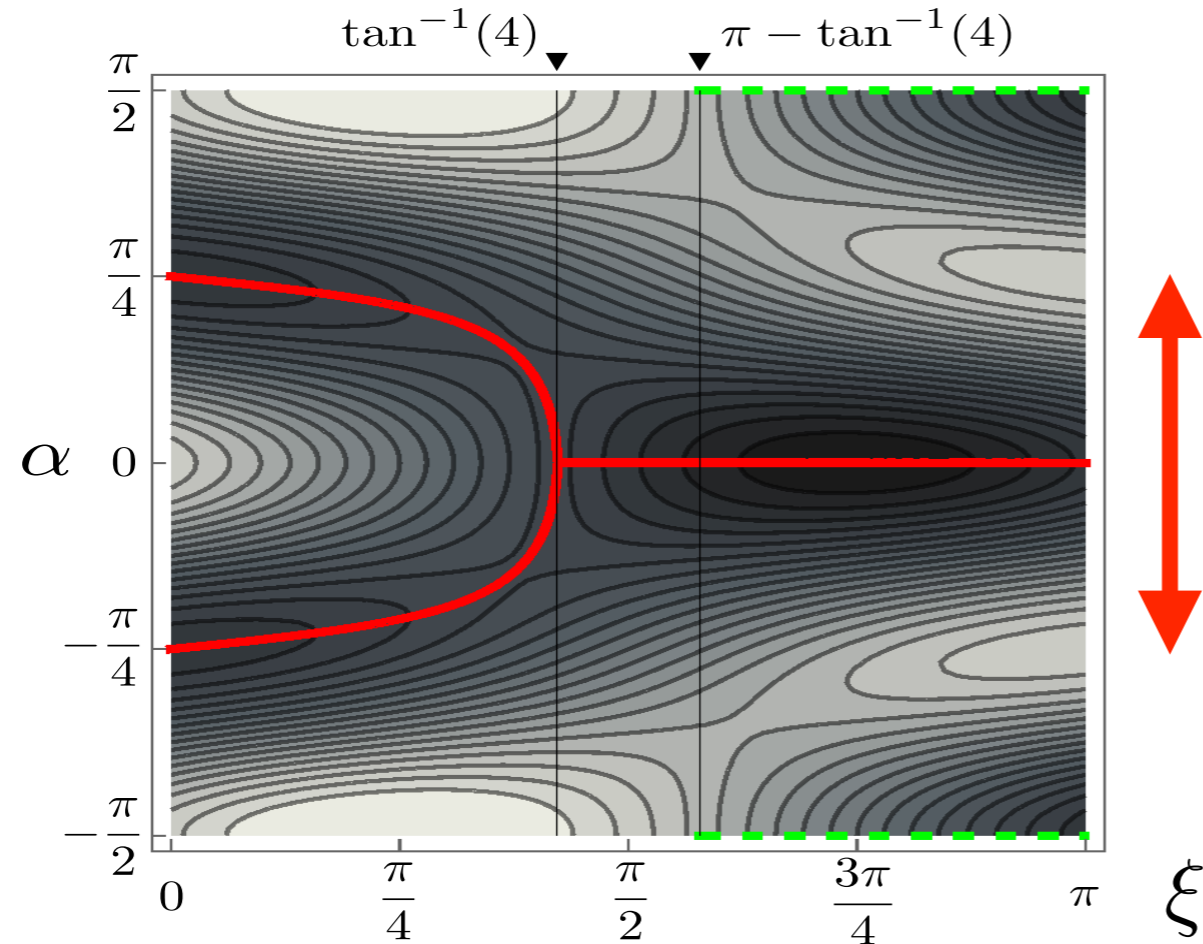
If m_{12}^2 and/or β_5 are complex,

the reflection symmetry will be lost



Effect of the explicit CP violation

If m_{12}^2 and/or β_5 are complex,
the reflection symmetry will be lost



Phenomenological constraint on the magnitude of the explicit CP violation (EDM, Higgs decay...)



V. Keus, S. F. King, S. Moretti and K. Yagyu, JHEP 1604, 048 (2016)

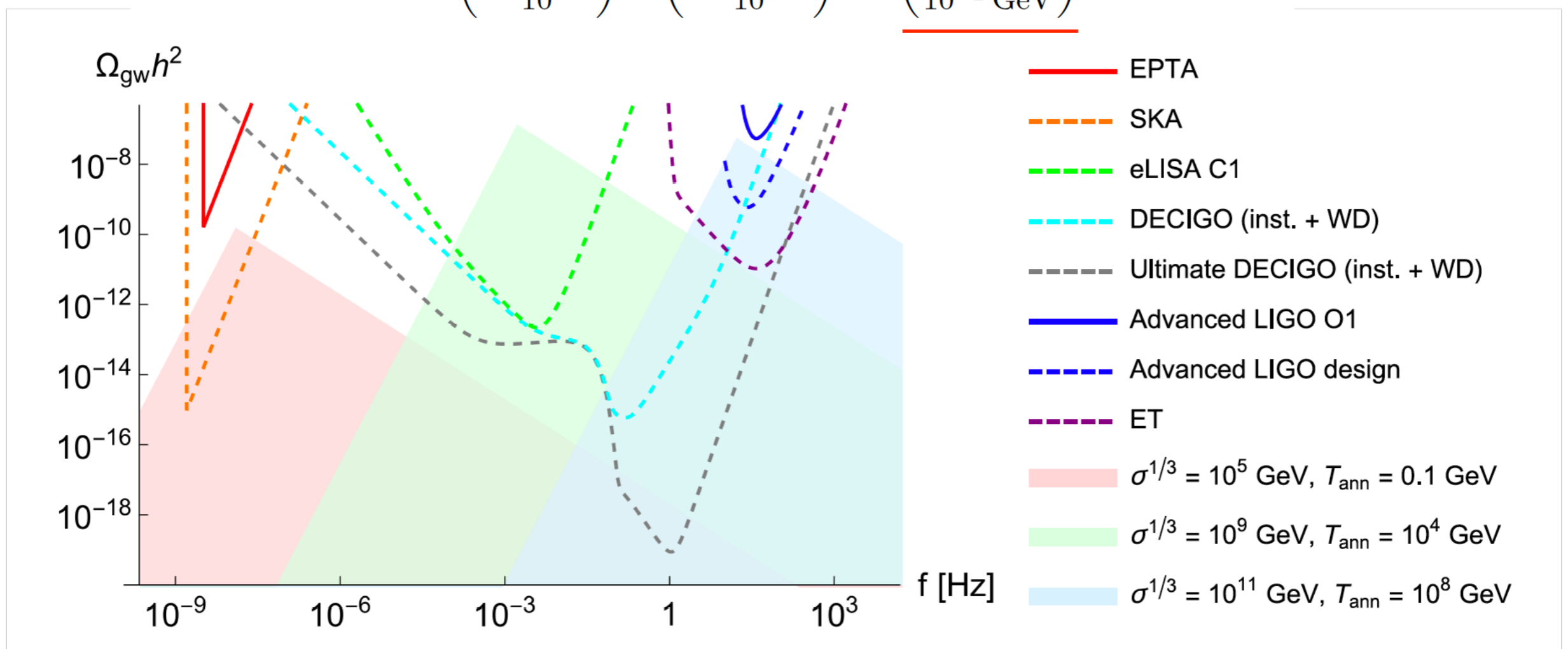
Lifetime of the domain wall

Gravitational Wave?

Remnant of creations and annihilations of domain walls

$$\Omega_{\text{gw}} h^2 (t_0)_{\text{peak}} = 7.2 \times 10^{-18} \tilde{\epsilon}_{\text{gw}} \mathcal{A}^2 \left(\frac{g_{*s}(T_{\text{ann}})}{10} \right)^{-4/3} \left(\frac{\sigma}{1 \text{ TeV}^3} \right)^2 \left(\frac{T_{\text{ann}}}{10^{-2} \text{ GeV}} \right)^{-4}. \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} f_{\text{peak}} &\simeq \left(\frac{R(t_{\text{ann}})}{R(t_0)} \right) H(t_{\text{ann}}) \\ &= 1.1 \times 10^{-9} \text{ Hz} \left(\frac{g_*(T_{\text{ann}})}{10} \right)^{1/2} \left(\frac{g_{*s}(T_{\text{ann}})}{10} \right)^{-1/3} \left(\frac{T_{\text{ann}}}{10^{-2} \text{ GeV}} \right). \end{aligned} \quad (3.10)$$



2HDMまとめ

- 2HDM では二つのヒッグス場の相対位相の自由度がトポロジーを議論する上で重要な役割をする
- パラメーターによって、種々の domain wall ができたり membrane ができることを見た
- 状況によって、Vortex のまわりに Domain wall がくっついたオブジェクトが生成され、それが membrane を崩壊させる役割をすることを見た
- 宇宙論的要請から parameter space に制限をかけられることを見た

Other related references

2HDM (Monopole)

M. Eto, Y. Hamada, M. Kurachi and M. Nitta,
“Stable magnetic monopole in two Higgs doublet models,”
arXiv:1904.09269 [hep-ph].

2HDM (More comprehensive analysis)

M. Eto, M. Kurachi and M. Nitta,
“Non-Abelian strings and domain walls in two Higgs doublet models,”
JHEP 1808 (2018) 195,
arXiv:1805.07015 [hep-ph].

Georgi-Machacek Model

C. Chatterjee, M. Kurachi and M. Nitta,
“Topological Defects in the Georgi-Machacek Model,”
Phys. Rev. D97, no. 11, 115010 (2018),
arXiv:1801.10469 [hep-ph].

全体のまとめ

- LHCにより標準模型の正しさがどんどん証明され続けているが、ヒッグスが関わる部分にはまだ新しい物理が隠れている余地が大きく、そのような可能性を探ることは魅力的かつ重要である
- 標準模型のヒッグスセクターが拡張されると、真空構造がとたんにリッチになり、さまざまなトポロジカルオブジェクトが存在しうる
- ヒッグスセクターにおけるトポロジカルオブジェクトの研究は、LHCやILC等の加速器実験や、暗黒物質直接探索実験、さらには重力波観測などといった今後急速な進展がみられる実験とも密接に関係し、今まさに推進すべき研究分野である