

Kinks e compactons em teoria de campos a temperatura finita e branas

Elisama Lima

Instituto Federal do Rio Grande do Norte

Barreiras-BA
Outubro de 2019



- 1 Introdução
- 2 Teoria clássica de campos
- 3 Teoria de campos com dinâmica modificada
- 4 Efeitos de altas temperaturas em estruturas compactas
- 5 Contexto de mundo brana
- 6 Brana híbrida de Bloch
- 7 Conclusões

Introdução

Transformações que deixam o sistema invariante

Transformações que deixam o sistema invariante

Tipos de simetrias:

Transformações que deixam o sistema invariante

Tipos de simetrias:

- Contínuas

Transformações que deixam o sistema invariante

Tipos de simetrias:

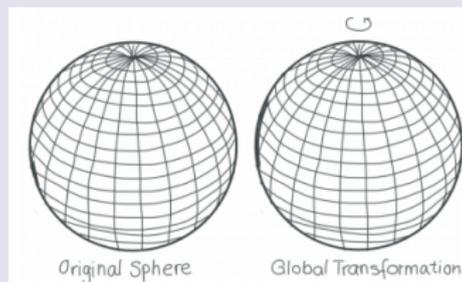
- Contínuas \Rightarrow Quando o conjunto de simetrias não é contável

Transformações que deixam o sistema invariante

Tipos de simetrias:

- Contínuas \Rightarrow Quando o conjunto de simetrias não é contável

Ex: Rotação de uma esfera

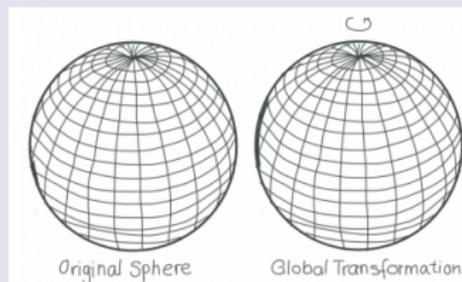


Transformações que deixam o sistema invariante

Tipos de simetrias:

- Contínuas \Rightarrow Quando o conjunto de simetrias não é contável

Ex: Rotação de uma esfera



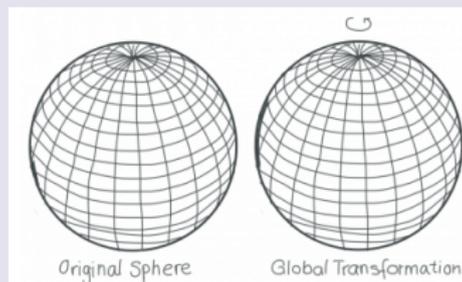
- Podemos girar a esfera em diferentes ângulos e direções

Transformações que deixam o sistema invariante

Tipos de simetrias:

- Contínuas \Rightarrow Quando o conjunto de simetrias não é contável

Ex: Rotação de uma esfera



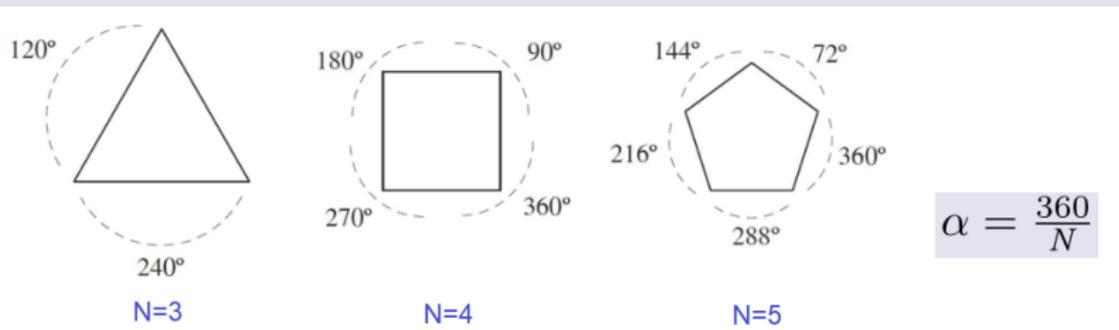
- Podemos girar a esfera em diferentes ângulos e direções
- Existe um conjunto infinito (contínuo) de operações que deixam a esfera exatamente igual

- Discretas

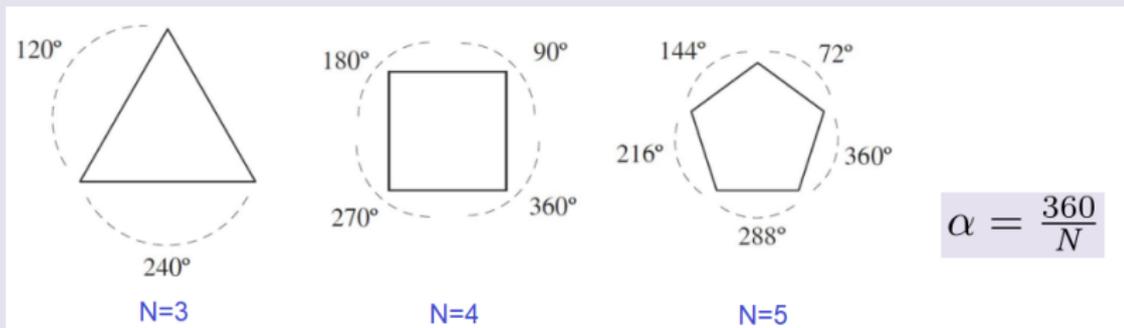
- Discretas \Rightarrow Quando o conjunto de simetrias é contável

- Discretas \Rightarrow Quando o conjunto de simetrias é contável

Ex: Rotação de um polígono regular



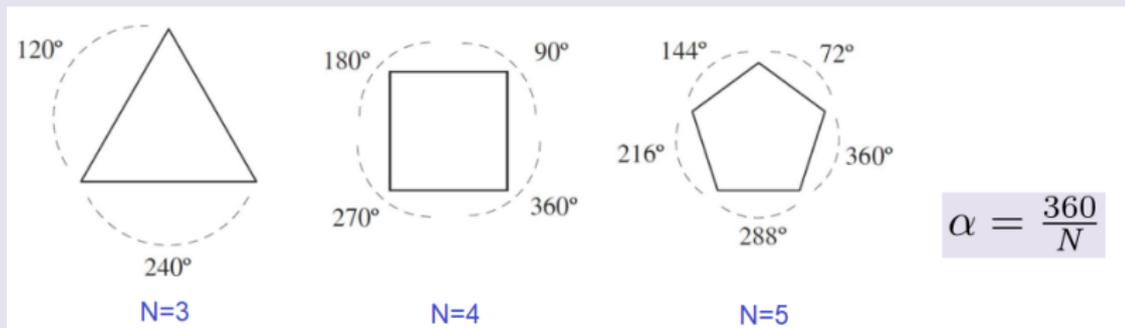
- Discretas \Rightarrow Quando o conjunto de simetrias é contável
Ex: Rotação de um polígono regular



- O número de operações de simetria equivale ao número de lados

- Discretas \Rightarrow Quando o conjunto de simetrias é contável

Ex: Rotação de um polígono regular



- O número de operações de simetria equivale ao número de lados
- Existe um número finito (discreto) de transformações que deixam os polígonos regulares invariantes

Simetrias na Natureza



Foto original



Simetrias na Natureza

Foto original



Lado direito Duplicado



Lado esquerdo Duplicado



Simetrias na Natureza

Foto original



Lado direito Duplicado



Lado esquerdo Duplicado



- As simetrias da Natureza podem nos ajudar a compreender sua estrutura

Simetrias na Natureza



- As simetrias da Natureza podem nos ajudar a compreender sua estrutura
- As forças que regem a natureza podem apresentar as mesmas simetrias

Teorema de Noether:

- Toda simetria contínua deve corresponder a uma lei de conservação



Translação Temporal \Rightarrow Conservação da Energia
Translação Espacial \Rightarrow Conservação do Momento
Rotação \Rightarrow Conservação do Momento Angular

Simetria de Reflexão CPT:

- Paridade (**P**): reversão de todas as coordenadas espaciais
 - Inversão do espaço
 - NB: Reflexão é a inversão apenas da direção perpendicular ao espelho
- Reversão Temporal (**T**): fazer o tempo andar "para trás"
 - Inversão do tempo
- Conjugação de Carga (**C**): trocar matéria por anti-matéria
 - Inversão da Carga

Simetria de Reflexão CPT:

- Paridade (**P**): reversão de todas as coordenadas espaciais
 - Inversão do espaço

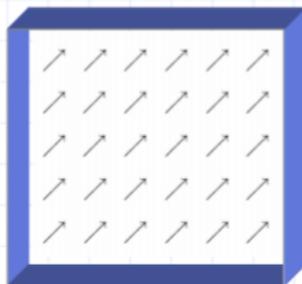
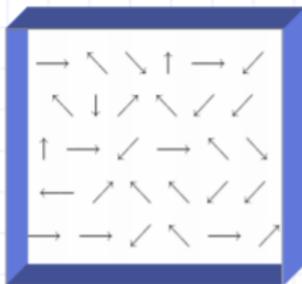
NB: Reflexão é a inversão apenas da direção perpendicular ao espelho
- Reversão Temporal (**T**): fazer o tempo andar "para trás"
 - Inversão do tempo
- Conjugação de Carga (**C**): trocar matéria por anti-matéria
 - Inversão da Carga

Simetria fundamental em Física de Partículas

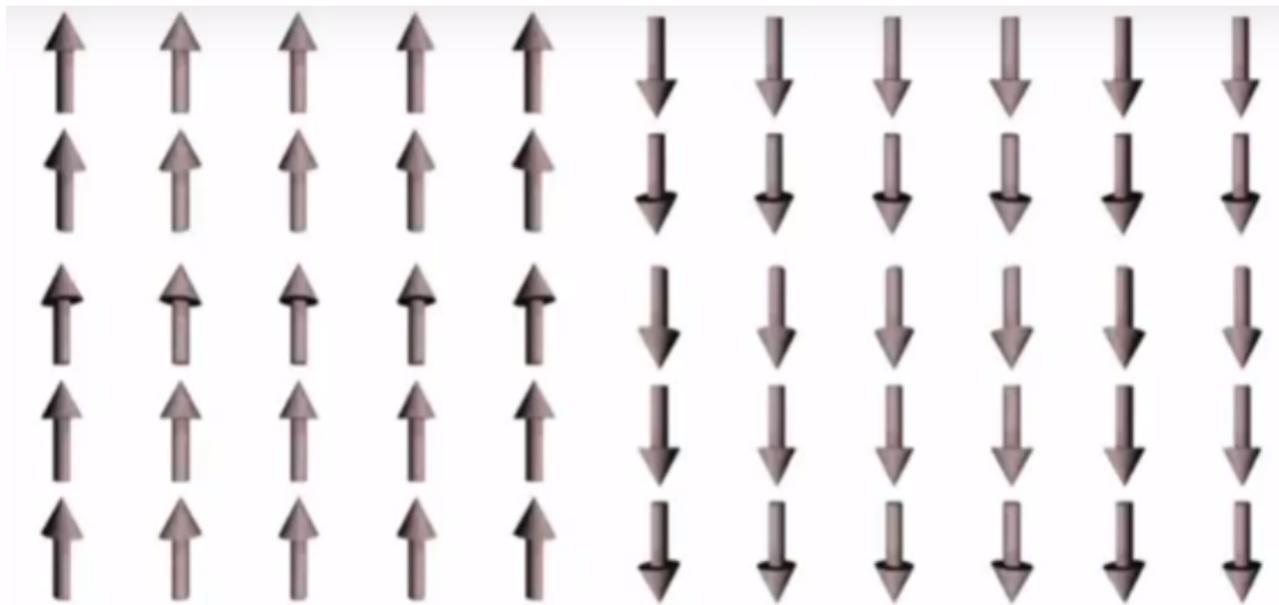
Teorema CPT: um dos princípios básicos da Teoria Quântica de Campos diz que a combinação CPT é uma simetria exata da Natureza:

Uma antipartícula é indistinguível da imagem refletida de uma partícula viajando para o passado.

Simetria Quebrada



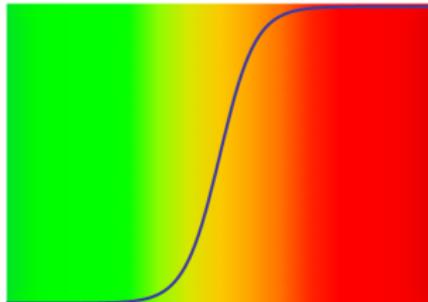
- Simetrias exatas levam a leis de conservação exatas.
- Há situações nas quais o sistema é invariante por uma transformação mas o estado de energia mais baixa (vácuo) não é.
 - Exemplo clássico: Ferromagnetismo.
 - Altas temperaturas ($T > T_c$, fase paramagnética): Sistema é completamente desordenado. Vácuo é invariante por rotações em 3 D [SO(3)]
 - Baixas temperaturas ($T < T_c$, fase ferromagnética): Magnetização espontânea \rightarrow spins se alinham. Vácuo não é invariante apenas por SO(2)
- A simetria é quebrada!



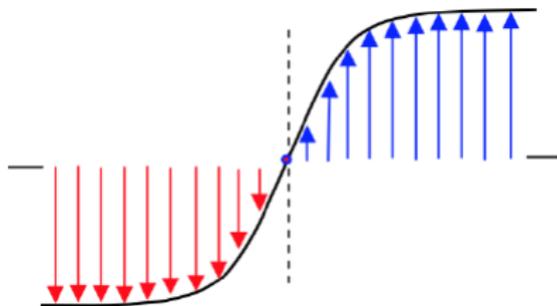
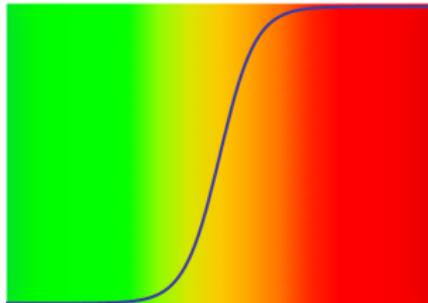
Quebra de Simetria \Rightarrow Surgimento de defeitos/ Paredes de domínio



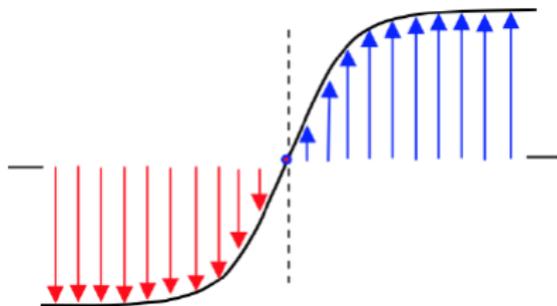
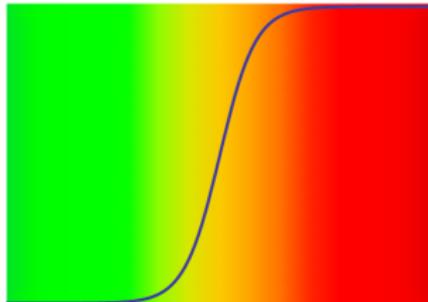
Defeitos topológicos



Defeitos topológicos

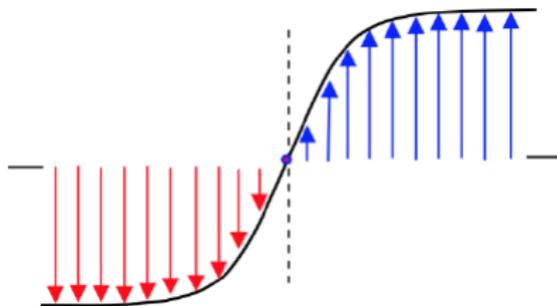
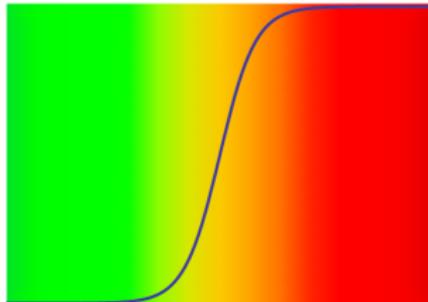


Defeitos topológicos



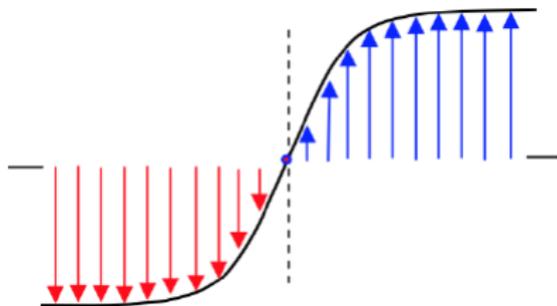
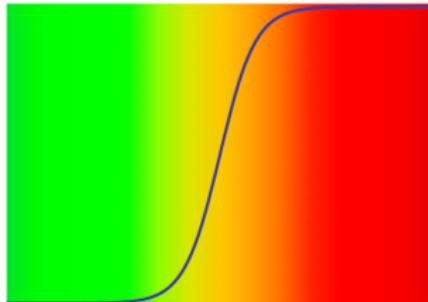
- Cadeias de polímeros (poliacetileno)

Defeitos topológicos



- Cadeias de polímeros (poliacetileno)
- Moléculas de DNA

Defeitos topológicos



- Cadeias de polímeros (poliacetileno)
- Moléculas de DNA
- Bicamadas de grafeno

Teoria Clássica de Campos

Teoria de um campo escalar real

Teoria de um campo escalar real

A ação em $(1 + 1)$ dimensões é dada por

$$I_{a\grave{c}a\tilde{o}} = \int d^2x \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi), \quad (1)$$

com $\phi(x^\mu) = \phi(x^0, x^1)$.

Teoria de um campo escalar real

A ação em $(1 + 1)$ dimensões é dada por

$$I_{a\grave{c}\tilde{a}o} = \int d^2x \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi), \quad (1)$$

com $\phi(x^\mu) = \phi(x^0, x^1)$. A densidade lagrangiana

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi). \quad (2)$$

Teoria de um campo escalar real

A ação em $(1 + 1)$ dimensões é dada por

$$I_{a\grave{c}a\tilde{o}} = \int d^2x \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi), \quad (1)$$

com $\phi(x^\mu) = \phi(x^0, x^1)$. A densidade lagrangiana

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi). \quad (2)$$

A equação de movimento

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi + V_\phi = 0. \quad (3)$$

Teoria de um campo escalar real

A ação em $(1 + 1)$ dimensões é dada por

$$I_{a\zeta\tilde{a}o} = \int d^2x \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi), \quad (1)$$

com $\phi(x^\mu) = \phi(x^0, x^1)$. A densidade lagrangiana

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi). \quad (2)$$

A equação de movimento

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi + V_\phi = 0. \quad (3)$$

O tensor energia-momento

$$T_{\mu\nu} = \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - \eta_{\mu\nu} \mathcal{L}. \quad (4)$$

Teoria de um campo escalar real

Para configurações estáticas $\phi = \phi(x)$

$$\phi'' = V_\phi. \quad (5)$$

Teoria de um campo escalar real

Para configurações estáticas $\phi = \phi(x)$

$$\phi'' = V_\phi. \quad (5)$$

Equação reduzida a primeira ordem

$$\frac{1}{2}\phi'^2 = V + c. \quad (6)$$

Teoria de um campo escalar real

Para configurações estáticas $\phi = \phi(x)$

$$\phi'' = V_\phi. \quad (5)$$

Equação reduzida a primeira ordem

$$\frac{1}{2}\phi'^2 = V + c. \quad (6)$$

A densidade de energia das soluções

$$\rho(x) = T_{00} = \frac{1}{2}\phi'^2 + V(\phi). \quad (7)$$

Teoria de um campo escalar real

Para configurações estáticas $\phi = \phi(x)$

$$\phi'' = V_\phi. \quad (5)$$

Equação reduzida a primeira ordem

$$\frac{1}{2}\phi'^2 = V + c. \quad (6)$$

A densidade de energia das soluções

$$\rho(x) = T_{00} = \frac{1}{2}\phi'^2 + V(\phi). \quad (7)$$

Soluções com energia finita satisfazem as condições de contorno

$$\lim_{x \rightarrow \pm\infty} \phi'(x) \rightarrow 0 \quad \text{e} \quad \lim_{x \rightarrow \pm\infty} \phi(x) \rightarrow v_\pm, \quad (8)$$

onde $V(v_\pm) = 0$, então $c = 0$.

Formalismo BPS¹

¹BOGOMOLNY, E. B. *Sov. J. Nucl. Phys.* 24, (1976) 449; PRASAD, M. K.; SOMMERFIELD, C. M. *Phys. Rev. Lett.* 35, (1975) 760.

Formalismo BPS¹

Seja o potencial com $W = W(\phi)$

$$V(\phi) = \frac{1}{2}W_{\phi}^2. \quad (9)$$

¹BOGOMOLNY, E. B. Sov. J. Nucl. Phys. 24, (1976) 449; PRASAD, M. K.; SOMMERFIELD, C. M. Phys. Rev. Lett. 35, (1975) 760.

Formalismo BPS¹

Seja o potencial com $W = W(\phi)$

$$V(\phi) = \frac{1}{2}W_{\phi}^2. \quad (9)$$

As equações de primeira ordem

$$\phi' = \pm W_{\phi}. \quad (10)$$

¹BOGOMOLNY, E. B. Sov. J. Nucl. Phys. 24, (1976) 449; PRASAD, M. K.; SOMMERFIELD, C. M. Phys. Rev. Lett. 35, (1975) 760.

Formalismo BPS¹

Seja o potencial com $W = W(\phi)$

$$V(\phi) = \frac{1}{2}W_{\phi}^2. \quad (9)$$

As equações de primeira ordem

$$\phi' = \pm W_{\phi}. \quad (10)$$

A energia

$$E_{BPS} = |\Delta W| = |W(\phi(\infty)) - W(\phi(-\infty))|. \quad (11)$$

¹BOGOMOLNY, E. B. Sov. J. Nucl. Phys. 24, (1976) 449; PRASAD, M. K.; SOMMERFIELD, C. M. Phys. Rev. Lett. 35, (1975) 760.

Flutuações

$$\phi(x, t) = \phi(x) + \eta(x, t), \quad (12)$$

Equação tipo Schrödinger

$$\left(-\frac{d^2}{dx^2} + U(x) \right) \eta_n(x) = \omega_n^2 \eta_n(x), \quad (13)$$

Potencial estabilidade

$$U(x) = W_{\phi\phi}^2 + W_{\phi} W_{\phi\phi\phi} \Big|_{\phi(x)}$$

Assim $H = S_{\pm}^{\dagger} S_{\pm}$

$$S_{\pm} = -\frac{d}{dx} \pm W_{\phi\phi} \quad \text{e} \quad S_{\pm}^{\dagger} = \frac{d}{dx} \pm W_{\phi\phi}.$$

Flutuações

$$\phi(x, t) = \phi(x) + \eta(x, t), \quad (12)$$

Equação tipo Schrödinger

$$\left(-\frac{d^2}{dx^2} + U(x) \right) \eta_n(x) = \omega_n^2 \eta_n(x), \quad (13)$$

Potencial estabilidade

- Os autovalores $\omega_n^2 > 0$

$$U(x) = W_{\phi\phi}^2 + W_{\phi} W_{\phi\phi\phi} |_{\phi(x)}$$

Assim $H = S_{\pm}^{\dagger} S_{\pm}$

$$S_{\pm} = -\frac{d}{dx} \pm W_{\phi\phi} \quad \text{e} \quad S_{\pm}^{\dagger} = \frac{d}{dx} \pm W_{\phi\phi}.$$

Flutuações

$$\phi(x, t) = \phi(x) + \eta(x, t), \quad (12)$$

Equação tipo Schrödinger

$$\left(-\frac{d^2}{dx^2} + U(x) \right) \eta_n(x) = \omega_n^2 \eta_n(x), \quad (13)$$

Potencial estabilidade

- Os autovalores $\omega_n^2 > 0$

$$U(x) = W_{\phi\phi}^2 + W_{\phi} W_{\phi\phi\phi} |_{\phi(x)}$$

↓

Os estados BPS são
linearmente estáveis

Assim $H = S_{\pm}^{\dagger} S_{\pm}$

$$S_{\pm} = -\frac{d}{dx} \pm W_{\phi\phi} \quad \text{e} \quad S_{\pm}^{\dagger} = \frac{d}{dx} \pm W_{\phi\phi}.$$

Flutuações

$$\phi(x, t) = \phi(x) + \eta(x, t), \quad (12)$$

Equação tipo Schrödinger

$$\left(-\frac{d^2}{dx^2} + U(x) \right) \eta_n(x) = \omega_n^2 \eta_n(x), \quad (13)$$

Potencial estabilidade

$$U(x) = W_{\phi\phi}^2 + W_{\phi} W_{\phi\phi\phi} |_{\phi(x)}$$

Assim $H = S_{\pm}^{\dagger} S_{\pm}$

$$S_{\pm} = -\frac{d}{dx} \pm W_{\phi\phi} \quad \text{e} \quad S_{\pm}^{\dagger} = \frac{d}{dx} \pm W_{\phi\phi}.$$

- Os autovalores $\omega_n^2 > 0$

↓

Os estados BPS são
linearmente estáveis

- Modo zero

$$\eta_0(x) = N W_{\phi}$$

Modelo ϕ^4

$$W(\phi) = \phi - \frac{1}{3}\phi^3 \quad (14)$$

Potencial

$$V(\phi) = \frac{1}{2}(1 - \phi^2)^2. \quad (15)$$

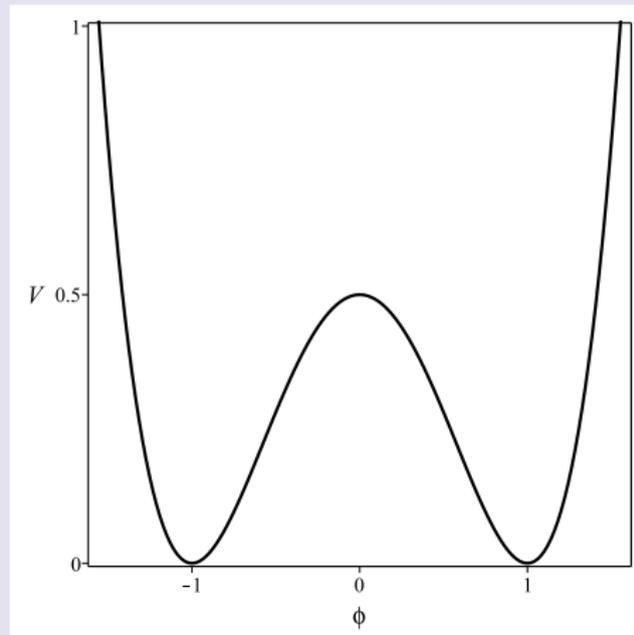


Figura 1: Potencial ϕ^4 .

Modelo ϕ^4

$$W(\phi) = \phi - \frac{1}{3}\phi^3 \quad (14)$$

Potencial

$$V(\phi) = \frac{1}{2}(1 - \phi^2)^2. \quad (15)$$

- Simetria de reflexão $\phi \rightarrow -\phi$,
ou simetria Z_2 ;

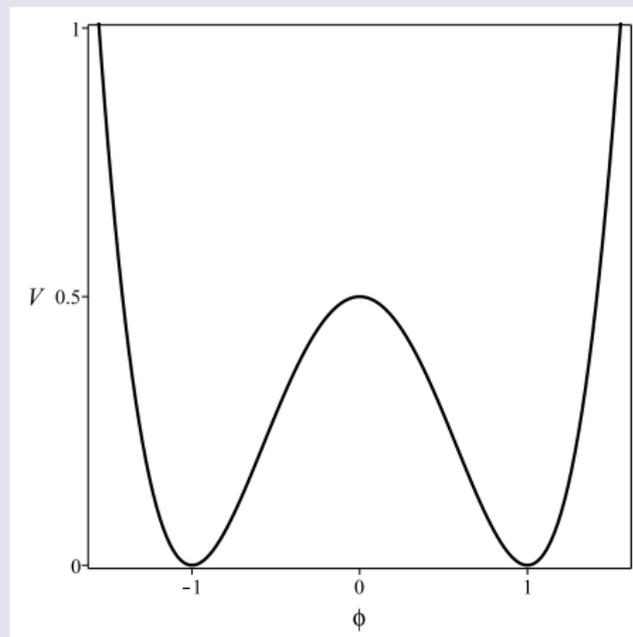


Figura 1: Potencial ϕ^4 .

Modelo ϕ^4

$$W(\phi) = \phi - \frac{1}{3}\phi^3 \quad (14)$$

Potencial

$$V(\phi) = \frac{1}{2}(1 - \phi^2)^2. \quad (15)$$

- Simetria de reflexão $\phi \rightarrow -\phi$, ou simetria Z_2 ;
- Extremos $\phi_{min} = \pm 1$ e $\phi_{max} = 0$;

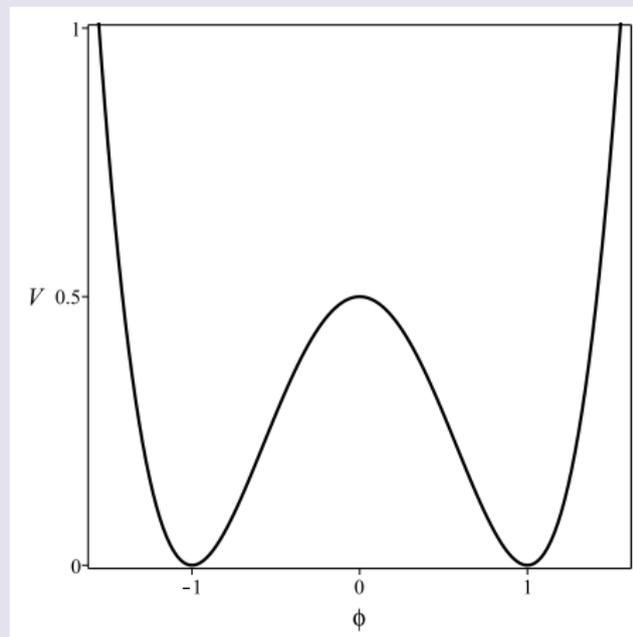


Figura 1: Potencial ϕ^4 .

Modelo ϕ^4

$$W(\phi) = \phi - \frac{1}{3}\phi^3 \quad (14)$$

Potencial

$$V(\phi) = \frac{1}{2}(1 - \phi^2)^2. \quad (15)$$

- Simetria de reflexão $\phi \rightarrow -\phi$, ou simetria Z_2 ;
- Extremos $\phi_{min} = \pm 1$ e $\phi_{max} = 0$;
- Um setor topológico

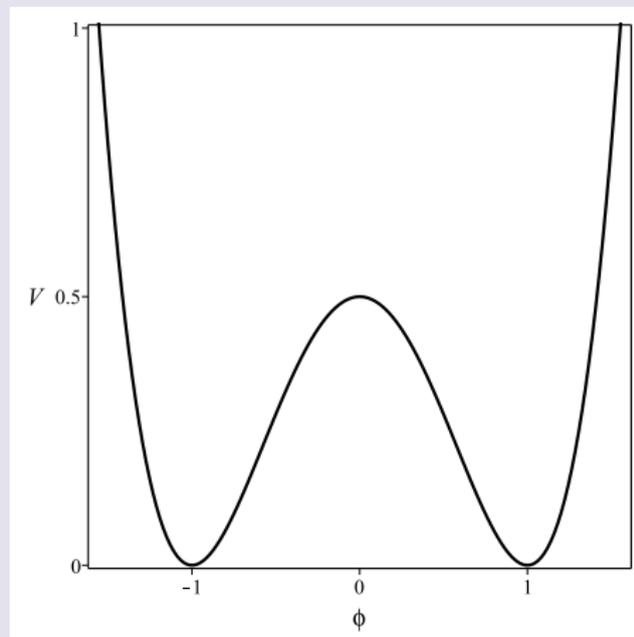


Figura 1: Potencial ϕ^4 .

Modelo ϕ^4

A equação de primeira ordem

$$\phi' = 1 - \phi^2. \quad (16)$$

Solução kink

$$\phi(x) = \tanh(x). \quad (17)$$

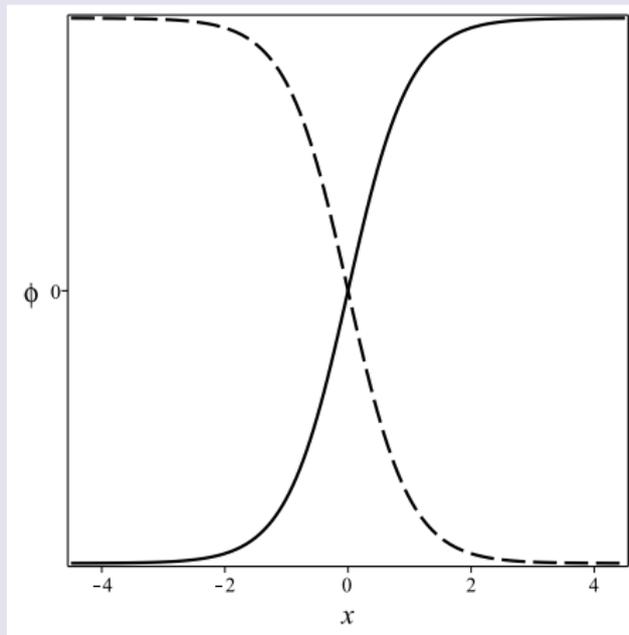


Figura 2: Soluções kink e anti-kink.

Modelo ϕ^4

A equação de primeira ordem

$$\phi' = 1 - \phi^2. \quad (16)$$

Solução kink

$$\phi(x) = \tanh(x). \quad (17)$$

$x \rightarrow -x \Rightarrow$ solução antikink

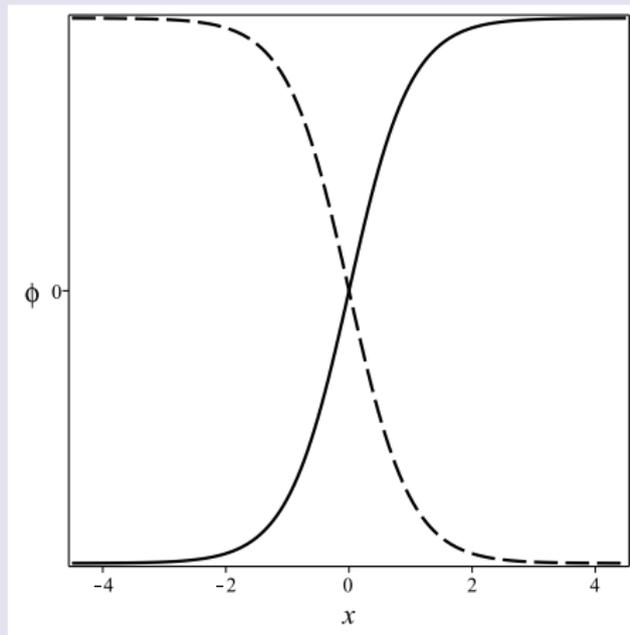


Figura 2: Soluções kink e anti-kink.

Modelo ϕ^4

Densidade de energia

$$\rho(x) = \operatorname{sech}^4(x). \quad (18)$$

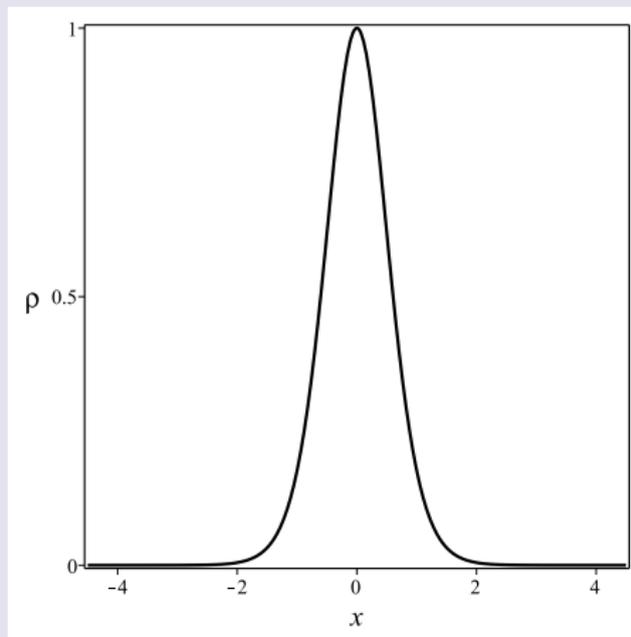


Figura 3: Densidade de energia.

Modelo ϕ^4

Densidade de energia

$$\rho(x) = \operatorname{sech}^4(x). \quad (18)$$

A energia é $E_{BPS} = 4/3$.

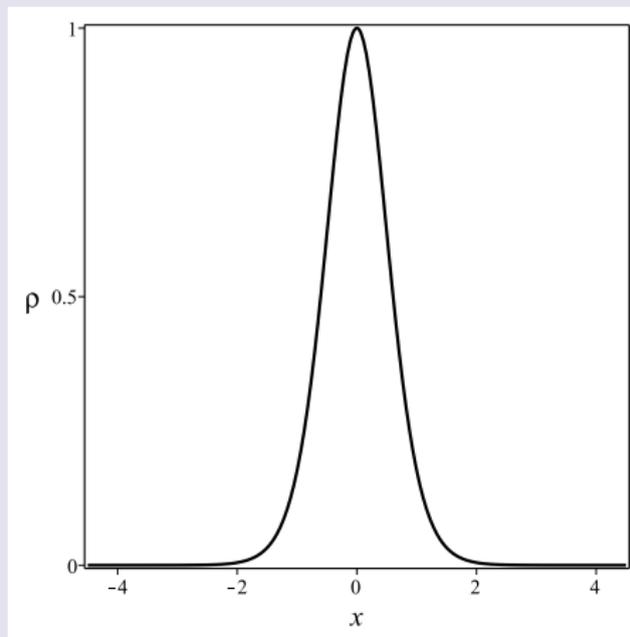


Figura 3: Densidade de energia.

Modelo ϕ^4

O potencial de estabilidade

$$U(x) = 4 - 6\operatorname{sech}^2(x). \quad (19)$$

O modo zero

$$\eta_0(x) = \mathcal{N}\operatorname{sech}^2(x). \quad (20)$$

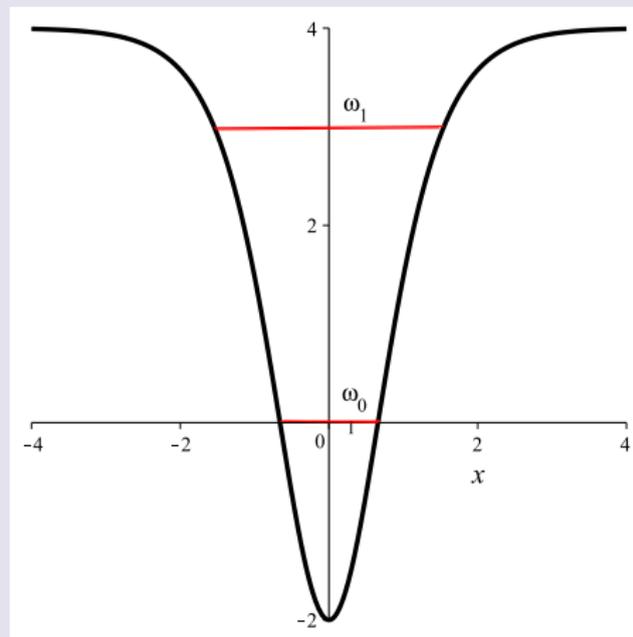


Figura 4: Potencial de estabilidade.

Modelo ϕ^4

O potencial de estabilidade

$$U(x) = 4 - 6\operatorname{sech}^2(x). \quad (19)$$

O modo zero

$$\eta_0(x) = \mathcal{N}\operatorname{sech}^2(x). \quad (20)$$

Dois estados ligados:

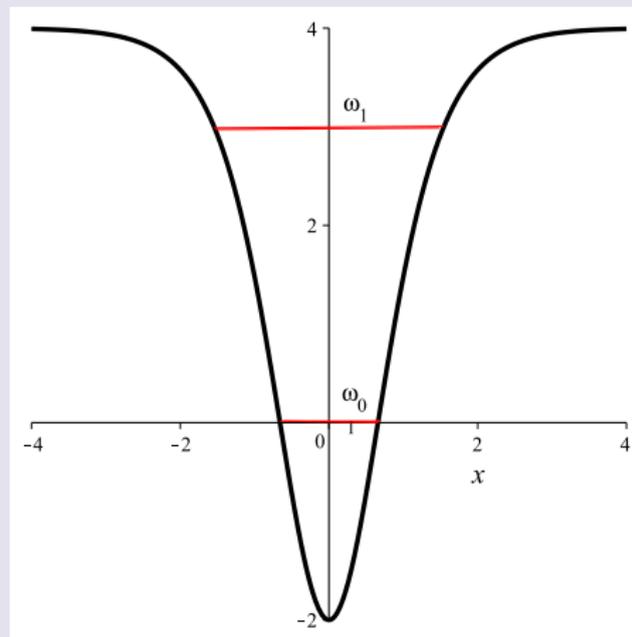


Figura 4: Potencial de estabilidade.

Modelo ϕ^4

O potencial de estabilidade

$$U(x) = 4 - 6 \operatorname{sech}^2(x). \quad (19)$$

O modo zero

$$\eta_0(x) = \mathcal{N} \operatorname{sech}^2(x). \quad (20)$$

Dois estados ligados:

- o modo zero com $\omega_0^2 = 0$,

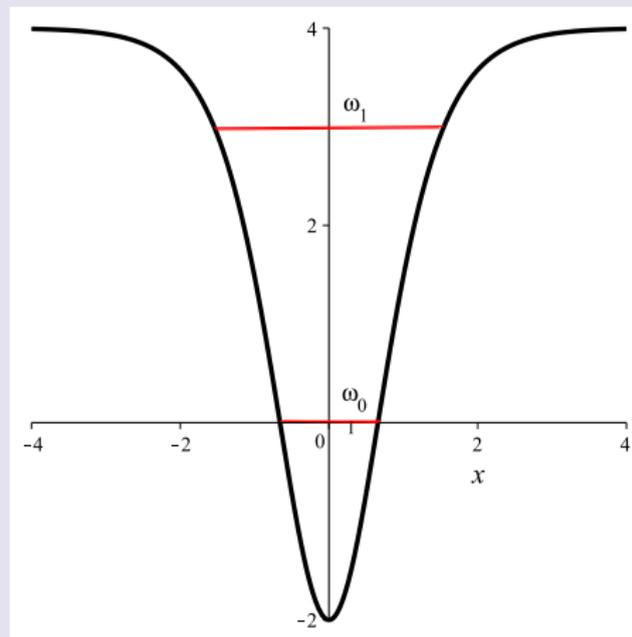


Figura 4: Potencial de estabilidade.

Modelo ϕ^4

O potencial de estabilidade

$$U(x) = 4 - 6\operatorname{sech}^2(x). \quad (19)$$

O modo zero

$$\eta_0(x) = \mathcal{N}\operatorname{sech}^2(x). \quad (20)$$

Dois estados ligados:

- o modo zero com $\omega_0^2 = 0$,
- um estado excitado com $\omega_1^2 = 3$.

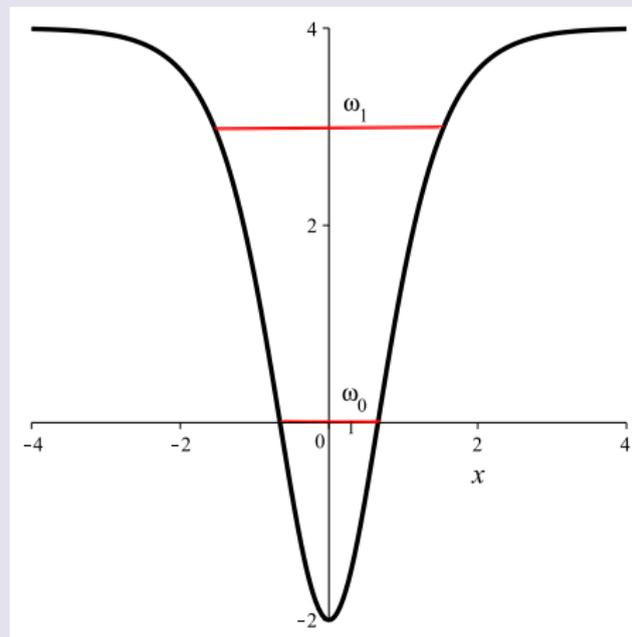
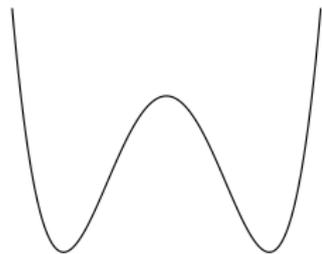


Figura 4: Potencial de estabilidade.

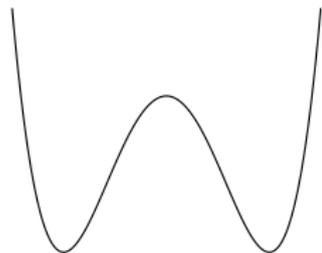
Teoria de um campo escalar real

- Polinomiais: ϕ^4 , ϕ^6 , ...

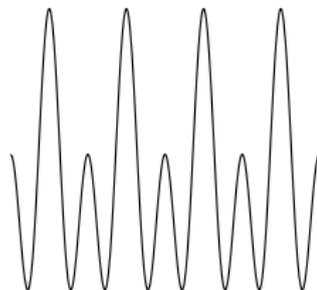
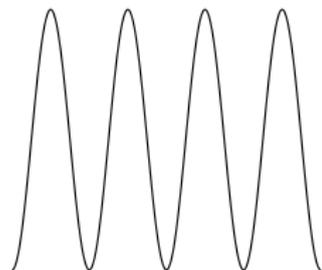


Teoria de um campo escalar real

- Polinomiais: ϕ^4 , ϕ^6 , ...



- Não polinomiais: seno-Gordon, duplo seno-Gordon, ...



Teoria de dois campos escalares reais

Densidade lagrangiana

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi + \frac{1}{2}\partial_\mu\chi\partial^\mu\chi - V(\phi, \chi). \quad (21)$$

Densidade lagrangiana

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + \frac{1}{2} \partial_\mu \chi \partial^\mu \chi - V(\phi, \chi). \quad (21)$$

Equações de movimento

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi + V_\phi = 0, \quad (22)$$

$$\partial_\mu \partial^\mu \chi + V_\chi = 0. \quad (23)$$

Densidade lagrangiana

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi + \frac{1}{2}\partial_\mu\chi\partial^\mu\chi - V(\phi, \chi). \quad (21)$$

Equações de movimento

$$\partial_\mu\partial^\mu\phi + V_\phi = 0, \quad (22)$$

$$\partial_\mu\partial^\mu\chi + V_\chi = 0. \quad (23)$$

Tensor energia momento

$$T_{\mu\nu} = \partial_\mu\phi\partial_\nu\phi + \partial_\mu\chi\partial_\nu\chi - \eta_{\mu\nu}\mathcal{L}. \quad (24)$$

Configurações estáticas: $\phi = \phi(x)$ e $\chi = \chi(x)$. As equações de movimento são

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{\partial V}{\partial\phi}, \quad (25)$$

$$\frac{d^2\chi}{dx^2} = \frac{\partial V}{\partial\chi}. \quad (26)$$

Configurações estáticas: $\phi = \phi(x)$ e $\chi = \chi(x)$. As equações de movimento são

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{\partial V}{\partial\phi}, \quad (25)$$

$$\frac{d^2\chi}{dx^2} = \frac{\partial V}{\partial\chi}. \quad (26)$$

A energia das soluções estáticas

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[\frac{1}{2} \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{d\chi}{dx} \right)^2 + V(\phi, \chi) \right]. \quad (27)$$

Para soluções com energia finita: $\phi'(x)$, $\chi'(x)$ e $V(\phi, \chi)$ se anulam quando $x \rightarrow \pm\infty$.

Formalismo BPS

Formalismo BPS

O potencial

$$V(\phi, \chi) = \frac{1}{2}W_\phi^2 + \frac{1}{2}W_\chi^2. \quad (28)$$

Formalismo BPS

O potencial

$$V(\phi, \chi) = \frac{1}{2}W_\phi^2 + \frac{1}{2}W_\chi^2. \quad (28)$$

Equações de primeira ordem

$$\frac{d\phi}{dx} = \pm W_\phi \quad (29)$$

$$\frac{d\chi}{dx} = \pm W_\chi. \quad (30)$$

Formalismo BPS

O potencial

$$V(\phi, \chi) = \frac{1}{2}W_\phi^2 + \frac{1}{2}W_\chi^2. \quad (28)$$

Equações de primeira ordem

$$\frac{d\phi}{dx} = \pm W_\phi \quad (29)$$

$$\frac{d\chi}{dx} = \pm W_\chi. \quad (30)$$

A energia

$$E_{BPS} = |\Delta W| = |W(\phi(\infty), \chi(\infty)) - W(\phi(-\infty), \chi(-\infty))|. \quad (31)$$

Modelo BNRT¹

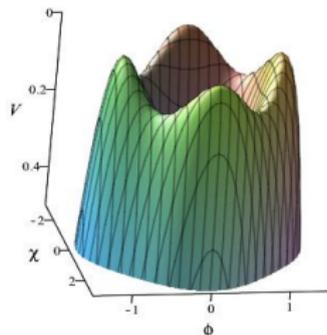
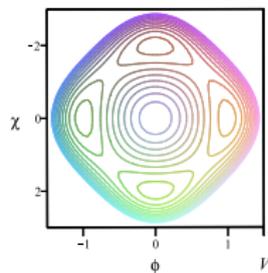
¹D. Bazeia, J.R.S. Nascimento, R.F. Ribeiro and D. Toledo; *Soliton stability in systems of two real scalar fields*. J. Phys. A, 30 (1997): 8157.

Modelo BNRT¹

$$W(\phi, \chi) = \phi - \frac{1}{3}\phi^3 - r\phi\chi^2.$$

Potencial

$$V(\phi, \chi) = \frac{1}{2} (1 - \phi^2 - r\chi^2)^2 + 2r^2\phi^2\chi^2.$$



¹D. Bazeia, J.R.S. Nascimento, R.F. Ribeiro and D. Toledo; *Soliton stability in systems of two real scalar fields*. J. Phys. A, 30 (1997): 8157.

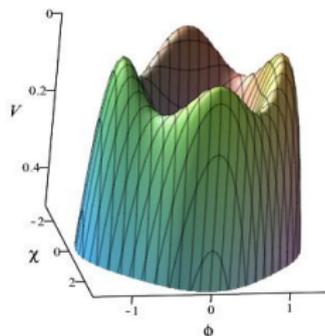
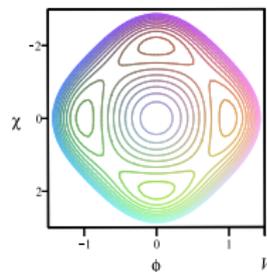
Modelo BNRT¹

$$W(\phi, \chi) = \phi - \frac{1}{3}\phi^3 - r\phi\chi^2.$$

Potencial

$$V(\phi, \chi) = \frac{1}{2} (1 - \phi^2 - r\chi^2)^2 + 2r^2\phi^2\chi^2.$$

- Simetria de reflexão $\phi \rightarrow -\phi$ e $\chi \rightarrow -\chi$, ou simetria $Z_2 \times Z_2$.



¹D. Bazeia, J.R.S. Nascimento, R.F. Ribeiro and D. Toledo; *Soliton stability in systems of two real scalar fields*. J. Phys. A, 30 (1997): 8157.

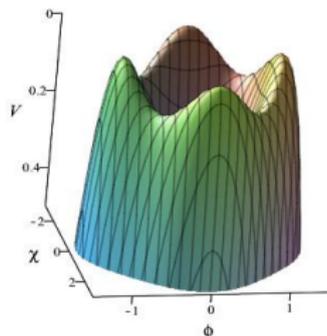
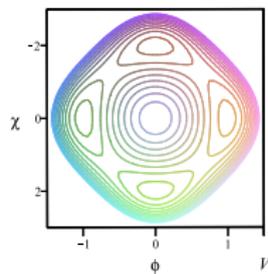
Modelo BNRT¹

$$W(\phi, \chi) = \phi - \frac{1}{3}\phi^3 - r\phi\chi^2.$$

Potencial

$$V(\phi, \chi) = \frac{1}{2} (1 - \phi^2 - r\chi^2)^2 + 2r^2\phi^2\chi^2.$$

- Simetria de reflexão $\phi \rightarrow -\phi$ e $\chi \rightarrow -\chi$, ou simetria $Z_2 \times Z_2$.
- Mínimos $(\pm 1, 0)$ e $(0, \pm\sqrt{1/r})$.



¹D. Bazeia, J.R.S. Nascimento, R.F. Ribeiro and D. Toledo; *Soliton stability in systems of two real scalar fields*. J. Phys. A, 30 (1997): 8157.

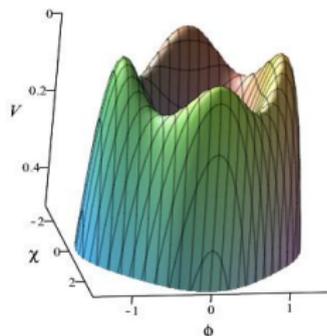
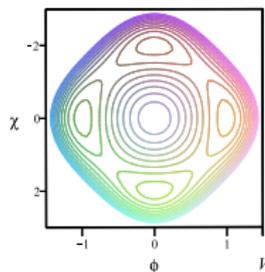
Modelo BNRT¹

$$W(\phi, \chi) = \phi - \frac{1}{3}\phi^3 - r\phi\chi^2.$$

Potencial

$$V(\phi, \chi) = \frac{1}{2} (1 - \phi^2 - r\chi^2)^2 + 2r^2\phi^2\chi^2.$$

- Simetria de reflexão $\phi \rightarrow -\phi$ e $\chi \rightarrow -\chi$, ou simetria $Z_2 \times Z_2$.
- Mínimos $(\pm 1, 0)$ e $(0, \pm\sqrt{1/r})$.
- Seis setores topológicos:



¹D. Bazeia, J.R.S. Nascimento, R.F. Ribeiro and D. Toledo; *Soliton stability in systems of two real scalar fields*. J. Phys. A, 30 (1997): 8157.

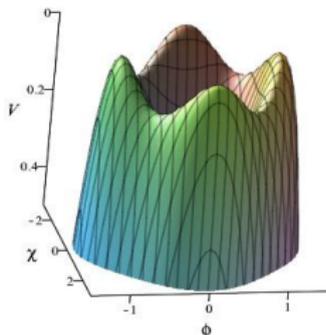
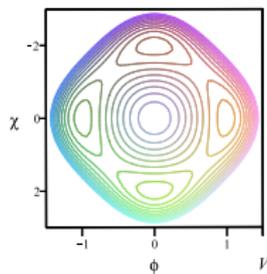
Modelo BNRT¹

$$W(\phi, \chi) = \phi - \frac{1}{3}\phi^3 - r\phi\chi^2.$$

Potencial

$$V(\phi, \chi) = \frac{1}{2} (1 - \phi^2 - r\chi^2)^2 + 2r^2\phi^2\chi^2.$$

- Simetria de reflexão $\phi \rightarrow -\phi$ e $\chi \rightarrow -\chi$, ou simetria $Z_2 \times Z_2$.
- Mínimos $(\pm 1, 0)$ e $(0, \pm\sqrt{1/r})$.
- Seis setores topológicos: cinco BPS



¹D. Bazeia, J.R.S. Nascimento, R.F. Ribeiro and D. Toledo; *Soliton stability in systems of two real scalar fields*. J. Phys. A, 30 (1997): 8157.

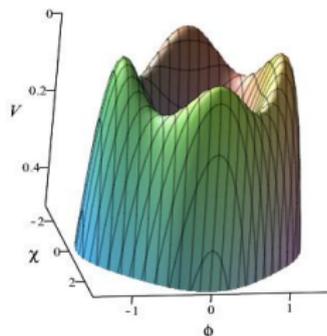
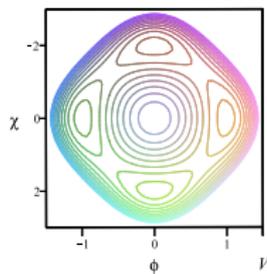
Modelo BNRT¹

$$W(\phi, \chi) = \phi - \frac{1}{3}\phi^3 - r\phi\chi^2.$$

Potencial

$$V(\phi, \chi) = \frac{1}{2} (1 - \phi^2 - r\chi^2)^2 + 2r^2\phi^2\chi^2.$$

- Simetria de reflexão $\phi \rightarrow -\phi$ e $\chi \rightarrow -\chi$, ou simetria $Z_2 \times Z_2$.
- Mínimos $(\pm 1, 0)$ e $(0, \pm\sqrt{1/r})$.
- Seis setores topológicos: cinco BPS e um não-BPS.



¹D. Bazeia, J.R.S. Nascimento, R.F. Ribeiro and D. Toledo; *Soliton stability in systems of two real scalar fields*. J. Phys. A, 30 (1997): 8157.

Modelo BNRT

Equações de primeira ordem

$$\frac{d\phi}{dx} = 1 - \phi^2 - r\chi^2,$$
$$\frac{d\chi}{dx} = -2r\phi\chi.$$

Modelo BNRT

Equações de primeira ordem

$$\frac{d\phi}{dx} = 1 - \phi^2 - r\chi^2,$$
$$\frac{d\chi}{dx} = -2r\phi\chi.$$

Eliminando a dependência em x

$$\frac{d\phi}{d\chi} = \frac{1 - \phi^2 - r\chi^2}{-2r\phi\chi}.$$

Modelo BNRT

Equações de primeira ordem

$$\begin{aligned}\frac{d\phi}{dx} &= 1 - \phi^2 - r\chi^2, \\ \frac{d\chi}{dx} &= -2r\phi\chi.\end{aligned}$$

Eliminando a dependência em x

$$\frac{d\phi}{d\chi} = \frac{1 - \phi^2 - r\chi^2}{-2r\phi\chi}.$$

Órbita

$$\phi^2 = \frac{1}{2 - 1/r}\chi^2 + b\chi^{1/r} + 1.$$

Modelo BNRT

Equações de primeira ordem

$$\frac{d\phi}{dx} = 1 - \phi^2 - r\chi^2,$$

$$\frac{d\chi}{dx} = -2r\phi\chi.$$

Eliminando a dependência em x

$$\frac{d\phi}{d\chi} = \frac{1 - \phi^2 - r\chi^2}{-2r\phi\chi}.$$

Órbita

$$\phi^2 = \frac{1}{2 - 1/r}\chi^2 + b\chi^{1/r} + 1.$$

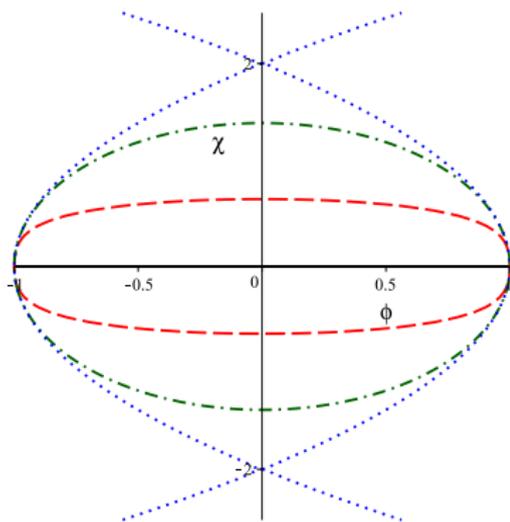


Figura 5: Órbita do modelo BNRT, $b = -\infty, -4, 0, 1/16$.

Modelo BNRT

Órbita elíptica, com $b = 0$, que conecta $(-1, 0) \longleftrightarrow (1, 0)$;

$$\phi^2 = \frac{1}{2 - 1/r} \chi^2 + 1.$$

Modelo BNRT

Órbita elíptica, com $b = 0$, que conecta $(-1, 0) \longleftrightarrow (1, 0)$;

$$\phi^2 = \frac{1}{2 - 1/r} \chi^2 + 1.$$

Par de soluções

$$\begin{aligned}\phi(x) &= \tanh(2rx), \\ \chi(x) &= \sqrt{\frac{1}{r} - 2} \operatorname{sech}(2rx),\end{aligned}$$

onde $r \in (0, 1/2)$.

Modelo BNRT

Órbita elíptica, com $b = 0$, que conecta $(-1, 0) \longleftrightarrow (1, 0)$;

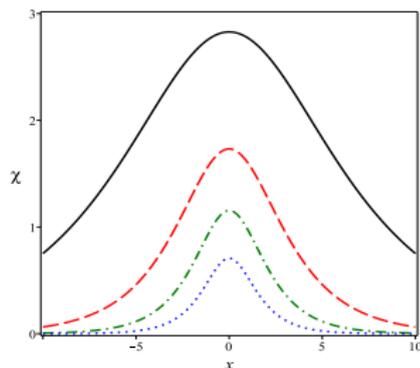
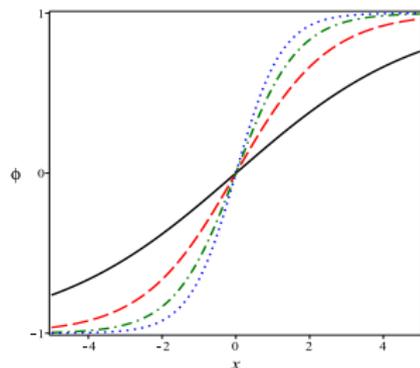
$$\phi^2 = \frac{1}{2 - 1/r} \chi^2 + 1.$$

Par de soluções

$$\phi(x) = \tanh(2rx),$$

$$\chi(x) = \sqrt{\frac{1}{r} - 2} \operatorname{sech}(2rx),$$

onde $r \in (0, 1/2)$. Na figura soluções dos campos com $r = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$.



Modelo BNRT

Densidade de energia

$$\begin{aligned}\rho(x) &= 4r(1 - 2r)\operatorname{sech}^2(2rx) \\ &\quad + 4r(3r - 1)\operatorname{sech}^4(2rx).\end{aligned}$$

Como $W(1, 0) = -W(-1, 0) = 2/3$, a energia é $E_{BPS} = 4/3$.

Modelo BNRT

Densidade de energia

$$\rho(x) = 4r(1 - 2r)\operatorname{sech}^2(2rx) + 4r(3r - 1)\operatorname{sech}^4(2rx).$$

Como $W(1,0) = -W(-1,0) = 2/3$, a energia é $E_{BPS} = 4/3$.

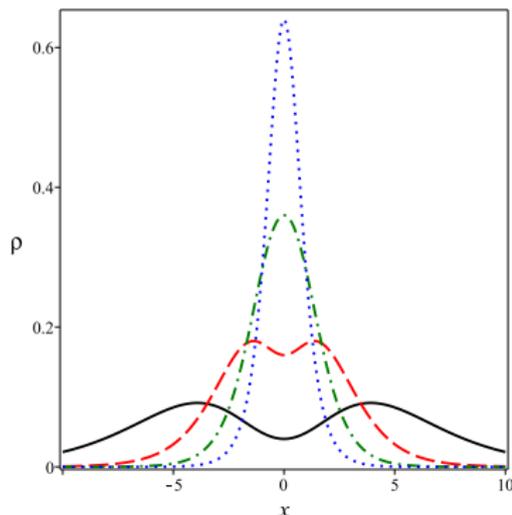


Figura 6: Densidade de energia com $r = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$.

Modelo BNRT

Densidade de energia

$$\rho(x) = 4r(1 - 2r)\operatorname{sech}^2(2rx) + 4r(3r - 1)\operatorname{sech}^4(2rx).$$

Como $W(1,0) = -W(-1,0) = 2/3$, a energia é $E_{BPS} = 4/3$.

- Para $r \in (1/2, 1/4]$, máximo em $x = 0$;

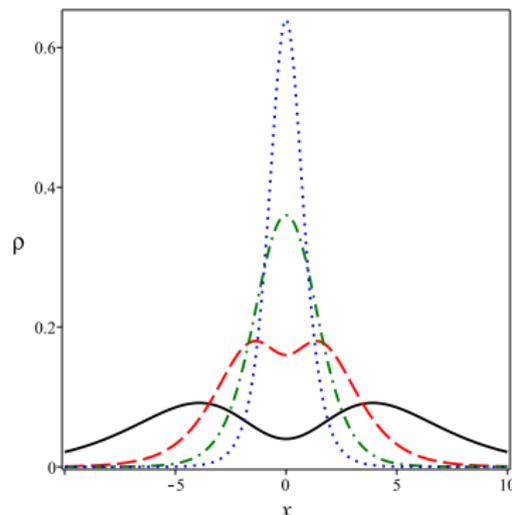


Figura 6: Densidade de energia com $r = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$.

Modelo BNRT

Densidade de energia

$$\rho(x) = 4r(1 - 2r)\operatorname{sech}^2(2rx) + 4r(3r - 1)\operatorname{sech}^4(2rx).$$

Como $W(1,0) = -W(-1,0) = 2/3$, a energia é $E_{BPS} = 4/3$.

- Para $r \in (1/2, 1/4]$, máximo em $x = 0$;
- Para $r \in (1/4, 0)$, o máximo se divide em dois \Rightarrow Estrutura interna.

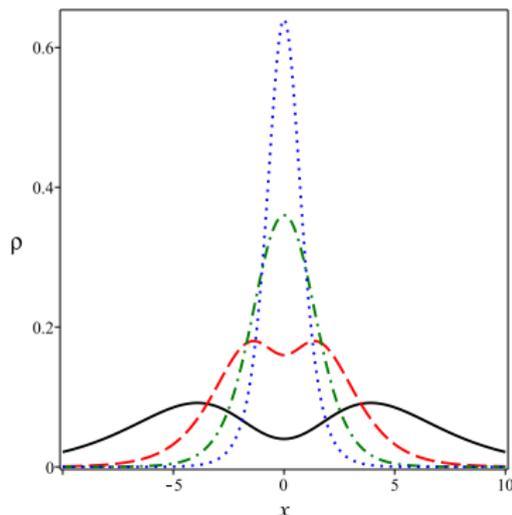


Figura 6: Densidade de energia com $r = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$.

Teoria de Campos com Dinâmica Modificada

Densidade lagrangiana

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\phi, X) \quad \text{com} \quad X = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi \quad (32)$$

Densidade lagrangiana

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\phi, X) \quad \text{com} \quad X = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi \quad (32)$$

Equação de movimento para o campo estático

$$(\mathcal{L}_X \phi')' = -\mathcal{L}_\phi, \quad (33)$$

Densidade lagrangiana

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\phi, X) \quad \text{com} \quad X = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi \quad (32)$$

Equação de movimento para o campo estático

$$(\mathcal{L}_X \phi')' = -\mathcal{L}_\phi, \quad (33)$$

Formalismo de primeira ordem,

$$\mathcal{L}_X \phi' = W_\phi, \quad (34)$$

Densidade lagrangiana

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\phi, X) \quad \text{com} \quad X = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi \quad (32)$$

Equação de movimento para o campo estático

$$(\mathcal{L}_X \phi')' = -\mathcal{L}_\phi, \quad (33)$$

Formalismo de primeira ordem,

$$\mathcal{L}_X \phi' = W_\phi, \quad (34)$$

A energia para soluções

$$E = |W(\phi(x \rightarrow \infty)) - W(\phi(x \rightarrow -\infty))|. \quad (35)$$

Exemplo

$$\mathcal{L} = -X^2 - V(\phi) \quad \text{com} \quad V(\phi) = \frac{3}{4}W_\phi^{4/3}. \quad (36)$$

Exemplo

$$\mathcal{L} = -X^2 - V(\phi) \quad \text{com} \quad V(\phi) = \frac{3}{4}W_\phi^{4/3}. \quad (36)$$

Equação de primeira ordem

$$\phi' = W_\phi^{1/3}. \quad (37)$$

Exemplo

$$\mathcal{L} = -X^2 - V(\phi) \quad \text{com} \quad V(\phi) = \frac{3}{4}W_\phi^{4/3}. \quad (36)$$

Equação de primeira ordem

$$\phi' = W_\phi^{1/3}. \quad (37)$$

A densidade de energia

$$\rho(x) = W_\phi^{4/3} = \phi'^4. \quad (38)$$

Exemplo

$$\mathcal{L} = -X^2 - V(\phi) \quad \text{com} \quad V(\phi) = \frac{3}{4}W_\phi^{4/3}. \quad (36)$$

Equação de primeira ordem

$$\phi' = W_\phi^{1/3}. \quad (37)$$

A densidade de energia

$$\rho(x) = W_\phi^{4/3} = \phi'^4. \quad (38)$$

Potencial estabilidade e modo zero

$$U(z) = 2W_\phi^{-1/3}W_{\phi\phi\phi}\Big|_{\phi(z)} \quad \text{e} \quad u_0(z) = NW_\phi^{2/3} \quad (39)$$

Compacton

$$V(\phi) = \frac{3}{4} (1 - \phi^2)^2 .$$

Compacton

$$V(\phi) = \frac{3}{4} (1 - \phi^2)^2.$$

Equação de movimento

$$\phi'^2 \phi'' = -\phi(1 - \phi^2).$$

Compacton

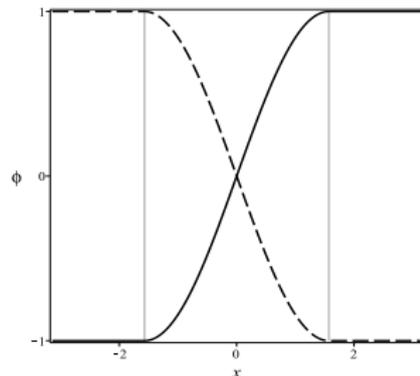
$$V(\phi) = \frac{3}{4} (1 - \phi^2)^2.$$

Equação de movimento

$$\phi'^2 \phi'' = -\phi(1 - \phi^2).$$

Solução compacta

$$\phi(x) = \begin{cases} -1, & x < -\pi/2, \\ \sin(x), & -\pi/2 \leq x \leq \pi/2, \\ 1, & x > \pi/2. \end{cases}$$



Compacton

$$V(\phi) = \frac{3}{4} (1 - \phi^2)^2.$$

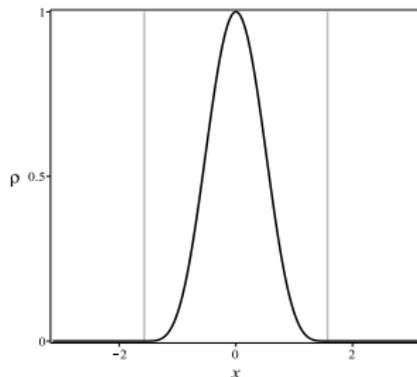
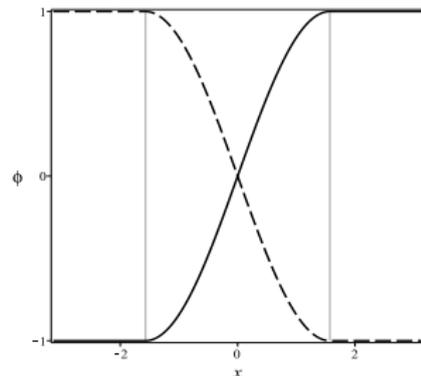
Equação de movimento

$$\phi'^2 \phi'' = -\phi(1 - \phi^2).$$

Solução compacta

$$\phi(x) = \begin{cases} -1, & x < -\pi/2, \\ \sin(x), & -\pi/2 \leq x \leq \pi/2, \\ 1, & x > \pi/2. \end{cases}$$

Densidade de energia: $\rho(x) = \cos^4(x)$ para $x \in [-\pi/2, \pi/2]$, e se anula nas outras regiões. Energia $E = 3\pi/8$.

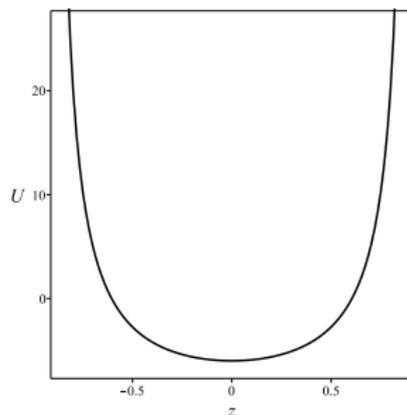


Compacton

Potencial de estabilidade

$$U(z) = \begin{cases} \infty, & |z| > \pi/2\sqrt{3}, \\ -12 + 6\sec^2(\sqrt{3}z), & |z| \leq \pi/2\sqrt{3}. \end{cases}$$

Autoenergias $\omega_n^2 = 12n(n+2)$, com
 $n = 0, 1, 2, \dots$



Efeitos de Altas Temperaturas em Estruturas Compactas

Dionisio Bazeia; Elisama Lima; Laercio Losano
(European Physical Journal C, 2016)

High temperature effects on compact-like structures

D. Bazeia^a, E. E. M. Lima, L. Losano

Departamento de Física, Universidade Federal da Paraíba, João Pessoa, PB 58051-900, Brazil

Received: 24 May 2016 / Accepted: 18 July 2016 / Published online: 27 July 2016
© The Author(s) 2016. This article is published with open access at Springerlink.com

Abstract In this work we investigate the transition from kinks to compactons at high temperatures. We deal with a family of models, described by a real scalar field with standard kinematics, controlled by a single parameter, real and positive. The family of models supports kink-like solutions, and the solutions tend to become compact when the parameter increases to larger and larger values. We study the one-loop corrections at finite temperature, to see how the thermal effects add to the effective potential. The results suggest that the symmetry is restored at very high temperatures.

1 Introduction

Topological defects are of current interest and have attracted

was calculated in a model with modified kinematics. Here, however, we study a model first introduced in [35], with standard kinematics. Due to the standard kinematics, we could calculate the one-loop correction to get to the effective potential following the usual route. In this sense, the present investigation is indirect, since we will study the effective potential instead of the effective action. However, if the thermal effects are suitable to restore the symmetry at some critical temperature T_c , the system cannot support defect structure anymore, when the temperature is higher than or equal to the critical one.

As one knows, in the standard scenario [37, 38], the high temperature effects allows the symmetry restoration, leading to a phase transition where topological structures appear below the critical temperature. Although this is the gen-

Potencial efetivo à temperatura finita

O potencial efetivo

$$V_{eff}(\phi) = V_0(\phi) + \hbar V_1(\phi).$$

Potencial efetivo à temperatura finita

O potencial efetivo

$$V_{eff}(\phi) = V_0(\phi) + \hbar V_1(\phi).$$

onde

$$V_1(\phi) = \frac{1}{2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \ln(k^2 + V''(\phi)).$$

O potencial efetivo

$$V_{eff}(\phi) = V_0(\phi) + \hbar V_1(\phi).$$

onde

$$V_1(\phi) = \frac{1}{2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \ln(k^2 + V''(\phi)).$$

- $x_0 = it \in [0, \beta]$ (tempo euclidiano)

Potencial efetivo à temperatura finita

O potencial efetivo

$$V_{eff}(\phi) = V_0(\phi) + \hbar V_1(\phi).$$

onde

$$V_1(\phi) = \frac{1}{2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \ln(k^2 + V''(\phi)).$$

- $x_0 = it \in [0, \beta]$ (tempo euclidiano)
- $k_0 = \omega_n = 2\pi n/\beta$ (discretização das frequências)

$$\int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \rightarrow \frac{1}{\beta} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}.$$

$$V_1^\beta(\phi) = \frac{1}{2\pi^2\beta} \int dk k^2 \ln \left(1 - e^{-\beta\sqrt{k^2+V''(\phi)}} \right). \quad (40)$$

$$V_1^\beta(\phi) = \frac{1}{2\pi^2\beta} \int dk k^2 \ln \left(1 - e^{-\beta\sqrt{k^2+V''(\phi)}} \right). \quad (40)$$

No limite de altas temperaturas $T^2 \gg M^2$,

$$V_{eff}(\phi) = V(\phi) + \frac{T^2}{24} V''(\phi). \quad (41)$$

$$V_1^\beta(\phi) = \frac{1}{2\pi^2\beta} \int dk k^2 \ln \left(1 - e^{-\beta\sqrt{k^2+V''(\phi)}} \right). \quad (40)$$

No limite de altas temperaturas $T^2 \gg M^2$,

$$V_{eff}(\phi) = V(\phi) + \frac{T^2}{24} V''(\phi). \quad (41)$$

Reescrevemos,

$$U_{eff}(\phi) = V_{eff}(\phi) - V_{eff}(0) \quad (42)$$

$$V_1^\beta(\phi) = \frac{1}{2\pi^2\beta} \int dk k^2 \ln \left(1 - e^{-\beta\sqrt{k^2+V''(\phi)}} \right). \quad (40)$$

No limite de altas temperaturas $T^2 \gg M^2$,

$$V_{eff}(\phi) = V(\phi) + \frac{T^2}{24} V''(\phi). \quad (41)$$

Reescrevemos,

$$U_{eff}(\phi) = V_{eff}(\phi) - V_{eff}(0) \quad (42)$$

Massa efetiva

$$M_{eff}^2(T) = \left. \frac{d^2 U_{eff}}{d\phi^2} \right|_{\phi_{min}(T)}. \quad (43)$$

Transição de kinks para compactons

- Partimos de uma teoria com termo cinético usual

Transição de kinks para compactons

- Partimos de uma teoria com termo cinético usual
- Potencial clássico

$$V_\alpha(\phi) = \frac{1}{2\alpha} \left(\sqrt{1 + 4\alpha \left(1 + \frac{\alpha}{2}\right) V(\phi)} - 1 \right),$$

com α real e

$$V(\phi) = \frac{1}{2}(1 - \phi^2)^2.$$

Transição de kinks para compactons

- Partimos de uma teoria com termo cinético usual
- Potencial clássico

$$V_\alpha(\phi) = \frac{1}{2\alpha} \left(\sqrt{1 + 4\alpha \left(1 + \frac{\alpha}{2}\right) V(\phi)} - 1 \right),$$

com α real e

$$V(\phi) = \frac{1}{2}(1 - \phi^2)^2.$$

- $V_\alpha(\phi)$ é não negativo com mínimos $\phi_\pm = \pm 1$.

Transição de kinks para compactons

- Partimos de uma teoria com termo cinético usual
- Potencial clássico

$$V_\alpha(\phi) = \frac{1}{2\alpha} \left(\sqrt{1 + 4\alpha \left(1 + \frac{\alpha}{2}\right) V(\phi)} - 1 \right),$$

com α real e

$$V(\phi) = \frac{1}{2}(1 - \phi^2)^2.$$

- $V_\alpha(\phi)$ é não negativo com mínimos $\phi_\pm = \pm 1$.
- A equação de movimento é

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{1 + \alpha/2}{\sqrt{1 + 4\alpha \left(1 + \frac{\alpha}{2}\right) V(\phi)}} \frac{dV}{d\phi}.$$

Transição de kinks para compactons

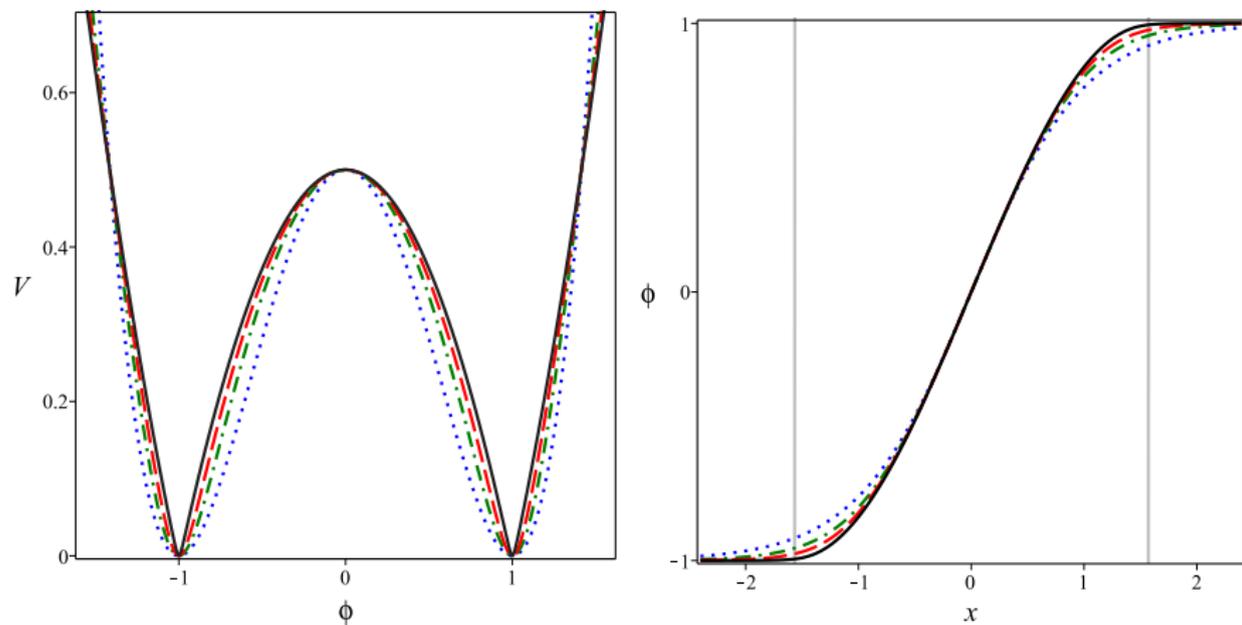


Figura 7: Potencial $V_\alpha(\phi)$ e solução estática para $\alpha = 0$ e valores cada vez maiores.

Transição de kinks para compactons

- Para $1/\alpha \ll 1$

$$V_\alpha(\phi) = \sqrt{V(\phi)/2} + \frac{1}{2\alpha} \left(\sqrt{2V(\phi)} - 1 \right) + O(\alpha^{-2}),$$

Transição de kinks para compactons

- Para $1/\alpha \ll 1$

$$V_\alpha(\phi) = \sqrt{V(\phi)/2} + \frac{1}{2\alpha} \left(\sqrt{2V(\phi)} - 1 \right) + O(\alpha^{-2}),$$

quando $1/\alpha \rightarrow 0$ o potencial se torna

$$V_c(\alpha) = \frac{1}{2}|1 - \phi^2|.$$

Transição de kinks para compactons

- Para $1/\alpha \ll 1$

$$V_\alpha(\phi) = \sqrt{V(\phi)/2} + \frac{1}{2\alpha} \left(\sqrt{2V(\phi)} - 1 \right) + O(\alpha^{-2}),$$

quando $1/\alpha \rightarrow 0$ o potencial se torna

$$V_c(\alpha) = \frac{1}{2} |1 - \phi^2|.$$

Solução compacta e densidade de energia

$$\phi_c(x) = \begin{cases} -1, & x < -\pi/2, \\ \sin(x), & -\pi/2 \leq x \leq \pi/2, \\ 1, & x > \pi/2. \end{cases} \quad \rho_c(x) = \begin{cases} 0, & |x| > \pi/2, \\ \cos^2(x), & |x| \leq \pi/2, \end{cases}$$

A energia $E_c = \pi/2$.

Transição de kinks para compactons

- Para $1/\alpha \ll 1$

$$V_\alpha(\phi) = \sqrt{V(\phi)/2} + \frac{1}{2\alpha} \left(\sqrt{2V(\phi)} - 1 \right) + O(\alpha^{-2}),$$

quando $1/\alpha \rightarrow 0$ o potencial se torna

$$V_c(\alpha) = \frac{1}{2} |1 - \phi^2|.$$

Solução compacta e densidade de energia

$$\phi_c(x) = \begin{cases} -1, & x < -\pi/2, \\ \sin(x), & -\pi/2 \leq x \leq \pi/2, \\ 1, & x > \pi/2. \end{cases} \quad \rho_c(x) = \begin{cases} 0, & |x| > \pi/2, \\ \cos^2(x), & |x| \leq \pi/2, \end{cases}$$

A energia $E_c = \pi/2$.

- Para $\alpha \ll 1$

$$V_\alpha(\phi) = V(\phi) + \frac{\alpha}{2} V(\phi) (1 - 2V(\phi)) + O(\alpha^2),$$

Transição de kinks para compactons

- Para $1/\alpha \ll 1$

$$V_\alpha(\phi) = \sqrt{V(\phi)/2} + \frac{1}{2\alpha} \left(\sqrt{2V(\phi)} - 1 \right) + O(\alpha^{-2}),$$

quando $1/\alpha \rightarrow 0$ o potencial se torna

$$V_c(\alpha) = \frac{1}{2} |1 - \phi^2|.$$

Solução compacta e densidade de energia

$$\phi_c(x) = \begin{cases} -1, & x < -\pi/2, \\ \sin(x), & -\pi/2 \leq x \leq \pi/2, \\ 1, & x > \pi/2. \end{cases} \quad \rho_c(x) = \begin{cases} 0, & |x| > \pi/2, \\ \cos^2(x), & |x| \leq \pi/2, \end{cases}$$

A energia $E_c = \pi/2$.

- Para $\alpha \ll 1$

$$V_\alpha(\phi) = V(\phi) + \frac{\alpha}{2} V(\phi) (1 - 2V(\phi)) + O(\alpha^2),$$

quando $\alpha \rightarrow 0$, obtemos o modelo ϕ^4 .

- Reescrevemos o potencial clássico

$$V_{\alpha}(\tilde{\phi}) = \frac{\mu}{2\alpha} \left(\sqrt{1 + \alpha(2 + \alpha)(1 - \tilde{\phi}^2)^2} - 1 \right).$$

- Reescrevemos o potencial clássico

$$V_\alpha(\tilde{\phi}) = \frac{\mu}{2\alpha} \left(\sqrt{1 + \alpha(2 + \alpha)(1 - \tilde{\phi}^2)^2} - 1 \right).$$

- Massa clássica: $M_\alpha^2 = 2\mu(2 + \alpha)$.

- Reescrevemos o potencial clássico

$$V_\alpha(\tilde{\phi}) = \frac{\mu}{2\alpha} \left(\sqrt{1 + \alpha(2 + \alpha)(1 - \tilde{\phi}^2)^2} - 1 \right).$$

- Massa clássica: $M_\alpha^2 = 2\mu(2 + \alpha)$.
- Aproximação de altas temperaturas: $2\mu(2 + \alpha)/T^2 \ll 1$.

- Reescrevemos o potencial clássico

$$V_{\alpha}(\tilde{\phi}) = \frac{\mu}{2\alpha} \left(\sqrt{1 + \alpha(2 + \alpha)(1 - \tilde{\phi}^2)^2} - 1 \right).$$

- Massa clássica: $M_{\alpha}^2 = 2\mu(2 + \alpha)$.
- Aproximação de altas temperaturas: $2\mu(2 + \alpha)/T^2 \ll 1$.
- O potencial efetivo

$$U_{eff}(\tilde{\phi}) = V_{\alpha}(\tilde{\phi}) - V_{\alpha}(0) + \frac{T^2}{24} \left(V_{\alpha}''(\tilde{\phi}) - V_{\alpha}''(0) \right).$$

Efeitos térmicos

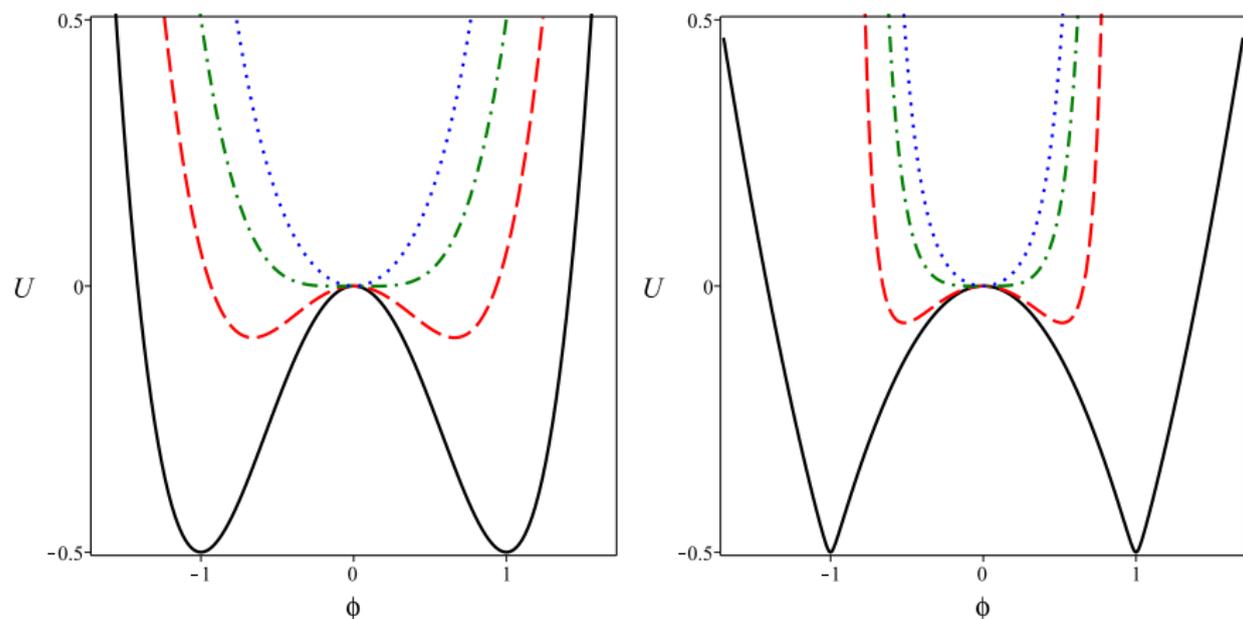


Figura 8: $U_{eff}(\tilde{\phi})$ para $\alpha = 0$ ($T = 1.5, 2, 2.5$) e $\alpha = 20$ ($T = 20, 42, 60$).

Na temperatura crítica

$$\left. \frac{d^2 U_{eff}}{d\tilde{\phi}^2} \right|_{\tilde{\phi}=0} = 0,$$

Na temperatura crítica

$$\left. \frac{d^2 U_{eff}}{d\tilde{\phi}^2} \right|_{\tilde{\phi}=0} = 0,$$

encontramos $T_c = 2 + 2\alpha$.

Efeitos térmicos

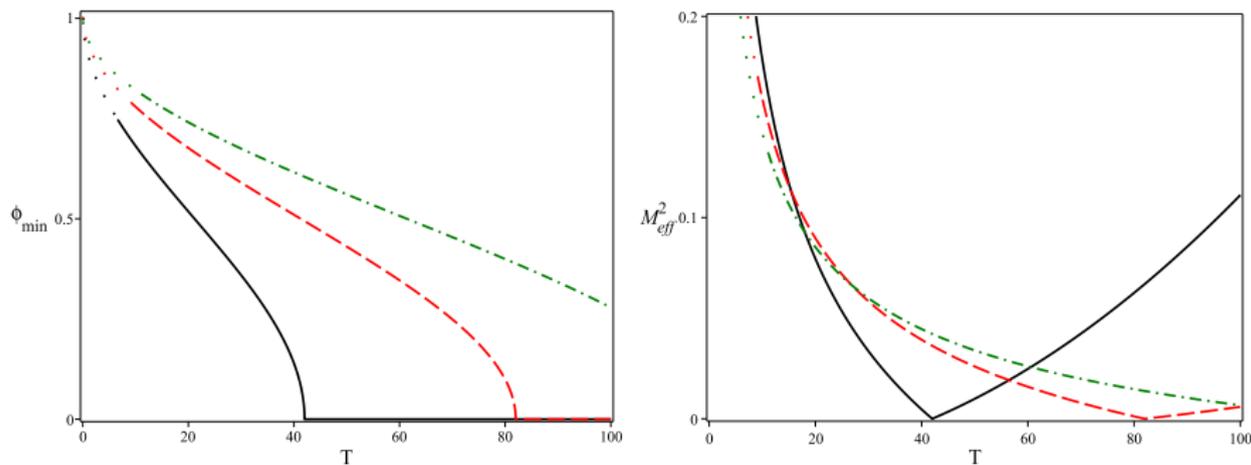
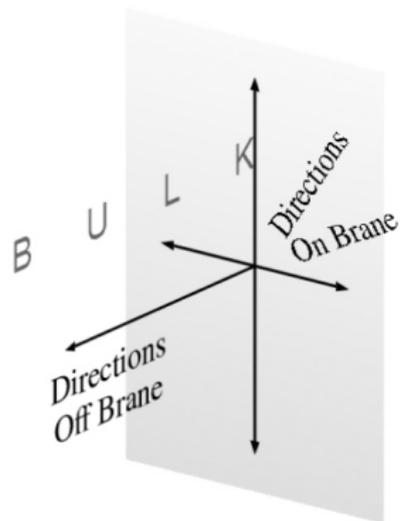
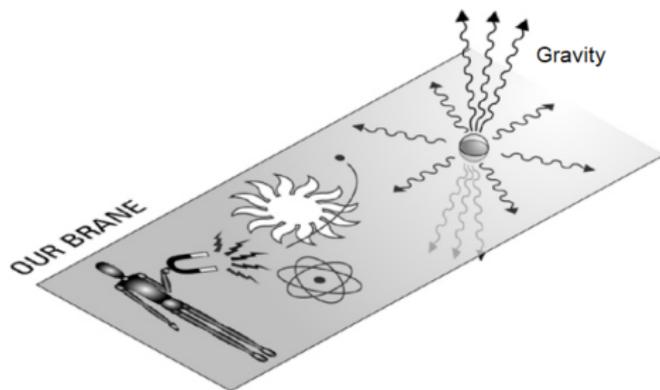
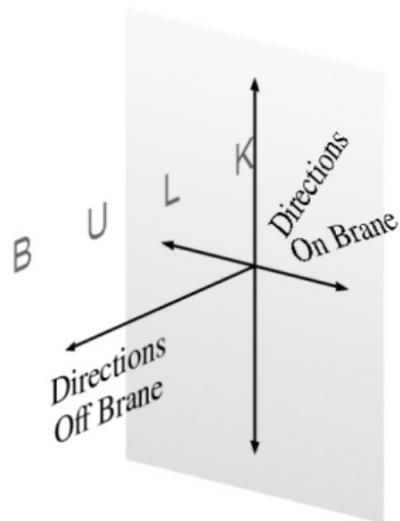


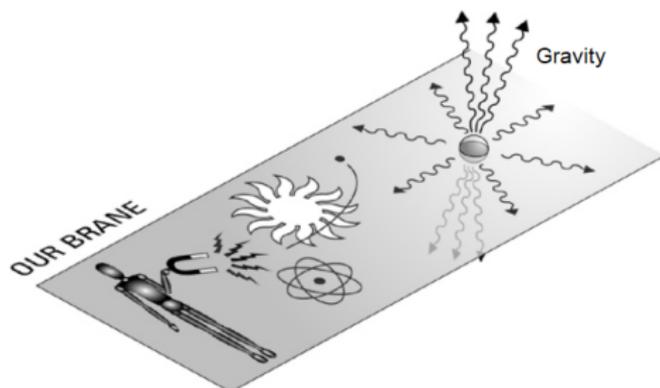
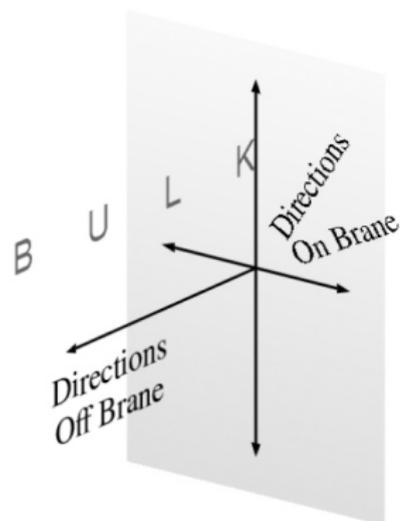
Figura 9: Mínimos $\tilde{\phi}_{min}(T)$ e massa efetiva M_{eff}^2/M_α^2 em função da temperatura T , para $\alpha = 20, 40, 60$

Contexto de Mundo Brana

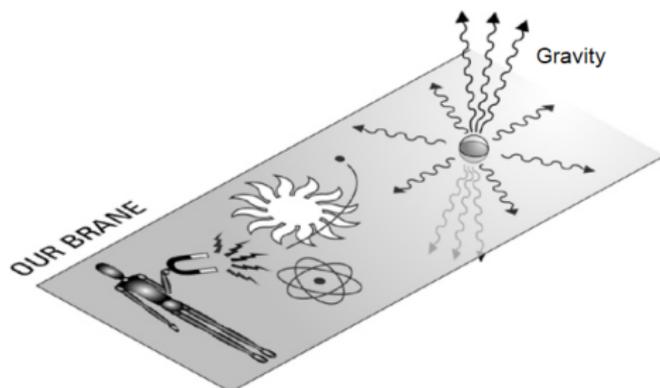
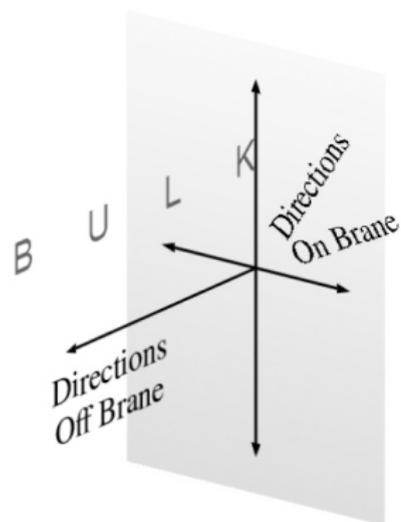




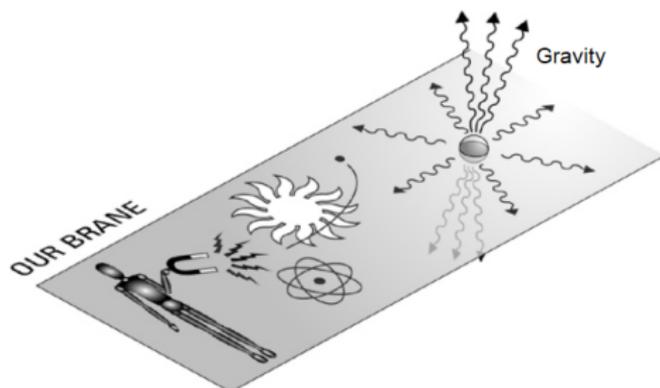
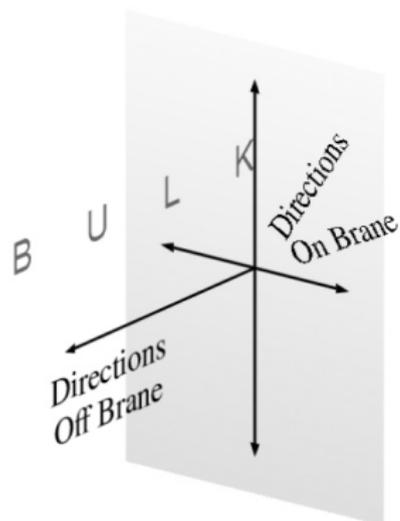
- As partículas e matéria estão confinadas na brana



- As partículas e matéria estão confinadas na brana
- A gravidade pode se propagar em todas as dimensões do bulk



- As partículas e matéria estão confinadas na brana
- A gravidade pode se propagar em todas as dimensões do bulk
 - A gravidade pode fornecer informações sobre as dimensões extras



- As partículas e matéria estão confinadas na brana
- A gravidade pode se propagar em todas as dimensões do bulk
 - A gravidade pode fornecer informações sobre as dimensões extras
 - Pode explicar porque a gravidade é uma força de acoplamento fraco

Por que dimensões extras?



Por que dimensões extras?



- A unificação da gravitação com outras teorias fundamentais
- Resolver o problema da Hierarquia nas escalas fundamentais
- Nova forma de explicar porque a gravidade é a força mais fraca da Natureza
- Novo conceito de Universo

Elemento de linha em 5-D

$$ds^2 = e^{2A(y)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2$$

Elemento de linha em 5-D

$$ds^2 = e^{2A(y)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2$$

- O espaço-tempo de Minkowski é deformado pelo fator de distorção

Elemento de linha em 5-D

$$ds^2 = e^{2A(y)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2$$

- O espaço-tempo de Minkowski é deformado pelo fator de distorção
- Métrica do espaço-tempo 5-D satisfaz a simetria de Poincaré 4-D

Elemento de linha em 5-D

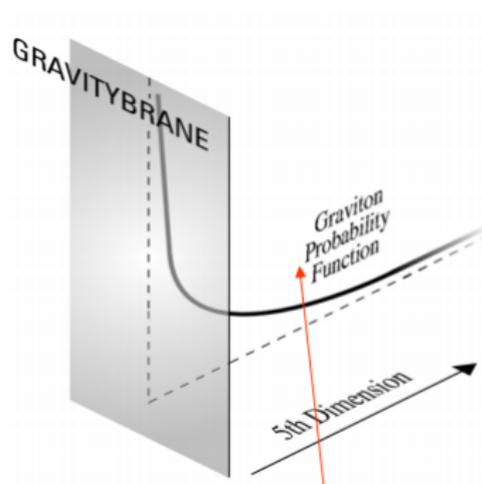
$$ds^2 = e^{2A(y)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2$$

- O espaço-tempo de Minkowski é deformado pelo fator de distorção
- Métrica do espaço-tempo 5-D satisfaz a simetria de Poincaré 4-D
- Consideramos a gravidade concentrada próximo à brana

Elemento de linha em 5-D

$$ds^2 = e^{2A(y)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2$$

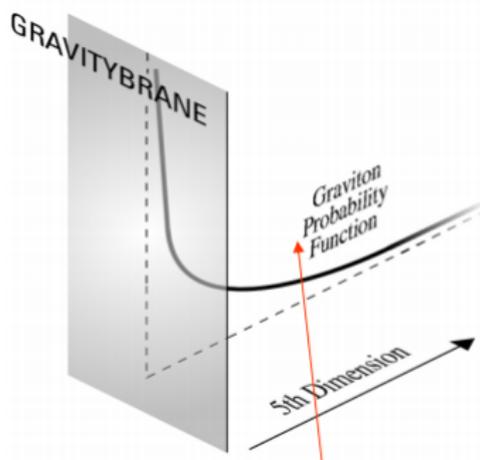
- O espaço-tempo de Minkowski é deformado pelo fator de distorção
- Métrica do espaço-tempo 5-D satisfaz a simetria de Poincaré 4-D
- Consideramos a gravidade concentrada próximo à brana



Elemento de linha em 5-D

$$ds^2 = e^{2A(y)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2$$

- O espaço-tempo de Minkowski é deformado pelo fator de distorção
- Métrica do espaço-tempo 5-D satisfaz a simetria de Poincaré 4-D
- Consideramos a gravidade concentrada próximo à brana

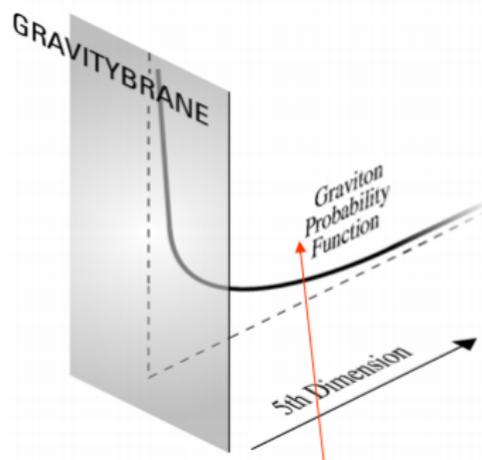


- A dimensão extra pode ser infinita

Elemento de linha em 5-D

$$ds^2 = e^{2A(y)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2$$

- O espaço-tempo de Minkowski é deformado pelo fator de distorção
- Métrica do espaço-tempo 5-D satisfaz a simetria de Poincaré 4-D
- Consideramos a gravidade concentrada próximo à brana



- A dimensão extra pode ser infinita \Rightarrow resultados compatíveis com observações

Branas modeladas por campos escalares reais

Branas modeladas por campos escalares reais

- Introduzimos um princípio variacional

Branas modeladas por campos escalares reais

- Introduzimos um princípio variacional
- Ação em 5-dimensões

$$I_{a\tilde{\zeta}\tilde{\alpha}o} = \int d^4x dy \sqrt{g} \left(-\frac{R}{4} + \mathcal{L}(\phi, \partial_a \phi) \right)$$

- O campo escalar é acoplado à gravidade

Branas modeladas por campos escalares reais

- Introduzimos um princípio variacional
- Ação em 5-dimensões

$$I_{a\tilde{\zeta}\tilde{\alpha}o} = \int d^4x dy \sqrt{g} \left(-\frac{R}{4} + \mathcal{L}(\phi, \partial_a \phi) \right)$$

- O campo escalar é acoplado à gravidade
- R é o escalar de curvatura do espaço-tempo 5-D

- Introduzimos um princípio variacional
- Ação em 5-dimensões

$$I_{a\tilde{\zeta}\tilde{\alpha}o} = \int d^4x dy \sqrt{g} \left(-\frac{R}{4} + \mathcal{L}(\phi, \partial_a \phi) \right)$$

- O campo escalar é acoplado à gravidade
- R é o escalar de curvatura do espaço-tempo 5-D
- $\mathcal{L}(\phi, \partial_a \phi)$ é a densidade Lagrangiana dos campos

Branas modeladas por campos escalares reais

- Introduzimos um princípio variacional
- Ação em 5-dimensões

$$I_{a\tilde{\zeta}\tilde{\alpha}o} = \int d^4x dy \sqrt{g} \left(-\frac{R}{4} + \mathcal{L}(\phi, \partial_a \phi) \right)$$

- O campo escalar é acoplado à gravidade
- R é o escalar de curvatura do espaço-tempo 5-D
- $\mathcal{L}(\phi, \partial_a \phi)$ é a densidade Lagrangiana dos campos
- Brana pode ser representada por defeitos topológicos (tipo paredes de domínio) no espaço-tempo 5-D

Branas modeladas por campos escalares reais

- Introduzimos um princípio variacional
- Ação em 5-dimensões

$$I_{a\tilde{c}\tilde{a}o} = \int d^4x dy \sqrt{g} \left(-\frac{R}{4} + \mathcal{L}(\phi, \partial_a \phi) \right)$$

- O campo escalar é acoplado à gravidade
- R é o escalar de curvatura do espaço-tempo 5-D
- $\mathcal{L}(\phi, \partial_a \phi)$ é a densidade Lagrangiana dos campos
- Brana pode ser representada por defeitos topológicos (tipo paredes de domínio) no espaço-tempo 5-D



Modelos de Brana Espessa

Ação em $(4 + 1)$ - dimensões

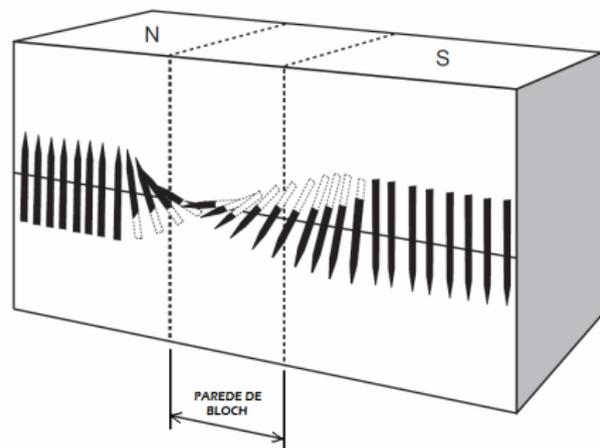
$$I_{a\tilde{\zeta}\tilde{\alpha}o} = \int d^4x dy \sqrt{g} \left(-\frac{R}{4} + \frac{1}{2} \partial_a \phi \partial^a \phi + \frac{1}{2} \partial_a \chi \partial^a \chi - V(\phi, \chi) \right) \quad (44)$$

Brana de Bloch

Ação em $(4 + 1)$ - dimensões

$$I_{a\tilde{\zeta}\tilde{\alpha}o} = \int d^4x dy \sqrt{g} \left(-\frac{R}{4} + \frac{1}{2} \partial_a \phi \partial^a \phi + \frac{1}{2} \partial_a \chi \partial^a \chi - V(\phi, \chi) \right) \quad (44)$$

Analogia à parede de Bloch

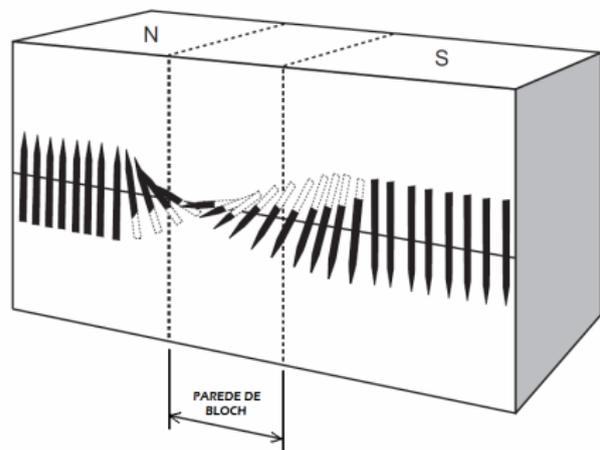


Brana de Bloch

Ação em $(4 + 1)$ - dimensões

$$I_{a\zeta\tilde{a}o} = \int d^4x dy \sqrt{g} \left(-\frac{R}{4} + \frac{1}{2} \partial_a \phi \partial^a \phi + \frac{1}{2} \partial_a \chi \partial^a \chi - V(\phi, \chi) \right) \quad (44)$$

Analogia à parede de Bloch



As equações de movimento para os campos ϕ e χ

$$\partial_c (\sqrt{g} \partial^c \phi) + \sqrt{g} \frac{\partial V}{\partial \phi} = 0$$

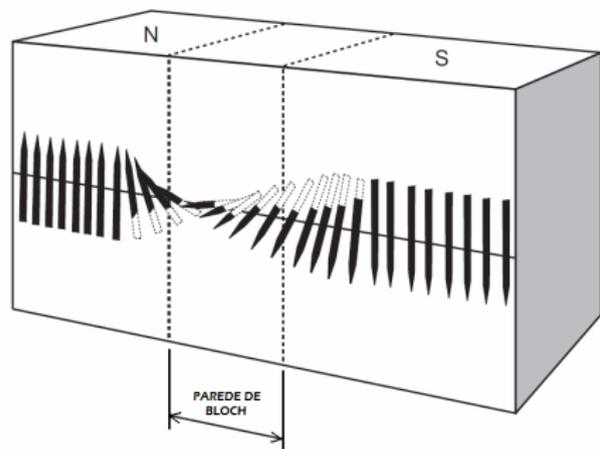
$$\partial_c (\sqrt{g} \partial^c \chi) + \sqrt{g} \frac{\partial V}{\partial \chi} = 0$$

Brana de Bloch

Ação em $(4 + 1)$ - dimensões

$$I_{a\tilde{\zeta}\tilde{\alpha}o} = \int d^4x dy \sqrt{g} \left(-\frac{R}{4} + \frac{1}{2} \partial_a \phi \partial^a \phi + \frac{1}{2} \partial_a \chi \partial^a \chi - V(\phi, \chi) \right) \quad (44)$$

Analogia à parede de Bloch



As equações de movimento para os campos ϕ e χ

$$\partial_c (\sqrt{g} \partial^c \phi) + \sqrt{g} \frac{\partial V}{\partial \phi} = 0$$

$$\partial_c (\sqrt{g} \partial^c \chi) + \sqrt{g} \frac{\partial V}{\partial \chi} = 0$$

As equações de Einstein

$$R_{ab} - \frac{1}{2} g_{ab} R = 2T_{ab}.$$

Branas em teorias dois campos escalares reais

- Dado $A = A(y)$

Branas em teorias dois campos escalares reais

- Dado $A = A(\mathbf{y})$
- Assumindo $\phi = \phi(\mathbf{y})$ e $\chi = \chi(\mathbf{y})$

Branas em teorias dois campos escalares reais

- Dado $A = A(y)$
- Assumindo $\phi = \phi(y)$ e $\chi = \chi(y)$
- As equações de movimento para os campos

$$\phi'' + 4A'\phi' = \frac{\partial V}{\partial \phi}, \quad (45)$$

$$\chi'' + 4A'\chi' = \frac{\partial V}{\partial \chi}. \quad (46)$$

- Dado $A = A(y)$
- Assumindo $\phi = \phi(y)$ e $\chi = \chi(y)$
- As equações de movimento para os campos

$$\phi'' + 4A'\phi' = \frac{\partial V}{\partial \phi}, \quad (45)$$

$$\chi'' + 4A'\chi' = \frac{\partial V}{\partial \chi}. \quad (46)$$

- As equações de Einstein

$$A'' = -\frac{2}{3}(\phi'^2 + \chi'^2), \quad (47)$$

$$A'^2 = \frac{1}{6}(\phi'^2 + \chi'^2) - \frac{1}{3}V. \quad (48)$$

O potencial no espaço curvo

$$V(\phi, \chi) = \frac{1}{2}W_\phi^2 + \frac{1}{2}W_\chi^2 - \frac{4}{3}W^2 \quad (49)$$

Branas em teorias dois campos escalares reais

O potencial no espaço curvo

$$V(\phi, \chi) = \frac{1}{2}W_\phi^2 + \frac{1}{2}W_\chi^2 - \frac{4}{3}W^2 \quad (49)$$

Equações primeira ordem

$$\frac{d\phi}{dy} = W_\phi, \quad \frac{d\chi}{dy} = W_\chi, \quad \frac{dA}{dy} = -\frac{2}{3}W. \quad (50)$$

O potencial no espaço curvo

$$V(\phi, \chi) = \frac{1}{2}W_\phi^2 + \frac{1}{2}W_\chi^2 - \frac{4}{3}W^2 \quad (49)$$

Equações primeira ordem

$$\frac{d\phi}{dy} = W_\phi, \quad \frac{d\chi}{dy} = W_\chi, \quad \frac{dA}{dy} = -\frac{2}{3}W. \quad (50)$$

A densidade de energia

$$\rho(y) = e^{2A} \left(W_\phi^2 + W_\chi^2 - \frac{4}{3}W^2 \right) = \frac{d}{dy} (e^{2A}W). \quad (51)$$

A energia total

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} dy \rho(y) = e^{2A}W \Big|_{-\infty}^{\infty} \quad (52)$$

Modelo de brana espessa de Bloch

Seja

$$W(\phi, \chi) = \phi - \frac{1}{3}\phi^3 - r\phi\chi^2$$

O potencial no espaço curvo

$$V(\phi, \chi) = \frac{1}{2} (1 - \phi^2 - r\chi^2)^2 + 2r^2\phi^2\chi^2 - \frac{4}{3}\phi^2 \left(1 - \frac{1}{3}\phi^2 - r\chi^2\right)^2.$$

Modelo de brana espessa de Bloch

Seja

$$W(\phi, \chi) = \phi - \frac{1}{3}\phi^3 - r\phi\chi^2$$

O potencial no espaço curvo

$$V(\phi, \chi) = \frac{1}{2} (1 - \phi^2 - r\chi^2)^2 + 2r^2\phi^2\chi^2 - \frac{4}{3}\phi^2 \left(1 - \frac{1}{3}\phi^2 - r\chi^2\right)^2.$$

As equações de primeira ordem

$$\frac{d\phi}{dy} = 1 - \phi^2 - r\chi^2,$$

$$\frac{d\chi}{dy} = -2r\phi\chi,$$

$$\frac{dA}{dy} = -\frac{2}{3}\phi \left(1 - \frac{1}{3}\phi^2 - r\chi^2\right).$$

Modelo de brana espessa de Bloch

Soluções conectando

$(-1, 0) \rightarrow (1, 0)$

$$\phi(y) = \tanh(2ry)$$

$$\chi(y) = \sqrt{\frac{1}{r} - 2} \operatorname{sech}(2ry).$$

Modelo de brana espessa de Bloch

Soluções conectando
 $(-1, 0) \rightarrow (1, 0)$

$$\phi(y) = \tanh(2ry)$$

$$\chi(y) = \sqrt{\frac{1}{r} - 2} \operatorname{sech}(2ry).$$

A função de distorção

$$A(y) = \frac{1}{9r} (1 - 3r) \tanh^2(2ry) - \frac{2}{9r} \ln(\cosh(2ry)).$$

Na figura $r = 0.05, 0.1, 0.15, 0.2$.

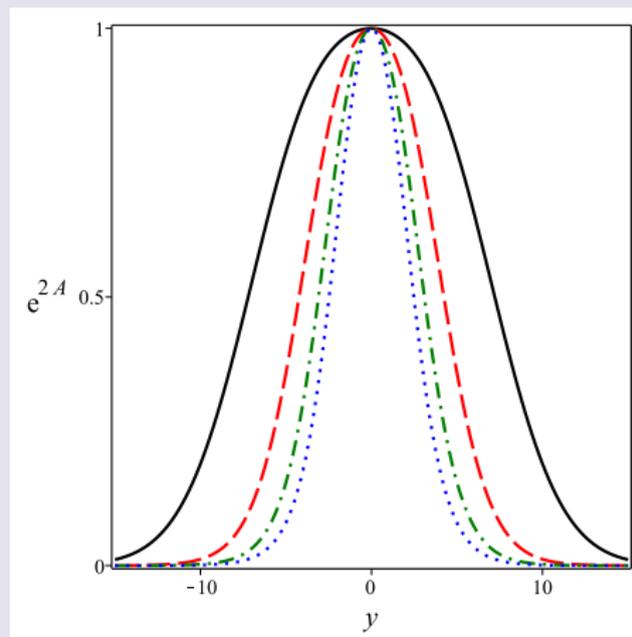
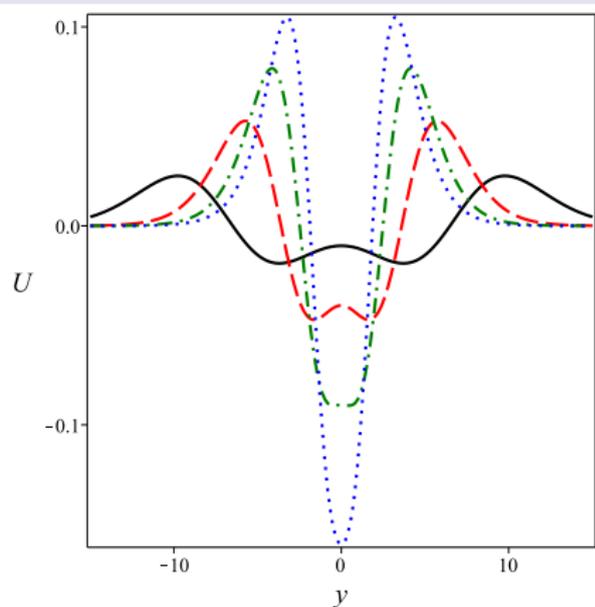
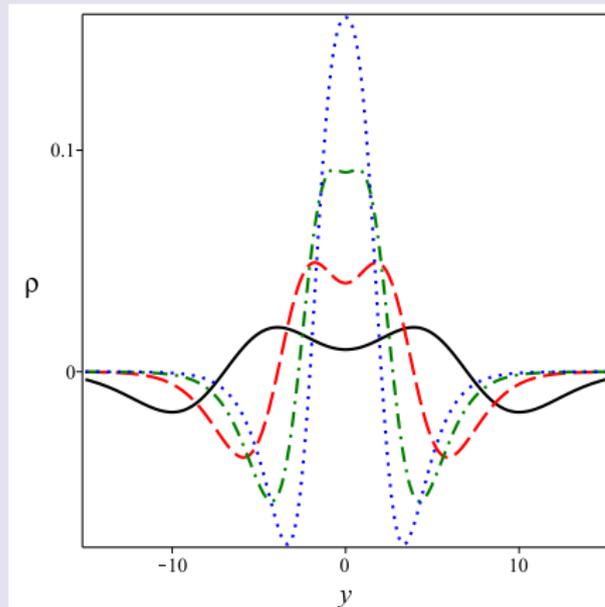
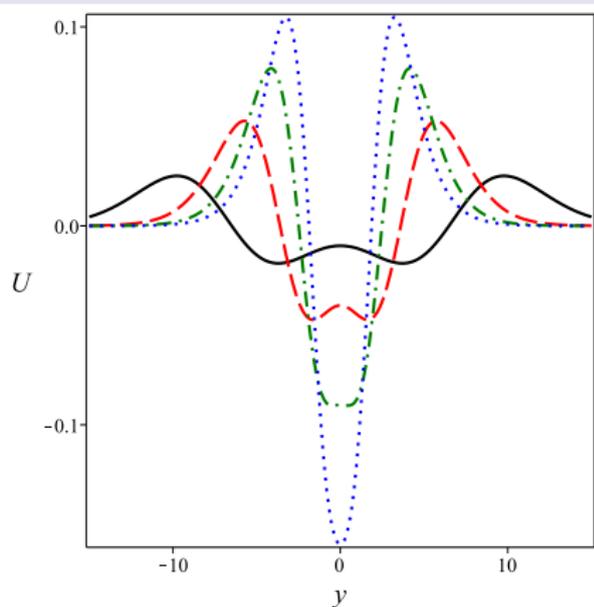
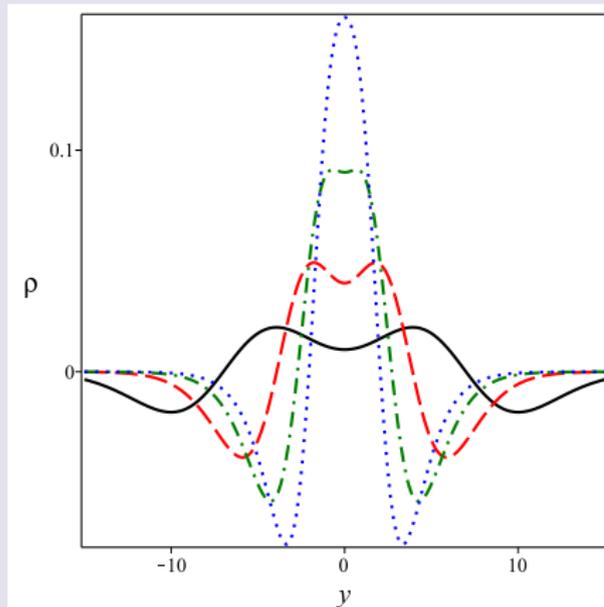


Figura 10: Fator de distorção e^{2A} .

Branas em teorias dois campos escalares reais

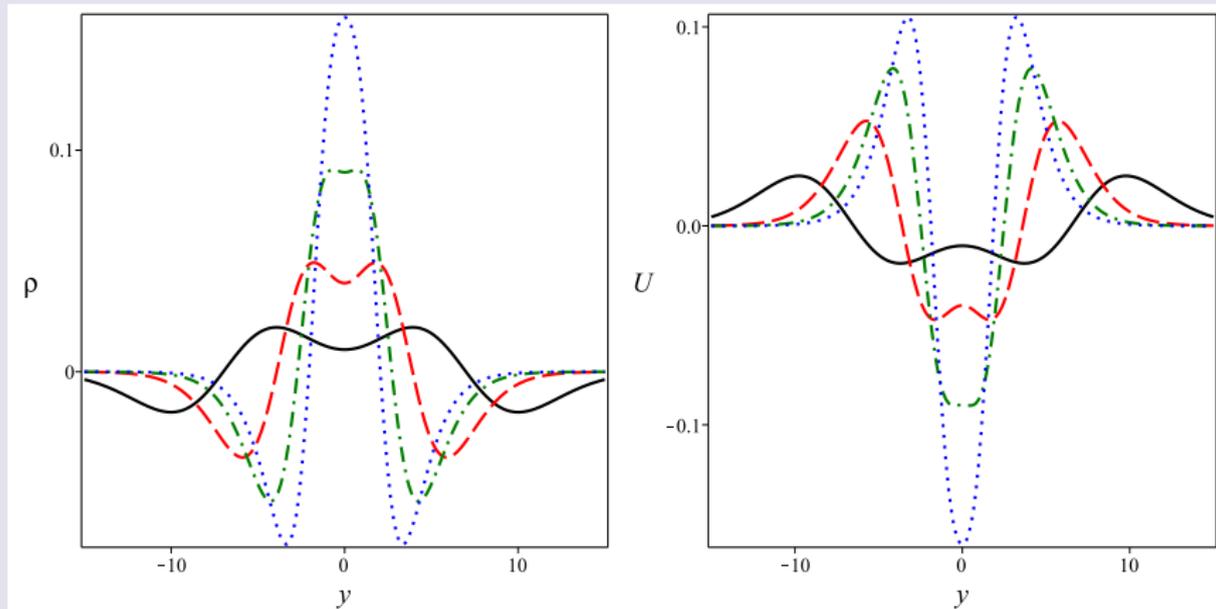


Branas em teorias dois campos escalares reais



- Para $0 < r < 1/6$, $\rho(y)$ tem dois máximos.

Branas em teorias dois campos escalares reais



- Para $0 < r < 1/6$, $\rho(y)$ tem dois máximos.
- Para $0 < r < 3/19$, $U(y)$ tem dois mínimos.

Brana Híbrida de Bloch

Dionisio Bazeia; Elisama Lima; Laercio Losano
(European Physical Journal C, 2017)



Hybrid Bloch brane

D. Bazeia^a, Elisama E. M. Lima, L. Losano

Departamento de Física, Universidade Federal da Paraíba, João Pessoa, PB 58051-900, Brazil

Received: 29 November 2016 / Accepted: 13 February 2017 / Published online: 24 February 2017
© The Author(s) 2017. This article is published with open access at Springerlink.com

Abstract This work reports on models described by two real scalar fields coupled with gravity in the five-dimensional spacetime, with a warped geometry involving one infinite extra dimension. Through a mechanism that smoothly changes a thick brane into a hybrid brane, one investigates the appearance of hybrid branes hosting internal structure, characterized by the splitting on the energy density and the volcano potential, induced by the parameter which controls interactions between the two scalar fields. In particular, we investigate distinct symmetric and asymmetric hybrid brane scenarios.

in Ref. [14] the authors suggested a brane scenario described by two real scalar fields coupled with gravity, the second field contributing to propitiate internal arrangement, implementing therefore the so-called Bloch brane model. This framework was then explored by several authors in different situations, such as in the study of criticality and degeneracy, fermion localization, gauge field localization, graviton resonances, and so forth [15–26].

Recently, a new context of braneworld characterized by a hybrid behavior was suggested [27–29], which occurs when the scalar source supports localized structure with compact-

Seja,

$$W(\phi, \chi) = \phi - \frac{\phi^{2n+1}}{2n+1} - r\phi\chi^2,$$

Brana híbrida de Bloch simétrica

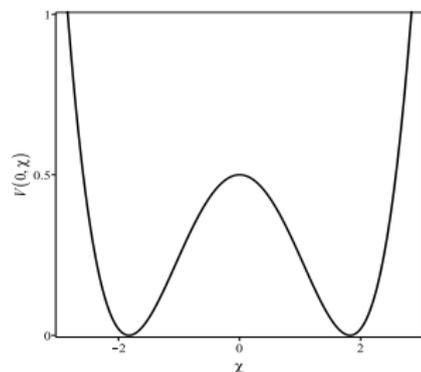
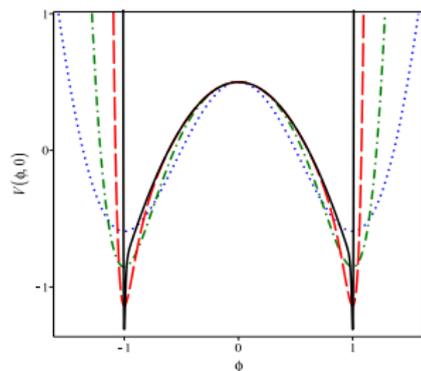
Seja,

$$W(\phi, \chi) = \phi - \frac{\phi^{2n+1}}{2n+1} - r\phi\chi^2,$$

O potencial da brana tem as formas:

$$V(\phi, 0) = \frac{1}{2}(1 - \phi^{2n})^2 - \frac{4}{3}\phi^2 \left(1 - \frac{\phi^{2n}}{2n+1}\right)^2$$

$$V(0, \chi) = \frac{1}{2}(1 - r\chi^2)^2.$$



Brana híbrida de Bloch simétrica

Seja,

$$W(\phi, \chi) = \phi - \frac{\phi^{2n+1}}{2n+1} - r\phi\chi^2,$$

O potencial da brana tem as formas:

$$V(\phi, 0) = \frac{1}{2}(1 - \phi^{2n})^2 - \frac{4}{3}\phi^2 \left(1 - \frac{\phi^{2n}}{2n+1}\right)^2$$

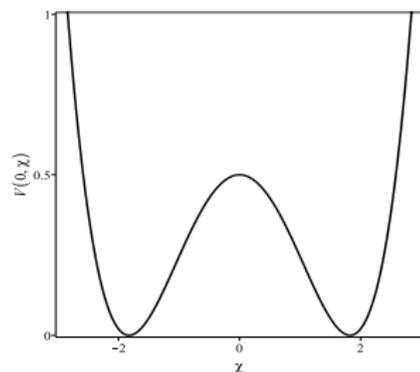
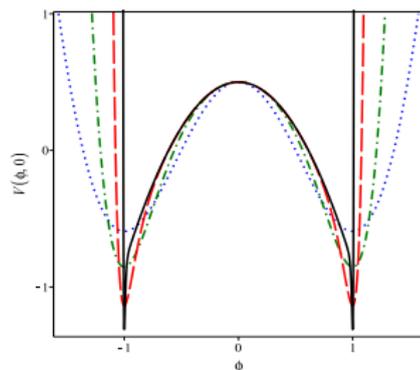
$$V(0, \chi) = \frac{1}{2}(1 - r\chi^2)^2.$$

As equações de primeira ordem

$$\frac{d\phi}{dy} = 1 - \phi^{2n} - r\chi^2,$$

$$\frac{d\chi}{dy} = -2r\phi\chi,$$

$$\frac{dA}{dy} = -\frac{2}{3}\phi \left(1 - \frac{\phi^{2n}}{2n+1} - r\chi^2\right).$$



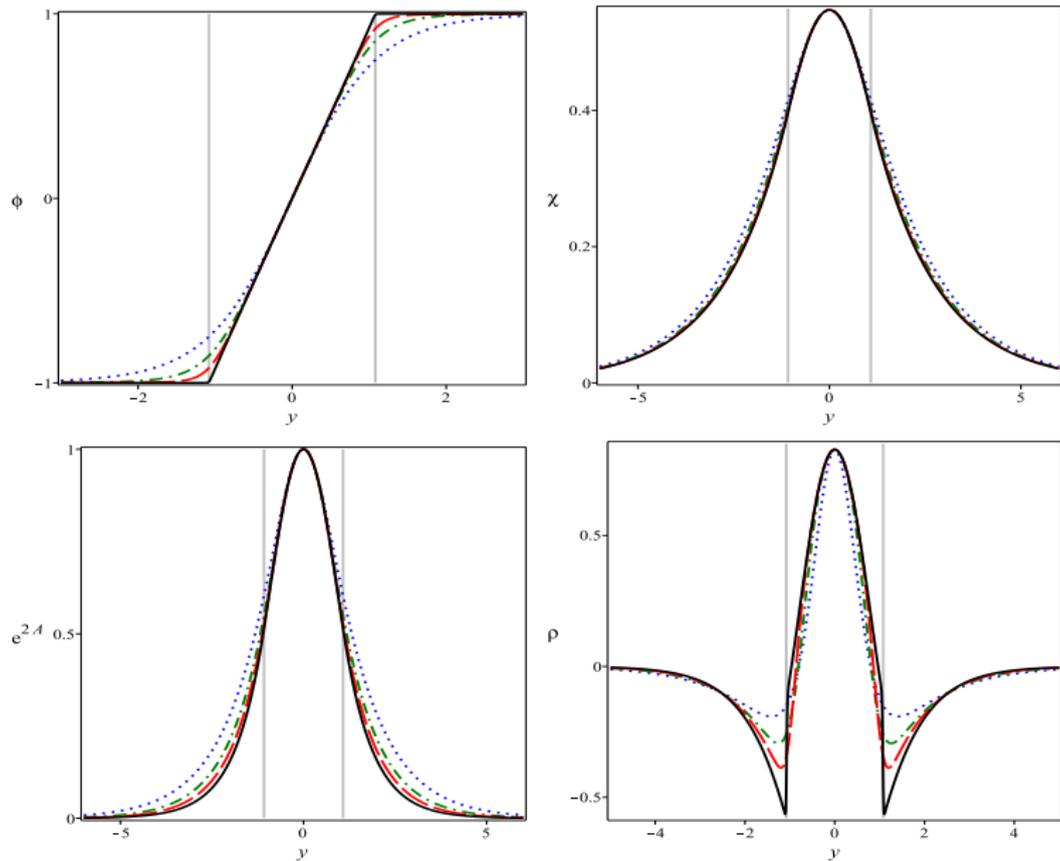


Figura 11: $\phi(y)$, $\chi(y)$, e^{2A} e $\rho(y)$, com $r = 0.3$ e $n = 1, 2, 4, 60$.

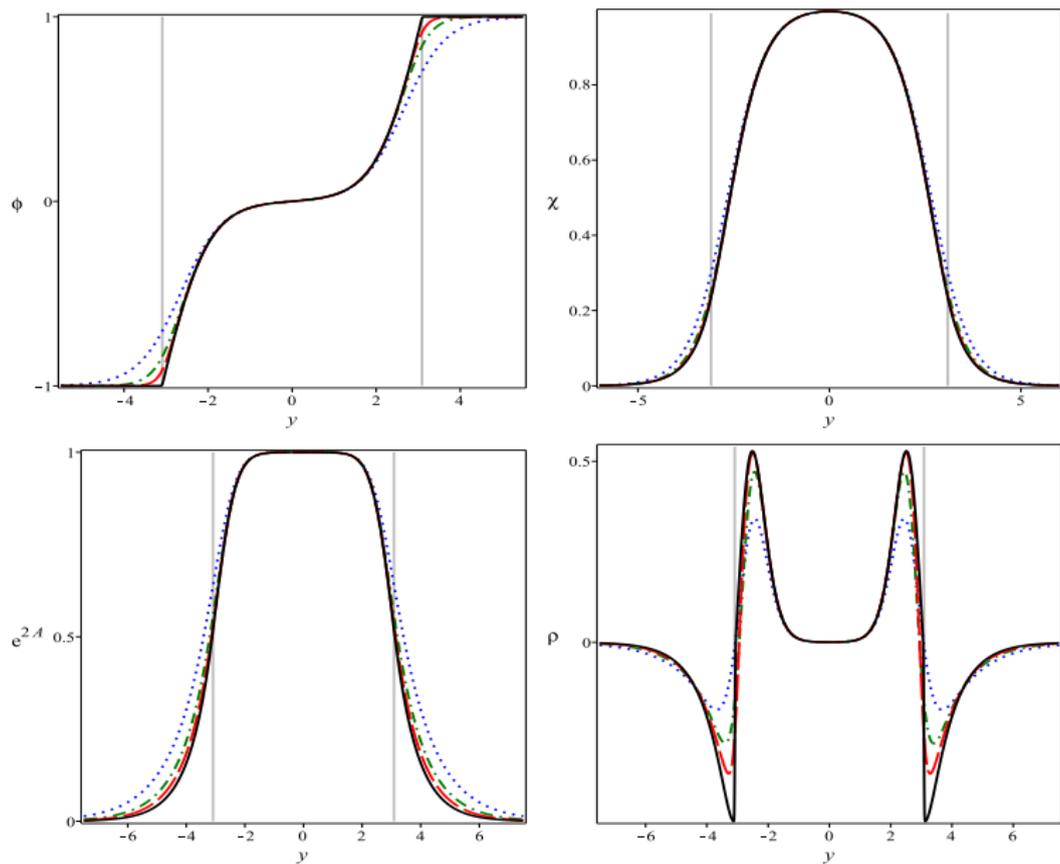


Figura 12: $\phi(y)$, $\chi(y)$, e^{2A} e $\rho(y)$, com $r = 0.99$ e $n = 1, 2, 4, 60$.

No limite $n \rightarrow \infty$

$$W(\phi, \chi) = \phi - r\phi\chi^2.$$

No limite $n \rightarrow \infty$

$$W(\phi, \chi) = \phi - r\phi\chi^2.$$

No caso $|y| \leq \bar{y}$, as equações de primeira ordem ficam

$$\frac{d\phi}{dy} = 1 - r\chi^2, \quad \frac{d\chi}{dy} = -2r\phi\chi, \quad \frac{dA}{dy} = -\frac{2}{3}\phi(1 - r\chi^2).$$

Brana híbrida de Bloch simétrica

No limite $n \rightarrow \infty$

$$W(\phi, \chi) = \phi - r\phi\chi^2.$$

No caso $|y| \leq \bar{y}$, as equações de primeira ordem ficam

$$\frac{d\phi}{dy} = 1 - r\chi^2, \quad \frac{d\chi}{dy} = -2r\phi\chi, \quad \frac{dA}{dy} = -\frac{2}{3}\phi(1 - r\chi^2).$$

Eliminando y das duas primeiras equações acima

$$\frac{d\phi}{d\chi} = -\frac{1 - r\chi^2}{2r\phi\chi}.$$

Brana híbrida de Bloch simétrica

No limite $n \rightarrow \infty$

$$W(\phi, \chi) = \phi - r\phi\chi^2.$$

No caso $|y| \leq \bar{y}$, as equações de primeira ordem ficam

$$\frac{d\phi}{dy} = 1 - r\chi^2, \quad \frac{d\chi}{dy} = -2r\phi\chi, \quad \frac{dA}{dy} = -\frac{2}{3}\phi(1 - r\chi^2).$$

Eliminando y das duas primeiras equações acima

$$\frac{d\phi}{d\chi} = -\frac{1 - r\chi^2}{2r\phi\chi}.$$

A solução é uma trajetória no plano (ϕ, χ) ,

$$\phi^2 = \frac{1}{2r} \ln \left(\frac{r}{\chi^2} \right) - \frac{1}{2}(r - \chi^2).$$

com $\phi(y=0) = 0$ e $\chi(y=0) = \sqrt{r}$.

Obtemos

$$\begin{aligned}\frac{d\phi}{dy} &= 1 + W_0\left(-r^2 e^{-2r\phi^2 - r^2}\right), \\ \chi &= \sqrt{-\frac{1}{r} W_0\left(-r^2 e^{-2r\phi^2 - r^2}\right)}, \\ A &= -\frac{1}{3}\phi^2,\end{aligned}$$

onde W_0 é o ramo principal da função de Lambert com argumento $-r^2 e^{-2r\phi^2 - r^2} \in (-1/e, 0)$. A solução de ϕ

$$\phi + \frac{\sqrt{2\pi}}{4} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k^{k-1/2}}{k!} r^{2k-1/2} e^{-kr^2} \operatorname{erf}\left(\sqrt{2kr}\phi\right) = y.$$

Assim

$$\bar{y} = 1 + \frac{\sqrt{2\pi}}{4} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k^{k-1/2}}{k!} r^{2k-1/2} e^{-kr^2} \operatorname{erf}\left(\sqrt{2kr}\right).$$

No caso $|y| > \bar{y}$, as equações de primeira ordem são

$$\phi' = 0, \quad \chi' = -2r \frac{\phi}{|\phi|} \chi, \quad \text{and} \quad A' = -\frac{2}{3} \frac{\phi}{|\phi|} (1 - r\chi^2).$$

No caso $|y| > \bar{y}$, as equações de primeira ordem são

$$\phi' = 0, \quad \chi' = -2r \frac{\phi}{|\phi|} \chi, \quad \text{and} \quad A' = -\frac{2}{3} \frac{\phi}{|\phi|} (1 - r\chi^2).$$

Então

$$\phi(y) = \frac{y}{|y|},$$

$$\chi(y) = \sqrt{-\frac{1}{r} W_0(-r^2 e^{-2r-r^2})} e^{-2r(|y|-\bar{y})},$$

$$A(y) = -\frac{2}{3}(|y| - \bar{y}) - \frac{1}{3} + \frac{1}{6r} W_0(-r^2 e^{-2r-r^2}) \left[e^{-4r(|y|-\bar{y})} - 1 \right].$$

No caso $|y| > \bar{y}$, as equações de primeira ordem são

$$\phi' = 0, \quad \chi' = -2r \frac{\phi}{|\phi|} \chi, \quad \text{and} \quad A' = -\frac{2}{3} \frac{\phi}{|\phi|} (1 - r\chi^2).$$

Então

$$\begin{aligned}\phi(y) &= \frac{y}{|y|}, \\ \chi(y) &= \sqrt{-\frac{1}{r} W_0(-r^2 e^{-2r-r^2})} e^{-2r(|y|-\bar{y})}, \\ A(y) &= -\frac{2}{3}(|y| - \bar{y}) - \frac{1}{3} + \frac{1}{6r} W_0(-r^2 e^{-2r-r^2}) \left[e^{-4r(|y|-\bar{y})} - 1 \right].\end{aligned}$$

A densidade de energia tem uma descontinuidade em $|y| = \bar{y}$,

$$\rho(\bar{y}^-) - \rho(\bar{y}^+) = e^{-2/3} \left[1 + W_0(-r^2 e^{-2r-r^2}) \right]^2$$

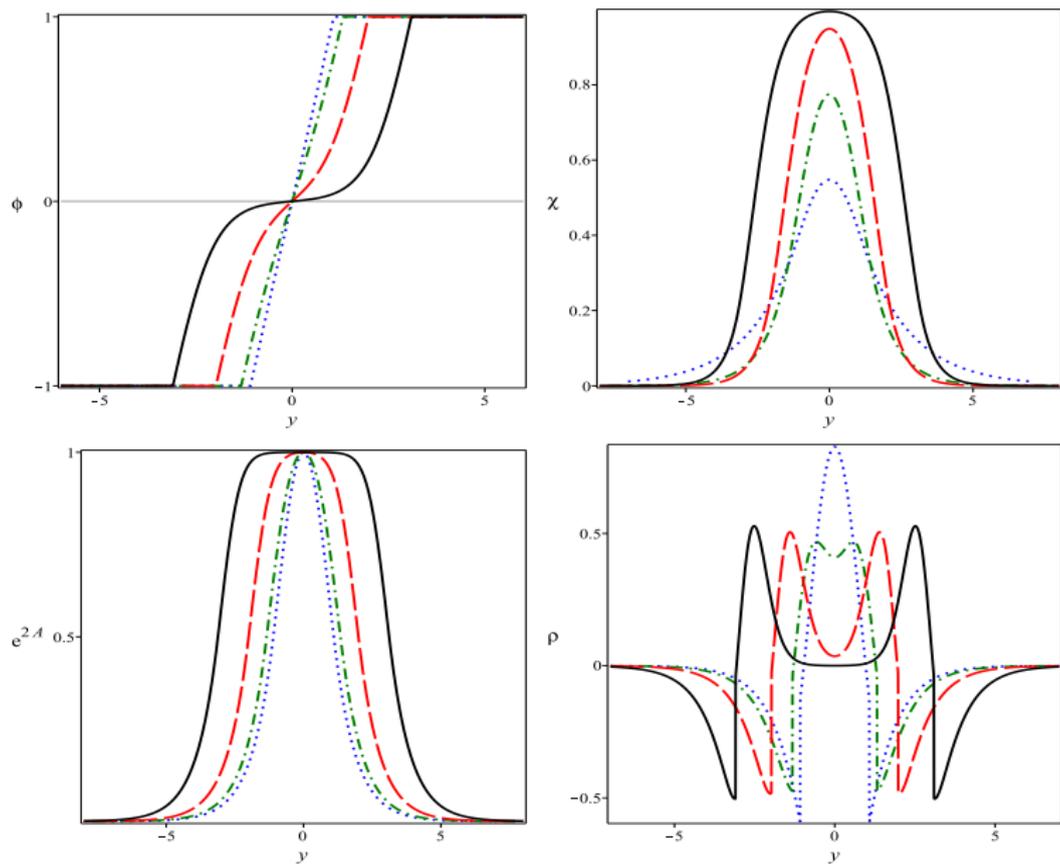


Figura 13: $\phi(y)$, $\chi(y)$, e^{2A} e $\rho(y)$, para $r = 0.3, 0.6, 0.9, 0.99$.

Brana híbrida de Bloch simétrica

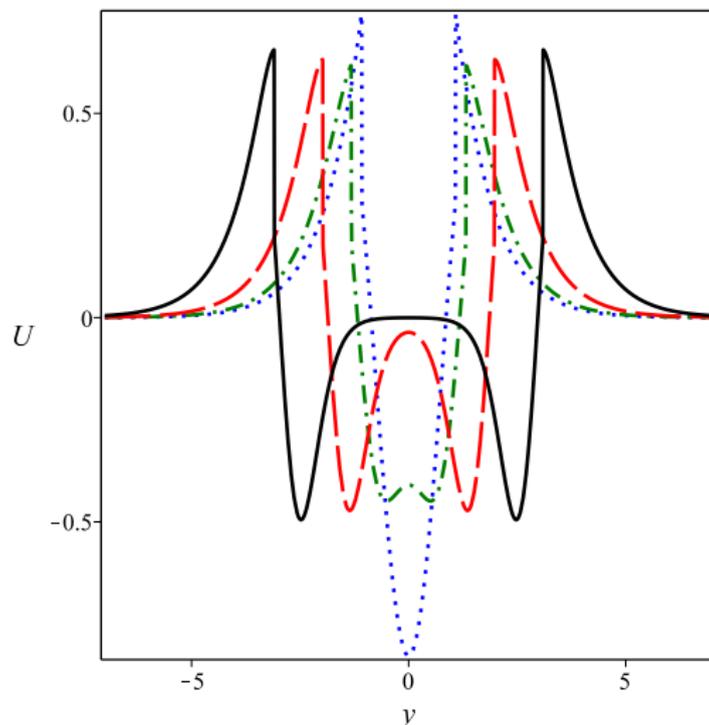


Figura 14: Potencial de estabilidade $U(y)$, com $r = 0.3, 0.6, 0.9, 0.99$.

Seja,

$$W(\phi, \chi) = \phi - \frac{\phi^2}{2} + \frac{\phi^{p+1}}{p+1} - \frac{\phi^{p+2}}{p+2} - r\phi\chi^2,$$

com $p = 1, 3, 5, \dots$

Brana híbrida de Bloch assimétrica

Seja,

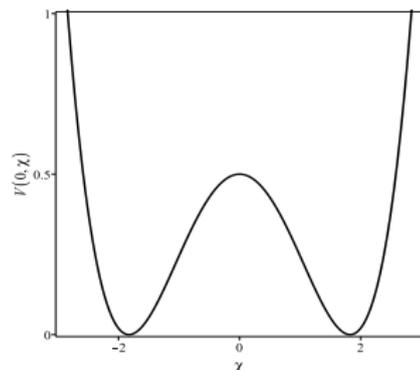
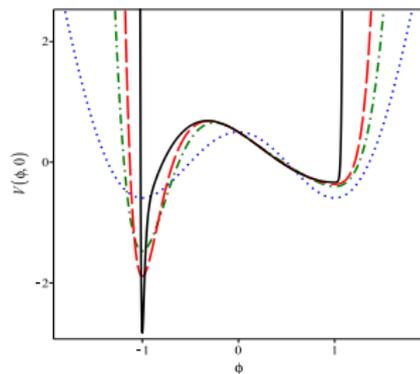
$$W(\phi, \chi) = \phi - \frac{\phi^2}{2} + \frac{\phi^{p+1}}{p+1} - \frac{\phi^{p+2}}{p+2} - r\phi\chi^2,$$

com $p = 1, 3, 5, \dots$. O potencial para a brana tem as formas

$$V(\phi, 0) = \frac{1}{2}(1 - \phi)^2(1 + \phi^p)^2 - \frac{4}{3}\phi^2 \left(1 - \frac{\phi}{2} + \frac{\phi^p}{p+1} - \frac{\phi^{p+1}}{p+2} \right)^2;$$

$$V(0, \chi) = \frac{1}{2}(1 - r\chi^2)^2.$$

Na figura temos $r = 0.3$ e $p = 1, 3, 5, 45$.



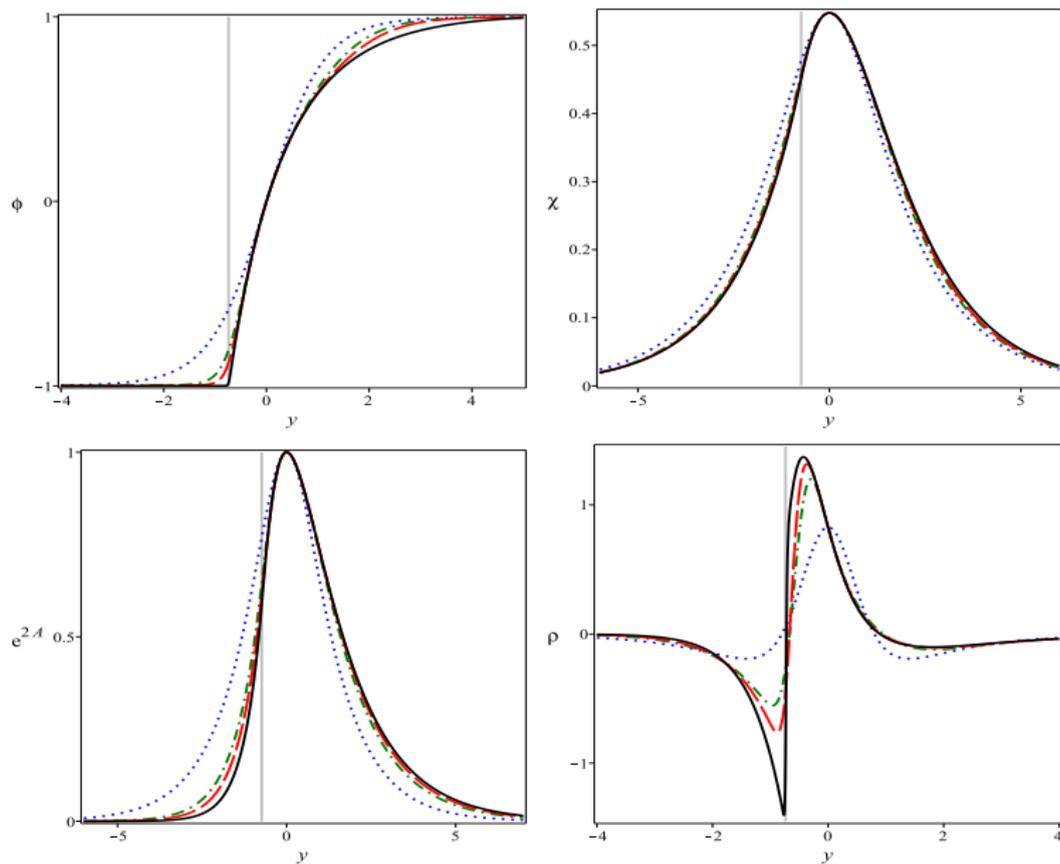


Figura 15: $\phi(y)$, $\chi(y)$, e^{2A} e $\rho(y)$, com $r = 0.3$ e $p = 1, 3, 5, 45$.

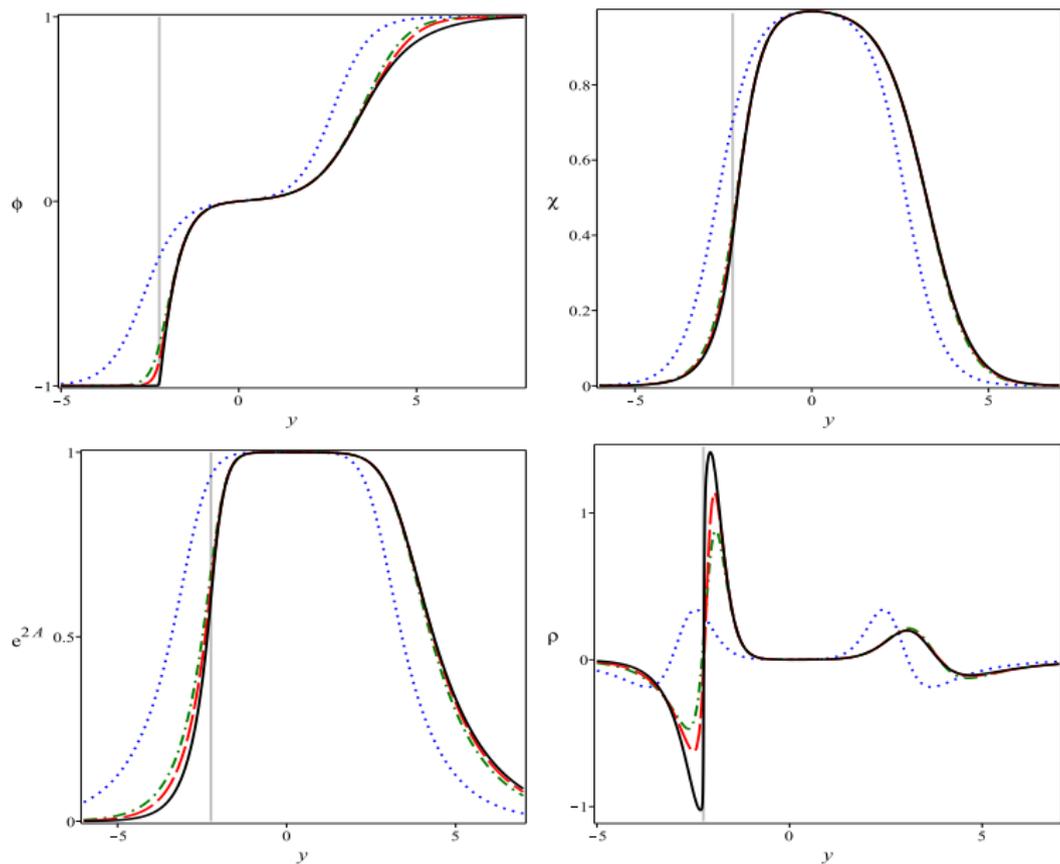


Figura 16: $\phi(y)$, $\chi(y)$, e^{2A} e $\rho(y)$, com $r = 0.99$ e $p = 1, 3, 5, 45$.

Quando $\phi \rightarrow -1$ e $p \gg 1$

$$W = -3/2 + r\chi^2 \tag{53}$$

Quando $\phi \rightarrow -1$ e $p \gg 1$

$$W = -3/2 + r\chi^2 \quad (53)$$

A equação de primeira ordem são

$$\phi' = 0, \quad \chi' = 2r\chi, \quad \text{and} \quad A' = 1 - (2/3)r\chi^2.$$

Quando $\phi \rightarrow -1$ e $p \gg 1$

$$W = -3/2 + r\chi^2 \quad (53)$$

A equação de primeira ordem são

$$\phi' = 0, \quad \chi' = 2r\chi, \quad \text{and} \quad A' = 1 - (2/3)r\chi^2.$$

Soluções

$$\chi(y) = c_1(r)e^{-2r|y|}, \quad (54)$$

$$A(y) = -|y| - \frac{c_1(r)^2}{6}e^{-4r|y|} + c_2(r), \quad (55)$$

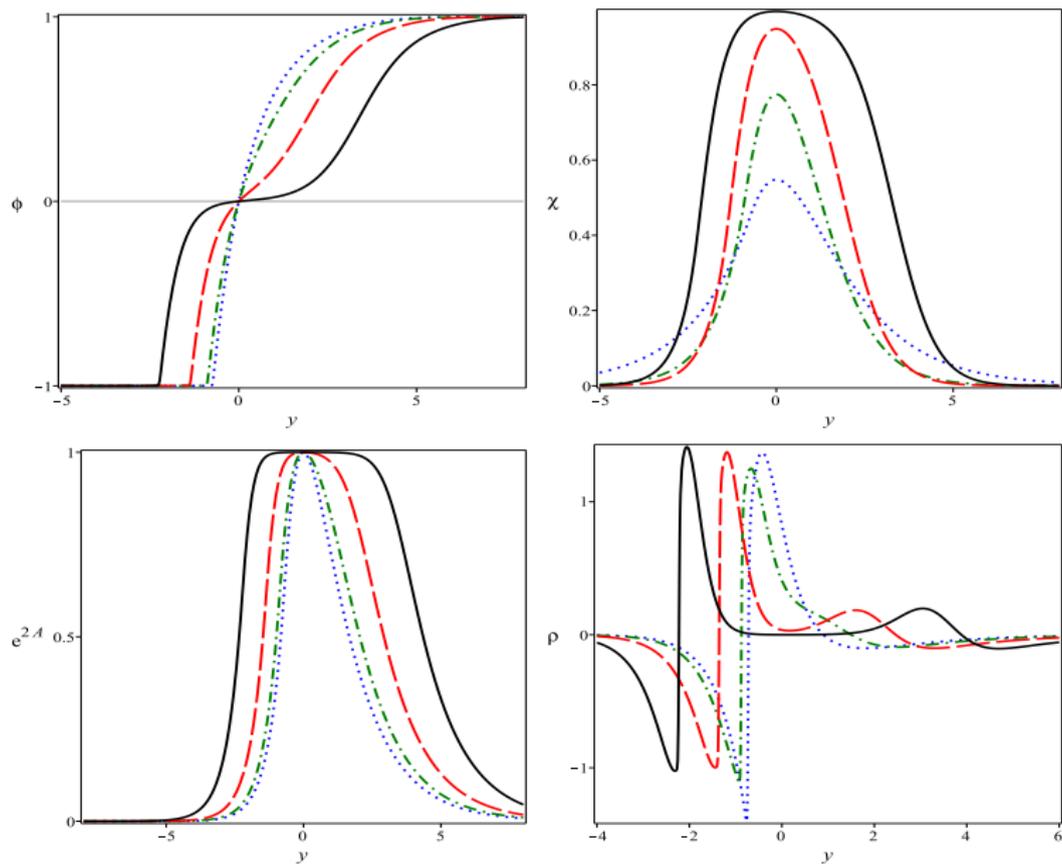


Figura 17: $\phi(y)$, $\chi(y)$, e^{2A} e $\rho(y)$, com $p = 45$ e $r = 0.3, 0.6, 0.9, 0.99$.

Brana híbrida de Bloch assimétrica

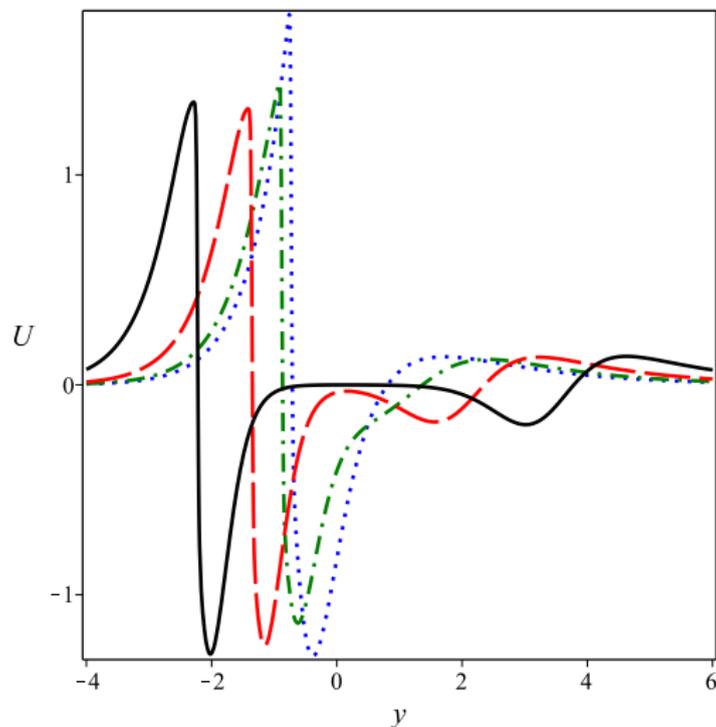


Figura 18: Potencial de estabilidade $U(y)$, com $p = 45$ e $r = 0.3, 0.6, 0.9, 0.99$.

Conclusões



- Investigamos defeitos topológicos em vários modelos de teoria de campos.

- Investigamos defeitos topológicos em vários modelos de teoria de campos.
- Apresentamos o cálculo do potencial efetivo a temperatura finita.

- Investigamos defeitos topológicos em vários modelos de teoria de campos.
- Apresentamos o cálculo do potencial efetivo a temperatura finita.
- Analisamos os efeitos térmicos na transição suave que transforma um kink em compacton.

- Exploramos a presença de estrutura interna em cenários de branas de Bloch híbridas

- Exploramos a presença de estrutura interna em cenários de branas de Bloch híbridas
 - Localização de férmions e ressonâncias

- Exploramos a presença de estrutura interna em cenários de branas de Bloch híbridas
 - Localização de férmions e ressonâncias
 - Branas curvas com geometria interna dS ou AdS

$$ds^2 = e^{2A} g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2$$

- Exploramos a presença de estrutura interna em cenários de branas de Bloch híbridas
 - Localização de férmions e ressonâncias
 - Branas curvas com geometria interna dS ou AdS

$$ds^2 = e^{2A} g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2$$

- Estudos holográficos

Obrigada!