Correspondência AdS/CFT e Integrabilidade

Victor O. Rivelles

Instituto de Física
Universidade de São Paulo

Colóquio do DFMA – 29/10/2007

Plano do Colóquio

1. Breve descrição da correspondência AdS/CFT
2. Integrabilidade na teoria de gauge
3. Integrabilidade na teoria de cordas

AdS/CFT Correspondence

- A teoria de cordas em $AdS_5 \times S^5$ é equivalente a teoria de gauge supersimétrica (SYM) com $\mathcal{N} = 4$ no espaço de Minkowski em 4 dimensões.

AdS/CFT Correspondence

- A teoria de cordas em $AdS_5 \times S^5$ é equivalente a teoria de gauge supersimétrica (SYM) com $\mathcal{N} = 4$ no espaço de Minkowski em 4 dimensões.
- Teoria de SYM: 1 campo de gauge A_μ, 6 escalares ϕ^a e 4 spinores ϕ^i, todos na representação adjunta de $U(N)$.

$$S = \frac{1}{2g_{YM}^2} \int d^4x \; Tr \left[-\frac{1}{4} F^2 + D^\mu \phi^a D_\mu \phi^a + \overline{\psi}^i i\gamma^\mu D_\mu \phi^i - \sum_{a<b} [\phi^a, \phi^b]^2 \right]$$

- Expansão perturbativa no parâmetro de t'Hooft $\lambda = g_{YM}^2 N$: conveniente para separar gráficos planares.

AdS/CFT Correspondence

- A teoria de cordas em $AdS_5 \times S^5$ é equivalente a teoria de gauge supersimétrica (SYM) com $\mathcal{N} = 4$ no espaço de Minkowski em 4 dimensões.
- Teoria de SYM: 1 campo de gauge A_μ, 6 escalares ϕ^a e 4 spinores ϕ^i, todos na representação adjunta de $U(N)$.

$$S = \frac{1}{2g_{YM}^2} \int d^4x \; Tr \left[-\frac{1}{4} F^2 + D^\mu \phi^a D_\mu \phi^a + \overline{\psi}^i i \gamma^\mu D_\mu \phi^i - \sum_{a<b} [\phi^a, \phi^b]^2 \right]$$

- Expansão perturbativa no parâmetro de t'Hooft $\lambda = g_{YM}^2 N$: conveniente para separar gráficos planares.
- Teoria de cordas abertas no espaço de Minkowski em 10D descreve uma teoria de gauge supersimétrica mais modos massivos.
- Teoria de cordas fechadas no espaço de Minkowski em 10D descreve uma teoria de supergravidade mais modos massivos.

AdS/CFT Correspondence

- A teoria de cordas em $AdS_5 \times S^5$ é equivalente a teoria de gauge supersimétrica (SYM) com $\mathcal{N} = 4$ no espaço de Minkowski em 4 dimensões.
- Teoria de SYM: 1 campo de gauge A_μ, 6 escalares ϕ^a e 4 spinores ϕ^i, todos na representação adjunta de $U(N)$.

$$S = \frac{1}{2g_{YM}^2} \int d^4x \; Tr \left[-\frac{1}{4} F^2 + D^\mu \phi^a D_\mu \phi^a + \overline{\psi}^i i\gamma^\mu D_\mu \phi^i - \sum_{a<b} [\phi^a, \phi^b]^2 \right]$$

- Expansão perturbativa no parâmetro de t'Hooft $\lambda = g_{YM}^2 N$: conveniente para separar gráficos planares.
- Teoria de cordas abertas no espaço de Minkowski em 10D descreve uma teoria de gauge supersimétrica mais modos massivos.
- Teoria de cordas fechadas no espaço de Minkowski em 10D descreve uma teoria de supergravidade mais modos massivos.
- Teoria de cordas fechadas em $AdS_5 \times S^5$: S^5 possui curvatura positiva R e AdS_5 possui curvatura negativa R. Possui ainda um campo de gauge com fluxo quantizado e igual a N e um dilaton com valor esperado g_s.

$$S = \frac{1}{4\pi\alpha'} \int d^2\sigma (G_{\mu\nu}^{(AdS_5)} \partial^\alpha X^\mu \partial_\alpha X^\nu + G_{ab}^{(S^5)} \partial^\alpha Y^a \partial_\alpha Y^b) + \ldots$$

$$-(X^0)^2 + (X^1)^2 + \cdots + (X^4)^2 - (X^5)^2 = R^2$$
$$(Y^1)^2 + \cdots + (Y^6)^2 = R^2$$

- Limite de curvatura R grande: supergravidade em 10 D.

Dualidade

- A correspondência afirma que

$$\lambda = \frac{R^4}{\alpha'^2}, \qquad g_{YM}^2 = 4\pi g_s \quad (\text{ou} \quad \lambda = 4\pi g_s N)$$

- Dualidade entre regime de acoplamento fraco e forte.

Dualidade

- A correspondência afirma que

$$\lambda = \frac{R^4}{\alpha'^2}, \qquad g_{YM}^2 = 4\pi g_s \quad (\text{ou} \quad \lambda = 4\pi g_s N)$$

- Dualidade entre regime de acoplamento fraco e forte.
- **Como duas teorias tão diferentes podem ser equivalentes?**

Dualidade

- A correspondência afirma que

$$\lambda = \frac{R^4}{\alpha'^2}, \qquad g_{YM}^2 = 4\pi g_s \quad (\text{ou} \quad \lambda = 4\pi g_s N)$$

- Dualidade entre regime de acoplamento fraco e forte.
- **Como duas teorias tão diferentes podem ser equivalentes?**
- Em 2D uma equivalência bastante conhecida é a dualidade entre o modêlo de sine-Gordon e o modêlo de Thirring massivo.

Dualidade

- A correspondência afirma que

$$\lambda = \frac{R^4}{\alpha'^2}, \qquad g_{YM}^2 = 4\pi g_s \quad (\text{ou} \quad \lambda = 4\pi g_s N)$$

- Dualidade entre regime de acoplamento fraco e forte.
- **Como duas teorias tão diferentes podem ser equivalentes?**
- Em 2D uma equivalência bastante conhecida é a dualidade entre o modêlo de sine-Gordon e o modêlo de Thirring massivo.
- Modêlo de sine-Gordon: campo escalar

$$S = \int d^2x \left[\frac{1}{2}(\partial\phi)^2 + \frac{m^2}{\beta^2}\cos(\beta\phi) \right]$$

- Perturbativamente descreve um campo escalar. Possui sólitons (kinks, breathers, etc.) e bound states de sólitons.

Dualidade

- A correspondência afirma que

$$\lambda = \frac{R^4}{\alpha'^2}, \qquad g^2_{YM} = 4\pi g_s \quad (\text{ou} \quad \lambda = 4\pi g_s N)$$

- Dualidade entre regime de acoplamento fraco e forte.
- **Como duas teorias tão diferentes podem ser equivalentes?**
- Em 2D uma equivalência bastante conhecida é a dualidade entre o modêlo de sine-Gordon e o modêlo de Thirring massivo.
- Modêlo de sine-Gordon: campo escalar

$$S = \int d^2x \left[\frac{1}{2}(\partial\phi)^2 + \frac{m^2}{\beta^2}\cos(\beta\phi) \right]$$

- Perturbativamente descreve um campo escalar. Possui sólitons (kinks, breathers, etc.) e bound states de sólitons.
- Modêlo de Thirring massivo: campo fermiônico

$$S = \int d^2x \left[\bar{\psi} i\gamma\partial\psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{g}{2}(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)^2 \right]$$

- Ambas teorias são equivalentes se as constantes de acoplamento estiverem relacionadas por:

$$\frac{g}{\pi} = \frac{4\pi}{\beta^2} - 1 \qquad (1)$$

- Dualidade entre regime de acoplamento fraco e forte!

Dualidade

- Como podem ser equivalentes?
  - Ambas teorias são integráveis.
  - Não existe grupo de rotação em 2D.
  - Fórmula de bosonização de Mandelstam $\psi =: e^{i\phi} :$ e $\partial\phi =: \overline{\psi}\psi :$.

Dualidade

- Como podem ser equivalentes?
  - Ambas teorias são integráveis.
  - Não existe grupo de rotação em 2D.
  - Fórmula de bosonização de Mandelstam $\psi =: e^{i\phi}$: e $\partial\phi =: \overline{\psi}\psi$:.
- Em AdS/CFT existe uma dualidade entre uma teoria de campos num espaço sem curvatura em 4D com uma teoria de cordas em 10D num espaço curvo!

Dualidade

- Como podem ser equivalentes?
  - Ambas teorias são integráveis.
  - Não existe grupo de rotação em 2D.
  - Fórmula de bosonização de Mandelstam $\psi =: e^{i\phi}$: e $\partial\phi =: \overline{\psi}\psi$:.
- Em AdS/CFT existe uma dualidade entre uma teoria de campos num espaço sem curvatura em 4D com uma teoria de cordas em 10D num espaço curvo!
- Afinal, vivemos em 4D ou 10D? Em Minkowski ou AdS?

Dualidade

- Como podem ser equivalentes?
  - Ambas teorias são integráveis.
  - Não existe grupo de rotação em 2D.
  - Fórmula de bosonização de Mandelstam $\psi =: e^{i\phi}$: e $\partial\phi =: \overline{\psi}\psi$:.
- Em AdS/CFT existe uma dualidade entre uma teoria de campos num espaço sem curvatura em 4D com uma teoria de cordas em 10D num espaço curvo!
- Afinal, vivemos em 4D ou 10D? Em Minkowski ou AdS?
- Vamos testar um aspecto da correspondência: simetrias globais

Dualidade

- Como podem ser equivalentes?
  - Ambas teorias são integráveis.
  - Não existe grupo de rotação em 2D.
  - Fórmula de bosonização de Mandelstam $\psi =: e^{i\phi}$: e $\partial\phi =: \overline{\psi}\psi$:.
- Em AdS/CFT existe uma dualidade entre uma teoria de campos num espaço sem curvatura em 4D com uma teoria de cordas em 10D num espaço curvo!
- Afinal, vivemos em 4D ou 10D? Em Minkowski ou AdS?
- Vamos testar um aspecto da correspondência: simetrias globais

- Simetrias da teoria de SYM
- simetria conforme em 4D: SO(4,2)

Dualidade

- Como podem ser equivalentes?
  - Ambas teorias são integráveis.
  - Não existe grupo de rotação em 2D.
  - Fórmula de bosonização de Mandelstam $\psi =: e^{i\phi} :$ e $\partial\phi =: \overline{\psi}\psi :$.
- Em AdS/CFT existe uma dualidade entre uma teoria de campos num espaço sem curvatura em 4D com uma teoria de cordas em 10D num espaço curvo!
- Afinal, vivemos em 4D ou 10D? Em Minkowski ou AdS?
- Vamos testar um aspecto da correspondência: simetrias globais

- Simetrias da teoria de SYM
- simetria conforme em 4D: SO(4,2)

- Simetrias da teoria de cordas
- Isometria de AdS_5: SO(4,2)

Dualidade

- Como podem ser equivalentes?
  - Ambas teorias são integráveis.
  - Não existe grupo de rotação em 2D.
  - Fórmula de bosonização de Mandelstam $\psi =: e^{i\phi}$: e $\partial\phi =: \overline{\psi}\psi$:.
- Em AdS/CFT existe uma dualidade entre uma teoria de campos num espaço sem curvatura em 4D com uma teoria de cordas em 10D num espaço curvo!
- Afinal, vivemos em 4D ou 10D? Em Minkowski ou AdS?
- Vamos testar um aspecto da correspondência: simetrias globais

- Simetrias da teoria de SYM
- simetria conforme em 4D: SO(4,2)

- Simetrias da teoria de cordas
- Isometria de AdS_5: SO(4,2)
- Isometria de S^5: SO(6)

Dualidade

- Como podem ser equivalentes?
  - Ambas teorias são integráveis.
  - Não existe grupo de rotação em 2D.
  - Fórmula de bosonização de Mandelstam $\psi =: e^{i\phi}$: e $\partial\phi =: \overline{\psi}\psi$:.
- Em AdS/CFT existe uma dualidade entre uma teoria de campos num espaço sem curvatura em 4D com uma teoria de cordas em 10D num espaço curvo!
- Afinal, vivemos em 4D ou 10D? Em Minkowski ou AdS?
- Vamos testar um aspecto da correspondência: simetrias globais

- Simetrias da teoria de SYM
- simetria conforme em 4D: SO(4,2)
- simetria R: SU(4)=SO(6)

- Simetrias da teoria de cordas
- Isometria de AdS_5: SO(4,2)
- Isometria de S^5: SO(6)

Dualidade

- Como podem ser equivalentes?
  - Ambas teorias são integráveis.
  - Não existe grupo de rotação em 2D.
  - Fórmula de bosonização de Mandelstam $\psi =: e^{i\phi} :$ e $\partial\phi =: \overline{\psi}\psi :$.
- Em AdS/CFT existe uma dualidade entre uma teoria de campos num espaço sem curvatura em 4D com uma teoria de cordas em 10D num espaço curvo!
- Afinal, vivemos em 4D ou 10D? Em Minkowski ou AdS?
- Vamos testar um aspecto da correspondência: simetrias globais

- Simetrias da teoria de SYM
- simetria conforme em 4D: SO(4,2)
- simetria R: SU(4)=SO(6)

- Simetrias da teoria de cordas
- Isometria de AdS_5: SO(4,2)
- Isometria de S^5: SO(6)

- Todas as simetrias globais são identicas!

Dualidade

- Como podem ser equivalentes?
  - Ambas teorias são integráveis.
  - Não existe grupo de rotação em 2D.
  - Fórmula de bosonização de Mandelstam $\psi =: e^{i\phi}$: e $\partial\phi =: \overline{\psi}\psi$:.
- Em AdS/CFT existe uma dualidade entre uma teoria de campos num espaço sem curvatura em 4D com uma teoria de cordas em 10D num espaço curvo!
- Afinal, vivemos em 4D ou 10D? Em Minkowski ou AdS?
- Vamos testar um aspecto da correspondência: simetrias globais

- Simetrias da teoria de SYM
- simetria conforme em 4D: SO(4,2)
- simetria R: SU(4)=SO(6)

- Simetrias da teoria de cordas
- Isometria de AdS_5: SO(4,2)
- Isometria de S^5: SO(6)

- Todas as simetrias globais são identicas!
- Para provar a correspondência deveríamos ser capazes de construir todas as funções de correlação da teoria de gauge e todos os estados da teoria de cordas: missão impossível!

Dualidade

- Como podem ser equivalentes?
  - Ambas teorias são integráveis.
  - Não existe grupo de rotação em 2D.
  - Fórmula de bosonização de Mandelstam $\psi =: e^{i\phi} :$ e $\partial\phi =: \overline{\psi}\psi :$.
- Em AdS/CFT existe uma dualidade entre uma teoria de campos num espaço sem curvatura em 4D com uma teoria de cordas em 10D num espaço curvo!
- Afinal, vivemos em 4D ou 10D? Em Minkowski ou AdS?
- Vamos testar um aspecto da correspondência: simetrias globais

- Simetrias da teoria de SYM
- simetria conforme em 4D: SO(4,2)
- simetria R: SU(4)=SO(6)

- Simetrias da teoria de cordas
- Isometria de AdS_5: SO(4,2)
- Isometria de S^5: SO(6)

- Todas as simetrias globais são identicas!
- Para provar a correspondência deveríamos ser capazes de construir todas as funções de correlação da teoria de gauge e todos os estados da teoria de cordas: missão impossível!
- Entretanto, em vários limites, é possível mostrar que setores de ambas teorias de fato coincidem.

Dualidade

- Como podem ser equivalentes?
  - Ambas teorias são integráveis.
  - Não existe grupo de rotação em 2D.
  - Fórmula de bosonização de Mandelstam $\psi =: e^{i\phi} :$ e $\partial\phi =: \overline{\psi}\psi :$.
- Em AdS/CFT existe uma dualidade entre uma teoria de campos num espaço sem curvatura em 4D com uma teoria de cordas em 10D num espaço curvo!
- Afinal, vivemos em 4D ou 10D? Em Minkowski ou AdS?
- Vamos testar um aspecto da correspondência: simetrias globais

- Simetrias da teoria de SYM
- simetria conforme em 4D: SO(4,2)
- simetria R: SU(4)=SO(6)

- Simetrias da teoria de cordas
- Isometria de AdS_5: SO(4,2)
- Isometria de S^5: SO(6)

- Todas as simetrias globais são identicas!
- Para provar a correspondência deveríamos ser capazes de construir todas as funções de correlação da teoria de gauge e todos os estados da teoria de cordas: missão impossível!
- Entretanto, em vários limites, é possível mostrar que setores de ambas teorias de fato coincidem.
- Nos últimos anos foram encontrados setores integráveis nas duas teorias! Eles podem levar a uma prova da correspondência.

- É uma teoria conforme!

- É uma teoria conforme!
- Contém 1 campo de gauge, 6 escalares e 4 fermions

- É uma teoria conforme!
- Contém 1 campo de gauge, 6 escalares e 4 fermions
- Operadores invariantes de gauge $\mathcal{O} = Tr(\phi_{i_1}(x) \ldots \phi_{i_L}(x))$
- Numa teoria conforme $< \mathcal{O}(x)\ \mathcal{O}(y) > \sim \frac{1}{|x-y|^{2\Delta}}$, onde $\Delta = \Delta_0 + \gamma$,

  Δ_0 é a dimensão nua do operador
  γ a dimensão anômala

- É uma teoria conforme!
- Contém 1 campo de gauge, 6 escalares e 4 fermions
- Operadores invariantes de gauge $\mathcal{O} = Tr(\phi_{i_1}(x) \ldots \phi_{i_L}(x))$
- Numa teoria conforme $< \mathcal{O}(x)\ \mathcal{O}(y) > \sim \frac{1}{|x-y|^{2\Delta}}$, onde $\Delta = \Delta_0 + \gamma$,

  Δ_0 é a dimensão nua do operador
  γ a dimensão anômala
- Se a constante de acoplamento for pequena $\gamma << \Delta_0$ e então $< \mathcal{O}(x)\ \mathcal{O}(y) > \sim \frac{1}{|x-y|^{2\Delta_0}}(1 - \gamma\ ln(\Lambda^2|x-y|^2))$

- É uma teoria conforme!
- Contém 1 campo de gauge, 6 escalares e 4 fermions
- Operadores invariantes de gauge $\mathcal{O} = Tr(\phi_{i_1}(x) \ldots \phi_{i_L}(x))$
- Numa teoria conforme $< \mathcal{O}(x)\ \mathcal{O}(y) > \sim \frac{1}{|x-y|^{2\Delta}}$, onde $\Delta = \Delta_0 + \gamma$,

  Δ_0 é a dimensão nua do operador
  γ a dimensão anômala
- Se a constante de acoplamento for pequena $\gamma << \Delta_0$ e então $< \mathcal{O}(x)\ \mathcal{O}(y) > \sim \frac{1}{|x-y|^{2\Delta_0}}(1 - \gamma\ ln(\Lambda^2|x-y|^2))$
- Podemos considerar operadores $\mathcal{O}$ no setor de SO(6) dos campos escalares composto por L campos escalares:

  $\mathcal{O}_1(x) = Tr(\phi_{i_1}(x) \ldots \phi_{i_L}(x))$
  $\mathcal{O}_2(y) = Tr(\phi_{j_1}(y) \ldots \phi_{j_L}(y))$

- É uma teoria conforme!
- Contém 1 campo de gauge, 6 escalares e 4 fermions
- Operadores invariantes de gauge $\mathcal{O} = Tr(\phi_{i_1}(x)\ldots\phi_{i_L}(x))$
- Numa teoria conforme $< \mathcal{O}(x)\ \mathcal{O}(y) >\sim \frac{1}{|x-y|^{2\Delta}}$, onde $\Delta = \Delta_0 + \gamma$,

  Δ_0 é a dimensão nua do operador
  γ a dimensão anômala
- Se a constante de acoplamento for pequena $\gamma << \Delta_0$ e então
  $< \mathcal{O}(x)\ \mathcal{O}(y) >\sim \frac{1}{|x-y|^{2\Delta_0}}(1 - \gamma\ ln(\Lambda^2|x-y|^2))$
- Podemos considerar operadores $\mathcal{O}$ no setor de SO(6) dos campos escalares composto por L campos escalares:

  $\mathcal{O}_1(x) = Tr(\phi_{i_1}(x)\ldots\phi_{i_L}(x))$
  $\mathcal{O}_2(y) = Tr(\phi_{j_1}(y)\ldots\phi_{j_L}(y))$
- Se tomarmos o setor mais simples, SU(2), obtemos

  $< \mathcal{O}_1(x)\ \mathcal{O}_2(y) >\sim \frac{1}{|x-y|^{2L}}(1 - \frac{1}{2\pi^2} ln(\Lambda^2|x-y|^2)\,\Gamma)$, onde

  $\Gamma = \frac{\lambda}{8\pi^2}\sum_{\ell=1}^{L}(1 - P_{\ell,\ell+1})$, onde P é o operador de troca

  $P_{\ell,\ell+1}\delta_{i_1}^{j_1}\ldots\delta_{i_\ell}^{j_\ell}\delta_{i_{\ell+1}}^{j_{\ell+1}}\ldots\delta_{i_L}^{j_L} = \delta_{i_1}^{j_1}\ldots\delta_{i_\ell}^{j_{\ell+1}}\delta_{i_{\ell+1}}^{j_\ell}\ldots\delta_{i_L}^{j_L}$

- Esta é essencialmente a Hamiltoniana da cadeia de spins isotrópica de Heisenberg com L sitios!!!

  $H = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^{L} (\frac{1}{2} - 2\vec{S}_\ell \cdot \vec{S}_{\ell+1})$

- Esta é essencialmente a Hamiltoniana da cadeia de spins isotrópica de Heisenberg com L sitios!!!

  $H = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^{L} (\frac{1}{2} - 2\vec{S}_\ell \cdot \vec{S}_{\ell+1})$
- A cadeia de spins é ferromagnética, e o estado fundamental tem todos os spins alinhados, com spin total $L/2$.

- Esta é essencialmente a Hamiltoniana da cadeia de spins isotrópica de Heisenberg com L sitios!!!

  $H = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^{L} (\frac{1}{2} - 2\vec{S}_\ell \cdot \vec{S}_{\ell+1})$
- A cadeia de spins é ferromagnética, e o estado fundamental tem todos os spins alinhados, com spin total $L/2$.
- Estes são os operadores primários da teoria de gauge. Os operadores não primários são excitações deste estado fundamental: magnons.

- Esta é essencialmente a Hamiltoniana da cadeia de spins isotrópica de Heisenberg com L sitios!!!

  $H = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^{L} (\frac{1}{2} - 2\vec{S}_\ell \cdot \vec{S}_{\ell+1})$
- A cadeia de spins é ferromagnética, e o estado fundamental tem todos os spins alinhados, com spin total $L/2$.
- Estes são os operadores primários da teoria de gauge. Os operadores não primários são excitações deste estado fundamental: magnons.
- Todas as ferramentas de modêlos integráveis podem agora ser usados (ansatz de Bethe, etc) assim como suas propriedades (o espalhamento das excitações pode ser reduzido ao espalhamento de 2 partículas, etc.)

- Esta é essencialmente a Hamiltoniana da cadeia de spins isotrópica de Heisenberg com L sitios!!!

  $H = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^{L} (\frac{1}{2} - 2\vec{S}_\ell \cdot \vec{S}_{\ell+1})$
- A cadeia de spins é ferromagnética, e o estado fundamental tem todos os spins alinhados, com spin total $L/2$.
- Estes são os operadores primários da teoria de gauge. Os operadores não primários são excitações deste estado fundamental: magnons.
- Todas as ferramentas de modêlos integráveis podem agora ser usados (ansatz de Bethe, etc) assim como suas propriedades (o espalhamento das excitações pode ser reduzido ao espalhamento de 2 partículas, etc.)
- Neste contexto Γ também é a correção de 1-loop do operador de dilatação e seus autovalores correspondem a energia dos magnons na cadeia de spin.

- Esta é essencialmente a Hamiltoniana da cadeia de spins isotrópica de Heisenberg com L sitios!!!

  $H = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^{L} (\frac{1}{2} - 2\vec{S}_\ell \cdot \vec{S}_{\ell+1})$
- A cadeia de spins é ferromagnética, e o estado fundamental tem todos os spins alinhados, com spin total $L/2$.
- Estes são os operadores primários da teoria de gauge. Os operadores não primários são excitações deste estado fundamental: magnons.
- Todas as ferramentas de modêlos integráveis podem agora ser usados (ansatz de Bethe, etc) assim como suas propriedades (o espalhamento das excitações pode ser reduzido ao espalhamento de 2 partículas, etc.)
- Neste contexto Γ também é a correção de 1-loop do operador de dilatação e seus autovalores correspondem a energia dos magnons na cadeia de spin.
- No setor $SU(2)$ a energia do magnon é $E = \lambda \frac{m(n-m)}{2L}$, onde m e n são inteiros.

- Esta é essencialmente a Hamiltoniana da cadeia de spins isotrópica de Heisenberg com L sitios!!!

  $H = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^{L} (\frac{1}{2} - 2\vec{S}_\ell \cdot \vec{S}_{\ell+1})$
- A cadeia de spins é ferromagnética, e o estado fundamental tem todos os spins alinhados, com spin total $L/2$.
- Estes são os operadores primários da teoria de gauge. Os operadores não primários são excitações deste estado fundamental: magnons.
- Todas as ferramentas de modêlos integráveis podem agora ser usados (ansatz de Bethe, etc) assim como suas propriedades (o espalhamento das excitações pode ser reduzido ao espalhamento de 2 partículas, etc.)
- Neste contexto Γ também é a correção de 1-loop do operador de dilatação e seus autovalores correspondem a energia dos magnons na cadeia de spin.
- No setor $SU(2)$ a energia do magnon é $E = \lambda \frac{m(n-m)}{2L}$, onde m e n são inteiros.
- Outros setores da teoria de gauge também são integráveis.

- Esta é essencialmente a Hamiltoniana da cadeia de spins isotrópica de Heisenberg com L sitios!!!

  $H = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^{L} (\frac{1}{2} - 2\vec{S}_\ell \cdot \vec{S}_{\ell+1})$
- A cadeia de spins é ferromagnética, e o estado fundamental tem todos os spins alinhados, com spin total $L/2$.
- Estes são os operadores primários da teoria de gauge. Os operadores não primários são excitações deste estado fundamental: magnons.
- Todas as ferramentas de modêlos integráveis podem agora ser usados (ansatz de Bethe, etc) assim como suas propriedades (o espalhamento das excitações pode ser reduzido ao espalhamento de 2 partículas, etc.)
- Neste contexto Γ também é a correção de 1-loop do operador de dilatação e seus autovalores correspondem a energia dos magnons na cadeia de spin.
- No setor $SU(2)$ a energia do magnon é $E = \lambda \frac{m(n-m)}{2L}$, onde m e n são inteiros.
- Outros setores da teoria de gauge também são integráveis.
- Teorias de gauge com menos supersimetria também apresentam setores integráveis.

- Esta é essencialmente a Hamiltoniana da cadeia de spins isotrópica de Heisenberg com L sitios!!!

  $H = \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{\ell=1}^{L} (\frac{1}{2} - 2\vec{S}_\ell \cdot \vec{S}_{\ell+1})$
- A cadeia de spins é ferromagnética, e o estado fundamental tem todos os spins alinhados, com spin total $L/2$.
- Estes são os operadores primários da teoria de gauge. Os operadores não primários são excitações deste estado fundamental: magnons.
- Todas as ferramentas de modêlos integráveis podem agora ser usados (ansatz de Bethe, etc) assim como suas propriedades (o espalhamento das excitações pode ser reduzido ao espalhamento de 2 partículas, etc.)
- Neste contexto Γ também é a correção de 1-loop do operador de dilatação e seus autovalores correspondem a energia dos magnons na cadeia de spin.
- No setor $SU(2)$ a energia do magnon é $E = \lambda \frac{m(n-m)}{2L}$, onde m e n são inteiros.
- Outros setores da teoria de gauge também são integráveis.
- Teorias de gauge com menos supersimetria também apresentam setores integráveis.
- **A teoria inteira é integrável?**

- A ação clássica da corda em $AdS_5 \times S^5$ é integrável: tem um número infinito de correntes não-locais!

$$S = \frac{1}{4\pi\alpha'} \int d^2\sigma \left(G^{(AdS_5)}_{\mu\nu} \partial^\alpha X^\mu \partial_\alpha X^\nu + G^{(S^5)}_{ab} \partial^\alpha Y^a \partial_\alpha Y^b \right) + \ldots$$

- A ação clássica da corda em $AdS_5 \times S^5$ é integrável: tem um número infinito de correntes não-locais!

$$S = \frac{1}{4\pi\alpha'} \int d^2\sigma (G^{(AdS_5)}_{\mu\nu} \partial^\alpha X^\mu \partial_\alpha X^\nu + G^{(S^5)}_{ab} \partial^\alpha Y^a \partial_\alpha Y^b) + \ldots$$

- O setor de SU(2) da simetria R da teoria de gauge corresponde a uma corda restrita a se mover no sub-espaço $R \times S^3$, onde R corresponde à coordenada temporal de AdS_5 e S^3 é um sub-espaço de S^5.

- A ação clássica da corda em $AdS_5 \times S^5$ é integrável: tem um número infinito de correntes não-locais!

$$S = \frac{1}{4\pi\alpha'} \int d^2\sigma (G^{(AdS_5)}_{\mu\nu} \partial^\alpha X^\mu \partial_\alpha X^\nu + G^{(S^5)}_{ab} \partial^\alpha Y^a \partial_\alpha Y^b) + \dots$$

- O setor de SU(2) da simetria R da teoria de gauge corresponde a uma corda restrita a se mover no sub-espaço $R \times S^3$, onde R corresponde à coordenada temporal de AdS_5 e S^3 é um sub-espaço de S^5.
- Existem 3 isometrias:
  - translações do tempo em AdS_5, logo conservação da energia E.
  - translações em dois ângulos de S^3, logo conservação de 2 momentos angulares J_1 e J_2.

- A ação clássica da corda em $AdS_5 \times S^5$ é integrável: tem um número infinito de correntes não-locais!

$$S = \frac{1}{4\pi\alpha'} \int d^2\sigma (G^{(AdS_5)}_{\mu\nu} \partial^\alpha X^\mu \partial_\alpha X^\nu + G^{(S^5)}_{ab} \partial^\alpha Y^a \partial_\alpha Y^b) + \dots$$

- O setor de SU(2) da simetria R da teoria de gauge corresponde a uma corda restrita a se mover no sub-espaço $R \times S^3$, onde R corresponde à coordenada temporal de AdS_5 e S^3 é um sub-espaço de S^5.
- Existem 3 isometrias:

  translações do tempo em AdS_5, logo conservação da energia E.

  translações em dois ângulos de S^3, logo conservação de 2 momentos angulares J_1 e J_2.
- Corda girando em S^3 com momento velocidade angular ω_1 e ω_2 é solução da teoria clássica se a energia for

$$E = J - \lambda \frac{m_1 m_2}{2J} + \dots, \qquad J = J_1 + J_2$$

onde $\lambda = R/4\pi\alpha'$, e m_1 e m_2 são constantes de integração.

- A ação clássica da corda em $AdS_5 \times S^5$ é integrável: tem um número infinito de correntes não-locais!

$$S = \frac{1}{4\pi\alpha'} \int d^2\sigma (G^{(AdS_5)}_{\mu\nu} \partial^\alpha X^\mu \partial_\alpha X^\nu + G^{(S^5)}_{ab} \partial^\alpha Y^a \partial_\alpha Y^b) + \dots$$

- O setor de SU(2) da simetria R da teoria de gauge corresponde a uma corda restrita a se mover no sub-espaço $R \times S^3$, onde R corresponde à coordenada temporal de AdS_5 e S^3 é um sub-espaço de S^5.
- Existem 3 isometrias:
  - translações do tempo em AdS_5, logo conservação da energia E.
  - translações em dois ângulos de S^3, logo conservação de 2 momentos angulares J_1 e J_2.
- Corda girando em S^3 com momento velocidade angular ω_1 e ω_2 é solução da teoria clássica se a energia for

$$E = J - \lambda \frac{m_1 m_2}{2J} + \dots, \qquad J = J_1 + J_2$$

onde $\lambda = R/4\pi\alpha'$, e m_1 e m_2 são constantes de integração.
- Compare com a dimensão anômala do setor $SU(2)$ da teoria de gauge (energia do magnon na cadeia de spins):

$$E = \lambda \frac{m(n-m)}{2L}$$

- São identicas se $m_1 = m$, $m_2 = -(n-m)$e $L = J$!

- A ação clássica da corda em $AdS_5 \times S^5$ é integrável: tem um número infinito de correntes não-locais!

$$S = \frac{1}{4\pi\alpha'} \int d^2\sigma (G^{(AdS_5)}_{\mu\nu} \partial^\alpha X^\mu \partial_\alpha X^\nu + G^{(S^5)}_{ab} \partial^\alpha Y^a \partial_\alpha Y^b) + \dots$$

- O setor de SU(2) da simetria R da teoria de gauge corresponde a uma corda restrita a se mover no sub-espaço $R \times S^3$, onde R corresponde à coordenada temporal de AdS_5 e S^3 é um sub-espaço de S^5.
- Existem 3 isometrias:
  - translações do tempo em AdS_5, logo conservação da energia E.
  - translações em dois ângulos de S^3, logo conservação de 2 momentos angulares J_1 e J_2.
- Corda girando em S^3 com momento velocidade angular ω_1 e ω_2 é solução da teoria clássica se a energia for

$$E = J - \lambda \frac{m_1 m_2}{2J} + \dots, \qquad J = J_1 + J_2$$

onde $\lambda = R/4\pi\alpha'$, e m_1 e m_2 são constantes de integração.

- Compare com a dimensão anômala do setor $SU(2)$ da teoria de gauge (energia do magnon na cadeia de spins):

$$E = \lambda \frac{m(n-m)}{2L}$$

- São identicas se $m_1 = m$, $m_2 = -(n-m)$e $L = J$!
- **O espectro das cordas em AdS corresponde ao espectro de dimensão anômala do operador de dilatação da teoria de gauge!**

Resumo

- A correspondência AdS/CFT prevê a equivalência completa de uma teoria quântica de campos, a teoria de gauge supersimétrica com 4 supersimetrias, com uma teoria de cordas fechadas num espaço de $AdS_5 \times S^5$.

Resumo

- A correspondência AdS/CFT prevê a equivalência completa de uma teoria quântica de campos, a teoria de gauge supersimétrica com 4 supersimetrias, com uma teoria de cordas fechadas num espaço de $AdS_5 \times S^5$.
- Vários testes foram feitos e comprovam a equivalência. É necessário uma prova geral!

Resumo

- A correspondência AdS/CFT prevê a equivalência completa de uma teoria quântica de campos, a teoria de gauge supersimétrica com 4 supersimetrias, com uma teoria de cordas fechadas num espaço de $AdS_5 \times S^5$.
- Vários testes foram feitos e comprovam a equivalência. É necessário uma prova geral!
- Tanto a teoria de gauge quanto a teoria de cordas apresentam setores integráveis. Tais setores estão ligados pela correspondência.

Resumo

- A correspondência AdS/CFT prevê a equivalência completa de uma teoria quântica de campos, a teoria de gauge supersimétrica com 4 supersimetrias, com uma teoria de cordas fechadas num espaço de $AdS_5 \times S^5$.
- Vários testes foram feitos e comprovam a equivalência. É necessário uma prova geral!
- Tanto a teoria de gauge quanto a teoria de cordas apresentam setores integráveis. Tais setores estão ligados pela correspondência.
- A integrabilidade pode ser a chave para provar a correspondência.

Resumo

- A correspondência AdS/CFT prevê a equivalência completa de uma teoria quântica de campos, a teoria de gauge supersimétrica com 4 supersimetrias, com uma teoria de cordas fechadas num espaço de $AdS_5 \times S^5$.
- Vários testes foram feitos e comprovam a equivalência. É necessário uma prova geral!
- Tanto a teoria de gauge quanto a teoria de cordas apresentam setores integráveis. Tais setores estão ligados pela correspondência.
- A integrabilidade pode ser a chave para provar a correspondência.
- A correspondência também é válida para outras teorias de gauge (com menos supersimetria) e para cordas fechadas em backgrounds que são deformações de $AdS_5 \times S^5$.

Resumo

- A correspondência AdS/CFT prevê a equivalência completa de uma teoria quântica de campos, a teoria de gauge supersimétrica com 4 supersimetrias, com uma teoria de cordas fechadas num espaço de $AdS_5 \times S^5$.
- Vários testes foram feitos e comprovam a equivalência. É necessário uma prova geral!
- Tanto a teoria de gauge quanto a teoria de cordas apresentam setores integráveis. Tais setores estão ligados pela correspondência.
- A integrabilidade pode ser a chave para provar a correspondência.
- A correspondência também é válida para outras teorias de gauge (com menos supersimetria) e para cordas fechadas em backgrounds que são deformações de $AdS_5 \times S^5$.
- A correspondência foi extrapolada para situações mais gerais e não se sabe se são válidas: temperatura finita e buracos negros, AdS/QCD. Entretanto, os resultados são surpreendentes!!!