Correlatori olografici e rottura di supersimmetria

Flavio Porri - SISSA

arXiv:1205.4709

Riccardo Argurio[1], Matteo Bertolini[2], Lorenzo Di Pietro[2], FP, Diego Redigolo[1]

[1]ULB
[2]SISSA

Convegno informale di Fisica Teorica CORTONA – 30/05/2012

Il nostro scopo è calcolare funzioni a 2-punti di operatori legati da SUSY in una QFT_4

- SUSY: le 2-punti sono legate fra loro (e.g. propagatori).
- ~~SUSY~~: le 2-punti differiscono a grandi distanze/piccoli impulsi.

Caso particolare a cui siamo interessati:
operatori nel super-multipletto della corrente conservata

$$\mathcal{J} = \mathrm{J} + \mathrm{i}\theta j - i\bar{\theta}\bar{j} - \theta\sigma^m\bar{\theta}j_m + \ldots, \quad D^2\mathcal{J} = \bar{D}^2\mathcal{J} = 0$$

La forma generale delle 2-punti di questi operatori è

$$\langle J(k) J(-k) \rangle = C_0(k^2)$$
$$\langle j_\alpha(k) \bar{j}_{\dot\alpha}(-k) \rangle = -\sigma^m_{\alpha\dot\alpha} k_m C_{1/2}(k^2)$$
$$\langle j_m(k) j_n(-k) \rangle = (k_m k_n - \eta_{mn} k^2) C_1(k^2)$$
$$\langle j_\alpha(k) j_\beta(-k) \rangle = \epsilon_{\alpha\beta} B_{1/2}(k^2)$$

Se SUSY è preservata avremo

$$C_0(k^2) = C_{1/2}(k^2) = C_1(k^2), \qquad B_{1/2}(k^2) = 0$$

Queste sono esattamente le quantità rilevanti in General Gauge Mediation [GGM] e sarà la nostra applicazione principale.

General Gauge Mediation

Formalismo generale per parametrizzare, in GM, gli effetti del settore nascosto.

[Maede, Seiberg, Shih '08]

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SSM} + \mathcal{L}_{HS} + 2g_{SM}\int \mathrm{d}^4\theta\, \mathcal{V}\mathcal{J}$$

IDEA: calcolo esatto nel settore nascosto ma perturbativo in g_{SM}

… General Gauge Mediation

Dall'espansione in loop (g_{SM}) si ottengono le formule per le masse soffici

$$m^2_{\tilde{f}} = -g^4 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2} \left(3\, C_1(k^2) - 4\, C_{1/2}(k^2) + C_0(k^2)\right)$$

$$m_{\tilde{g}} = g^2 B_{1/2}(0)$$

L'informazione necessaria dal settore nascosto è racchiusa nelle funzioni C_s e $B_{1\backslash 2}$.

Come possiamo calcolare le 2-punti in un settore nascosto fortemente accoppiato?

Usiamo OLOGRAFIA!

→ Holographic Gauge Mediation ←

Lavori precedenti:

[Benini et al. '09, McGuirk et al. '09]

- Tentativo di costruire il completo modello microscopico: settore nascosto + messaggeri + settore visibile.
- Rottura di SUSY per mezzo di una teoria 'cascading' tipo KPV
- G_{SM} su D7-brane (flavor)
- Masse dei gaugini calcolate direttamente (no GGM)

Un approccio diverso:

→ Holographic General Gauge Mediation ←

- Ci concentriamo sul settore nascosto e lo descriviamo olograficamente → $N=2$ (almeno) gauged SUGRA in 5d.

- Calcolo dei correlatori di GGM tramite AdS/CFT.

[McGuirk '11, Skenderis-Taylor '12]

Scopo ultimo:

Provare a dedurre relazioni tra proprietà geometriche del duale gravitazionale e struttura dello spettro soffice.

Programma in 3 punti di HGGM

- Si trova un background gravitazionale 5d (AAds) che rompe SUSY (tipicamente con un profilo non banale per metrica e qualche scalare).

- Su questo bg si fanno fluttuare i campi 5d duali alle correnti e si risolvono le e.d.m. (sufficiente ordine lineare).

- Tramite rinormalizzazione olografica si calcola l'azione al bordo da cui si ricavano le funzioni a 2-punti degli operatori duali.

I campi 5d

Dal dizionario di AdS/CFT

Operatori	al bordo	Campi	5d
$J(x)$	$\Delta = 2$	$D(z,x)$	$m^2 = -4$
$j_\alpha(x)$	$\Delta = 5/2$	$\lambda(z,x)$	$\|m\| = 1/2$
$j_m(x)$	$\Delta = 3$	$A_\mu(z,x)$	$m = 0$

- Necessaria la presenza di almeno un multipletto vettoriale N=2 nella SUGRA 5d.

Approccio top-down:

La scelta di una particolare gauged SUGRA fissa

- I possibili background (soluzioni classiche).
- L'accoppiamento tra bg e multipletto vettoriale.

Esempio: dilaton domain wall

[Gubser, Kehagias-Sfetsos, Constable-Myers '99]

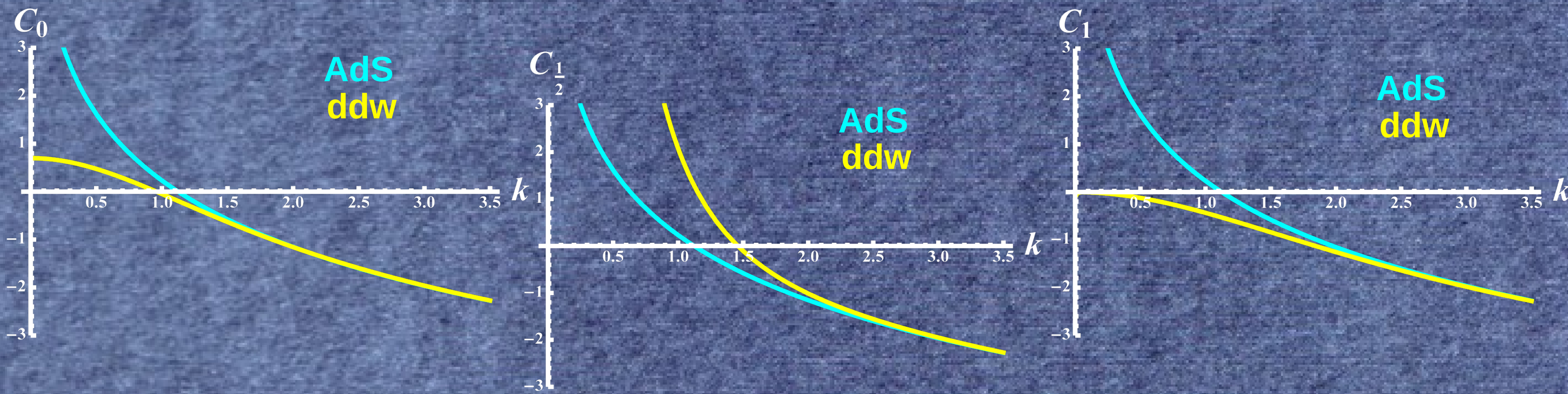
$$\mathrm{d}s^2 = \frac{1}{z^2}\left(\sqrt{1 - z^8}\,\mathrm{d}\vec{x}^2 + \mathrm{d}z^2\right)$$

$$\phi(z) = \phi_\infty + \sqrt{\frac{3}{2}}\,\mathrm{arccoth}\left[\frac{1+z^8}{2z^4}\right]$$

- Soluzione di SUGRA 10d tipo IIB, preserva $SO(6)_R \times SO(1,3)$ ma rompe SUSY e invarianza conforme.
- L'interpretazione del duale è problematica ma modello utile per illustrare i concetti base.

Ci si aspetta:

- $B_{1/2} = 0$ perché R-simmetria non rotta.
- $C_s \neq 0$ e non supersimmetrici.



- Tutte le C asintotano al valore supersimmetrico (AdS) per grandi k.

- $C_{1/2}$ ha un polo a $k^2=0$ → ci sono fermioni massless nello spettro del settore nascosto: fermioni di 't Hooft legati all'anomalia globale di SO(6).

Importante!

Un polo in $C_{1/2}$ per $k^2=0$ implica che i gaugini prendono una massa di Dirac!

[Buican-Komargodski '09]

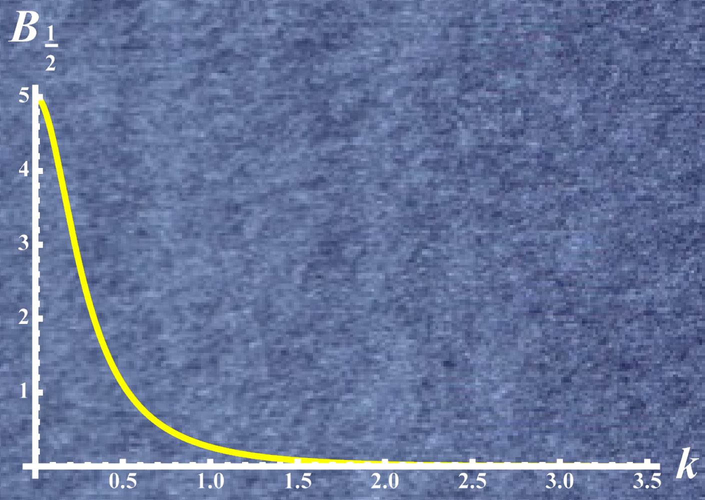
Esempio: dilaton/eta domain wall

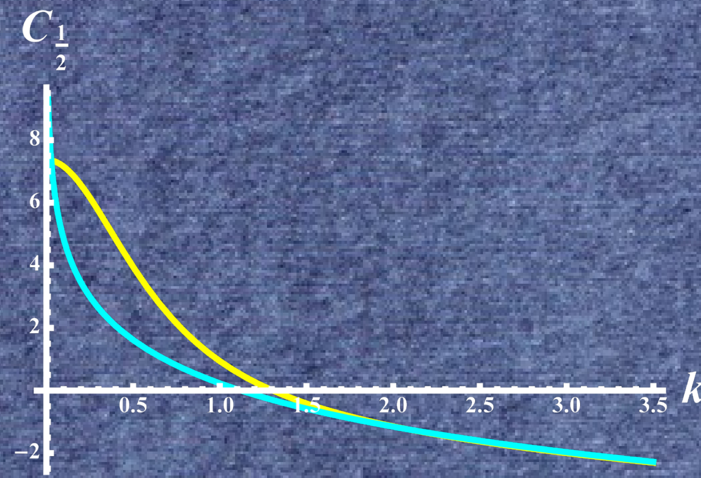
Aggiungiamo un altro scalare (carico sotto R-simmetria) al nostro bg

$$\begin{array}{cccc} & g_{\mu\nu}, & \phi(z), & \eta(z) \\ R = & 0 & 0 & -2 \end{array}$$

Difficile trovare una completa soluzione analitica delle ODE → lavoriamo all'ordine lineare in η (no backreaction).

$$\eta(z) = bz^2 \ {}_2F_1(\frac{1}{z^8}) + c \ {}_2F_1(\frac{1}{z^8})$$





- Adesso $B_{1/2}$ è diverso da zero, come ci si aspettava, e tende al valore supersimmetrico per grandi k.

Stupefacente!

Il polo in $C_{1/2}$ scompare, in perfetto accordo con l'interpretazione in QFT:

R-simmetria è rotta → niente 't Hooft fermions.

Conclusioni

- Abbiamo messo su un formalismo per calcolare olograficamente le 2-punti di GGM che si applica a qualsiasi BG AAdS. Può avere altri utilizzi : spettro glueball, BSM, Technicolor...

- Questioni aperte e possibili sviluppi:
  - Oltre ordine lineare in η
  - Estendere a non AAdS (duali di teorie 'cascading' tipo KPV)
  - Considerare un G_{SM} più grande: non difficile dal punto di vista della SUGRA effettiva in 5d. A livello microscopico significa aggiungere D7-brane.

- Attualmente ci stiamo concentrando su modelli *bottom-up*: più flessibili, scenari molto differenti per le 2-punti. Risultati con bg tipo Hard-Wall *to appear*...

Grazie!

Polo in $C_{1/2}$

Se le funzioni C hanno poli le masse degli sfermioni sono date da

$$m_{\tilde{f}}^2 = -g^2 \int \frac{\mathrm{d}^4 k}{(2\pi)^4} \sum_{I=0,\frac{1}{2},1} \frac{(-1)^{2I+1} N_I}{k^2 \left[1 + g^2 C_I(k^2)\right]}, \qquad N_I = 1, 4, 3$$

Dal propagatore del gaugino

$$\langle \tilde{g}_\alpha \bar{\tilde{g}}_{\dot{\beta}} \rangle = -\frac{p_m \sigma^m_{\alpha\dot{\beta}}}{k^2(1 + g^2 C_{1/2}(k^2))}$$

Si vede che un polo $1/k^2$ corrisponde ad una massa di Dirac per il gaugino proporzionale al residuo. Lo spettro sarà tipo quello di gaugino mediation:

$$m_{\tilde{g}} \sim gM \qquad\qquad m_{\tilde{f}}^2 \sim g^2 m_{\tilde{g}}^2 \log(g)$$

Azione per il background

$$S_{\text{b.g.}} = \int d^5x\sqrt{G}\left[-\frac{1}{2}R + L_{\text{kin}} + \mathcal{V}\right]$$

$$L_{\text{kin}} = \frac{1}{4}\left[4\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta + \cosh^2(\eta)\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi + \mathrm{e}^{2\phi}\cosh^4(\eta)\,\partial_\mu C_0\partial^\mu C_0\right]$$

$$\mathcal{V} = \frac{3}{4}\left(\cosh^2(2\eta) - 4\cosh(2\eta) - 5\right)$$

Da N=2 SUGRA accoppiata con 1 ipermultipletto + 1 multipletto vett., il multipletto vettoriale e tutti i fermioni sono stati messi a zero per trovare le equazioni per il background.

Azione per V

$$S_{\text{quad}} = \int d^5x\sqrt{G}\,[L_{\text{min}} + L_{\text{int}}]$$

$$L_{\text{int}} = \frac{1}{2}\delta M^2 D^2 + \delta m_D \bar{\lambda}\lambda$$
$$+\frac{1}{2}\left(m_M \bar{\lambda}\lambda^c + v_M \bar{\lambda}(\partial\eta)\lambda^c + \tilde{v}_M \bar{\lambda}(\partial\phi)\lambda^c + c.c.\right)$$

$$\delta M^2 = 2(\cosh^2(2\eta) - \cosh(2\eta))\ ,\ \ \delta m_D = \sinh^2(2\eta)$$
$$m_M = -i\sinh(\eta)\ ,\ \ v_M = \frac{i}{\cosh(\eta)}\ , \tilde{v}_M = -\frac{i}{2}\sinh(\eta)$$

Si ottiene dall'azione di gauged SUGRA mettendo tutti i campi, meno il multipletto vet., al loro valore di BG e tenendo gli accoppiamenti con V fino all'ordine quadratico.