

Transizione di deconfinamento in 3D Yang-Mills con gruppo di gauge $Sp(2)$ e studio degli effetti di stringa

Studente: **Pini Nicholas**
Relatore: prof. **Giusti Leonardo**
Correlatore: prof. **Pepe Michele**

Facoltà di Fisica Magistrale
Università degli Studi di Milano Bicocca

Anno Accademico 2021/2022



Introduzione

- ▶ teorie di Yang-Mills presentano **confinamento di colore**:
 - ▶ potenziale fra cariche di colore cresce linearmente a grandi distanze
 - ▶ molte prove numeriche
 - ▶ ancora nessuna dimostrazione analitica
- ▶ a temperature finite, transizione da fase confinata a fase deconfinata
- ▶ congettura di Svetitsky e Yaffe
- ▶ EST: modello effettivo che descrive il potenziale in modo molto efficace

Obiettivo: studio della transizione di deconfinamento con gruppo di gauge $Sp(2)$ usando simulazioni su reticolo.

Teorie di gauge non abeliane

Gruppi non abeliani

Gruppo G **non abeliano**: esiste almeno una coppia $g, h \in G$ tali che

$$[g, h] = gh - hg \neq 0$$

Yang-Mills definita per gruppi unitari non abeliani: $SU(N)$.

$$U \in SU(N) \implies UU^\dagger = \mathbb{1} \quad \text{e} \quad \det U = 1.$$

Elementi U parametrizzati da θ_a , con $a = 1, \dots, N^2 - 1$.

I generatori dell'algebra T_a sono

$$iT_a \equiv \left. \frac{\partial U}{\partial \theta_a} \right|_{\theta_i=0 \forall i} \implies U = 1 + i\theta_a T^a.$$

I generatori sono Hermitiani:

$$T_a = T_a^\dagger$$

Teorie di gauge non abeliane

Azione di pura gauge in Minkowski

$$S_M = -\frac{1}{2g^2} \int d^D x_M \text{Tr} [F_{\mu\nu}^M F_M^{\mu\nu}]$$

- x_M coordinate in spazio di Minkowski:

$$ds_M^2 = (dx_M^0)^2 - \sum_{i=1}^D (dx_M^i)^2$$

- Trasformazione di gauge: $G(x) = e^{i\Lambda_a(x)T^a}$, $\Lambda_a(x) \in \mathbb{R}$
- Campo vettoriale reale

$$A_\mu^M(x) \rightarrow G(x) A_\mu^M(x) G^\dagger(x) + iG(x) \partial_\mu G^\dagger(x)$$

- $F_{\mu\nu}^M = \partial_\mu A_\nu^M - \partial_\nu A_\mu^M + i[A_\mu^M, A_\nu^M]$ tale che

$$F_{\mu\nu}^M \rightarrow G(x) F_{\mu\nu}^M G(x)^\dagger$$

Teorie di gauge non abeliane

Rotazione di Wick e azione nell'Euclideo

Rotazione di Wick \rightarrow coordinata temporale complessa:

$$x^0 = ix_M^0, \quad x_i = x_M^i$$

Siamo ora nello spazio Euclideo:

$$ds^2 = -(dx_0)^2 - \sum_{i=1}^D (dx_i)^2$$

L'azione diventa

$$S_E = -iS_M = \frac{1}{2g^2} \int d^D x \operatorname{Tr}[F_{\mu\nu} F_{\mu\nu}]$$

con

$$\partial_0 = -i\partial_0^M, \quad \partial_i = \partial_i^M, \quad A_0 = -iA_M^0, \quad A_i = -A_M^i$$

Teorie di gauge non abeliane

Path integral

Definiamo il **path integral** della teoria:

$$\mathcal{Z} = \int \mathcal{D}A_M e^{iS_M[A_M]} \xrightarrow{\text{rotazione di Wick}} \mathcal{Z} = \int \mathcal{D}A e^{-S_E[A]}$$

con

$$\mathcal{D}A = \prod_{x,\mu} \delta A_\mu(x)$$

\mathcal{Z} si interpreta come la **funzione di partizione** di un sistema statistico con fattore di Boltzmann $e^{-S_E[A]}$.

Data un'osservabile \mathcal{O} :

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \frac{1}{\mathcal{Z}} \int \mathcal{D}A e^{-S_E[A]} \mathcal{O}$$

Lattice gauge theory

Lattice gauge theory (LGT): discretizziamo lo spaziotempo Euclideo con passo reticolare a . In questo modo, il momento p riceve naturalmente un cutoff:

$$p \in \left(-\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}\right)$$

Primo tentativo di discretizzazione dell'azione S_E : sostituiamo le derivate con la versione discretizzata su reticolo. Si ottiene:

$$\tilde{S} = \frac{1}{2g^2} a^4 \sum_x \sum_{\mu, \nu} (\text{Tr}[F_{\mu\nu} F_{\mu\nu}] + O(a))$$

$\tilde{S} \rightarrow S_E$ nel limite al continuo $a \rightarrow 0$, ma se $a \neq 0$, \tilde{S} non è gauge invariante.

Lattice gauge theory

Link e placchetta

Cambiamo errori di discretizzazione in modo che l'azione rimanga gauge invariante anche se $a \neq 0 \rightarrow$ **azione di Wilson**.

- Definiamo i **link**:

$$U_\mu(x) = e^{-iaA_\mu(x)}$$

Sono elementi del gruppo di gauge $SU(N)$ e collegano due siti del reticolo adiacenti. Trasformazione di gauge è

$$U_\mu(x) \rightarrow G(x)U_\mu(x)G^\dagger(x + \hat{\mu})$$

- Definiamo la **placchetta**:

$$U_{\mu\nu}(x) = U_\mu(x)U_\nu(x + \hat{\mu})U_\mu^\dagger(x + \hat{\nu})U_\nu^\dagger(x)$$

È il prodotto ordinato di link attorno al più piccolo cammino possibile.

Lattice gauge theory

Azione di Wilson

Dato che $U_\mu(x) \rightarrow G(x)U_\mu(x)G^\dagger(x + \hat{\mu})$, la traccia di prodotti ordinati di link su cammini chiusi è **gauge invariante**.

Definiamo quindi l'**azione di Wilson**:

$$S_W = \frac{\beta}{N} \sum_x \sum_{\mu < \nu} \text{Re Tr}(\mathbb{1} - U_{\mu\nu}(x)), \quad \beta = \frac{2N}{g^2}$$

- ▶ nel limite al continuo $a \rightarrow 0$, abbiamo che $S_W \rightarrow S_E$
- ▶ è **gauge invariante** anche se $a > 0$

Lattice gauge theory

Libertà asintotica

Nel limite al continuo, le osservabili misurate devono riprodurre le osservabili fisiche \implies dipendenza delle quantità "bare" dell'azione dal passo reticolare a (regolatore della teoria):

$$\lim_{a \rightarrow 0} \mathcal{O}(g(a), a) = \mathcal{O}_{\text{phys}}$$

In Yang-Mills, l'equazione del gruppo di rinormalizzazione ha β -function negativa ed è risolvibile:

$$a \rightarrow 0 \implies g(a) \rightarrow 0 \implies \text{libertà asintotica}$$

Potenziale d'interazione

Wilson loop

Consideriamo due cariche di colore statiche in rappresentazione fondamentale:

- ▶ create istantaneamente a distanza R
- ▶ evolvono per un tempo τ
- ▶ vengono annichilate

Su reticolo formano un rettangolo $\tau \times R$ di link, detto **Wilson loop**.

$$W(C) = \text{Tr} \left[\prod_{(\mu, x) \in C} U_\mu(x) \right]$$
$$\langle W(C) \rangle \sim e^{-\tau V(R)} \sim e^{-\sigma_0 \tau R}$$

σ_0 è detta **tensione di stringa a temperatura zero**

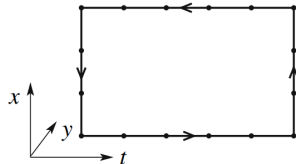


Figura: Gattringer, Christof, Lang,
Quantum chromodynamics on the lattice

Potenziale d'interazione

Temperatura finita e Polyakov loop

Transizione di deconfinamento dipende dalla temperatura. Data una LGT su reticolo con N_t lunghezza temporale, si impongono **condizioni periodiche sul tempo** per i campi bosonici; la temperatura T del sistema allora è $T = 1/(aN_t)$.

Cariche statiche a $T > 0$ ora descritte dal **loop di Polyakov**:

$$\phi(\vec{x}) = \text{Tr} \left[\prod_{j=0}^{N_t-1} U_0(j, \vec{x}) \right]$$
$$\langle \phi(\vec{x}) \phi(\vec{y})^\dagger \rangle \sim e^{-\frac{1}{T} V(R, T)}$$
$$\sim e^{-\frac{1}{T} \sigma(T) R}$$

$\sigma(T)$ è detta **tensione di stringa a temperatura finita**

$F_q \rightarrow$ free energy di una singola carica: $\langle \phi \rangle \sim e^{-F_q/T}$

- ▶ $\langle \phi \rangle = 0 \implies F_q \rightarrow \infty \rightarrow$ fase confinata ($T < T_c$)
- ▶ $\langle \phi \rangle \neq 0 \implies F_q$ finita \rightarrow fase deconfinata ($T > T_c$)

Simmetria di centro

Centro del gruppo di gauge $Z(G)$: sottogruppo di G che commuta col resto del gruppo.

Trasformazione di centro: moltiplichiamo per $z \in Z(G)$ tutti i link su uno stesso time-slice a $t = t_0$ fissato \rightarrow cammini chiusi su reticolo sono invarianti \rightarrow azione di Wilson e Wilson loop sono invarianti \rightarrow **simmetria di centro**.

I Polyakov loop sono cammini chiusi solo grazie alle condizioni periodiche del tempo \rightarrow **non sono invarianti sotto trasformazione di centro**.

- ▶ Se $\langle \phi \rangle = 0$, la simmetria di centro è mantenuta
- ▶ Se $\langle \phi \rangle \neq 0$, la simmetria di centro è rotta spontaneamente

Congettura di Svetisky e Yaffe

Parametro d'ordine

Il Polyakov loop è quindi il **parametro d'ordine** della transizione di deconfinamento, la quale è associata alla rottura spontanea di simmetria del centro del gruppo di gauge.

Congettura di Svetisky e Yaffe: una teoria di gauge $(d + 1)$ dimensionale che ha transizione di deconfinamento del **secondo ordine** è nella stessa classe di universalità del modello di spin d dimensionale:

- ▶ correlatore di Polyakov loop \Longleftrightarrow correlatore fra spin
- ▶ fase deconfinata, $T > T_c \Longleftrightarrow$ fase ordinata, $T^{\text{spin}} < T_c^{\text{spin}}$

Congettura di Svetisky e Yaffe

Classi di universalità

Stessa classe di universalità \implies stessi **esponenti critici**
nell'intorno del punto critico:

$$\langle \phi \rangle \sim \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\beta, \quad \chi \sim \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-\gamma}, \quad \xi \sim \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-\nu}$$

Nelle vicinanze del punto critico, i dettagli fini delle interazioni possono essere ignorati ($\xi \rightarrow \infty$) \rightarrow sistemi molto diversi fra loro sono descritti dagli stessi esponenti critici. Devono però avere la stessa **simmetria e dimensionalità**.

Problema: fuori dal limite termodinamico (volume finito), $\langle \phi \rangle = 0$ sempre \rightarrow useremo $\langle |\phi| \rangle$ come parametro d'ordine.

Effective string theory

Tubo di flusso fra cariche di colore interagenti \rightarrow stringa vibrante
 \rightarrow EST, modello effettivo a basse temperature e lunghe distanze.
EST più semplice: **azione di Nambu-Goto**

$$S_{\text{NG}} = \sigma_0 \int_{\Sigma} d^2\xi \sqrt{g}$$

Primo termine dell'espansione a lunghe distanze è

$$S_{\text{G}}[X] = \frac{\sigma_0}{2} \int d^2\xi \partial_a X^\mu \partial^a X_\mu$$

Prevede correzione al potenziale \rightarrow **termine di Lüscher**

$$V(R) \sim \sigma_0 R - \frac{\pi(D-2)}{24R}$$

Ha moltissimo riscontro in simulazioni \rightarrow EST è molto predittiva.

Effective string theory

Nel regime a basse energie, il modello EST di Nambu-Goto permette di calcolare esattamente la funzione a due punti del loop di Polyakov. In 3D:

$$\langle \phi(0)\phi(R) \rangle \sim K_0(E_0 R) \rightarrow$$

→ stesso andamento a lunghe distanze del correlatore fra spin

C'è **discrepanza fra EST e congettura** nelle vicinanze del punto critico:

- ▶ EST prevede $\nu = 1/2$
- ▶ la congettura prevede $\nu = 1$ (esponente del modello di Ising 2D)

EST non è più predittiva quando il sistema approssima la transizione di fase → stringa dissolta da fluttuazioni e potenziale schermato.

Gruppo $Sp(2)$

Useremo $Sp(2)$ come gruppo di gauge: $U \in Sp(2) \subset SU(4)$ tali che

$$U^* = J U J^\dagger, \quad J \equiv i\sigma_2 \otimes \mathbb{1}_{4 \times 4}$$

Perché usare $Sp(2)$? $Sp(2) \subset SU(4)$, ma ha \mathbb{Z}_2 come centro del gruppo \implies classe di universalità del modello di Ising 2D \rightarrow esponenti critici ben conosciuti.

Per $Sp(2)$, abbiamo che $\beta = 8/g^2$.

Studio della congettura è **indipendente dalla dimensionalità del gruppo di gauge**. Obiettivi:

- ▶ simulare la teoria con gruppo di gauge $Sp(2)$ su reticolo $(2+1)$ dimensionale
- ▶ misurare il correlatore di Polyakov loop a T appena inferiore a T_c (fase confinata)
- ▶ verificare che sia ben descritto dal correlatore fra spin a corte e lunghe distanze del modello di Ising 2D \implies la congettura è valida

Metodi Monte Carlo

Importance sampling

Path integral \mathcal{Z} interpretato come funzione di partizione \rightarrow usiamo **importance sampling** per calcolare le osservabili. Data osservabile \mathcal{O} , consideriamo i link U come variabili casuali distribuite come

$$dP(U) = \frac{1}{\mathcal{Z}} e^{-S_w[U]} \mathcal{D}U$$

e calcoliamo $\langle \mathcal{O} \rangle$ come

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \mathcal{O}_n(U)$$

L'incertezza di $\langle \mathcal{O} \rangle$ ha andamento $O(1/\sqrt{N})$.

Non possiamo estrarre direttamente configurazioni di link distribuite come $dP(U) \rightarrow$ usiamo algoritmi basati su **catene di Markov**

Algoritmo

Algoritmo di Creutz

Heat-Bath è basato su **idea di Creutz** \rightarrow algoritmo che genera nuove configurazioni per gruppo di gauge $SU(2)$. Dato $u \in SU(2)$, si basa sul fatto che per $SU(2)$ vale la proprietà:

$$\sum_i \tilde{u}_i = c \bar{u}, \quad c = \det \left(u \sum_i \tilde{u}_i \right)^{1/2}, \quad \bar{u} \in SU(2)$$

\tilde{u}_i sono le *staple* attorno al link da aggiornare: in $(2+1)$ dimensioni $\implies i = 1, \dots, 4$.

$$\begin{aligned} dP(u) &\sim \exp \left[\frac{\beta}{4} \text{Tr} \left(u \sum_i \tilde{u}_i \right) \right] du = \exp \left[\frac{\beta}{4} \text{Tr}(cu\bar{u}) \right] du \implies \\ &\implies dP(u\bar{u}^{-1}) \sim \exp \left[\frac{\beta}{4} c \text{Tr}(u) \right] du \end{aligned}$$

Con $u = \alpha_0 \mathbb{1} + \vec{\alpha} \cdot \vec{\sigma} \rightarrow$ basta **generare quadrivettore** α_μ .

Algoritmo

Algoritmo di Cabibbo e Marinari

Heat-Bath di Cabibbo e Marinari:

- ▶ consideriamo gruppo di gauge $\text{Sp}(2)$ (vale per $\text{SU}(N)$ in generale)
- ▶ consideriamo set F di sottogruppi $\text{SU}(2)_k \subset \text{Sp}(2)$
- ▶ dato il link da aggiornare $U \in \text{Sp}(2)$, si estrae elemento $u_k \in \text{SU}(2)_k$ da U
- ▶ si applica algoritmo di Creutz per u_k , ottenendo u'_k
- ▶ si moltiplica il link originale U per u'_k
- ▶ si ripete quanto fatto per ogni k

Nel nostro caso, $k = 1, \dots, 4 \implies U' = u'_4 u'_3 u'_2 u'_1 U$. Si applica questo procedimento per ogni link U del reticolo.

F tale che algoritmo sia **ergodico**: nessun sottogruppo di $\text{Sp}(2)$ dev'essere invariante sotto moltiplicazioni di elementi di $\text{SU}(2)_k$.

Algoritmo

Overrelaxation

Vicino al punto critico, ξ diverge \rightarrow aggiornamenti del reticolo dell'ordine del passo reticolare a sono piccoli rispetto a $\xi \rightarrow$ **critical slowing down**.

Soluzione: **overrelaxation**. Scegliamo un nuovo link U' "il più lontano possibile" da U , in modo che l'azione $S_W[U]$ rimanga invariata. Per gruppo di gauge $SU(2)$:

$$u' = vu^{-1}v, \quad v = \det(R)^{1/2} R^{-1}, \quad R = \sum_{i=1}^4 \tilde{u}_i \rightarrow \text{somma staple}$$

Come per Heat-Bath, l'idea è di estrarre gruppi $SU(2)_k$ da $Sp(2)$, applicare overrelaxation, e moltiplicare il link $U \in Sp(2)$ originale.

Overrelaxation non è ergodico. Nel nostro caso, viene applicato tre volte prima di applicare Heat-Bath.

Algoritmo

Implementazione

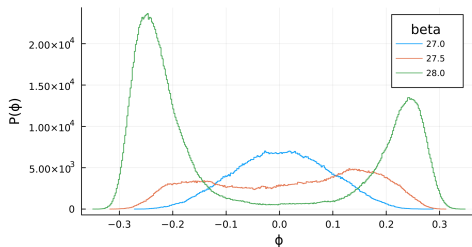
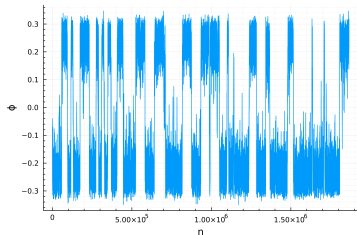
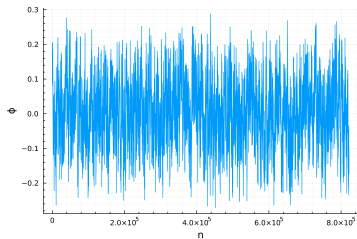
Dettagli implementazione:

- ▶ reticolo 3D
- ▶ $N_s = 40, 60, 80, 100$: lunghezza dimensione spaziale
- ▶ $N_t = 5, 6, 7, 8$: lunghezza dimensione temporale
- ▶ reticolo con condizioni periodiche anche in direzioni spaziali
- ▶ $a = 1 \implies T = 1/N_t$
- ▶ link aggiornati in parallelo
 - ▶ divisione in siti pari e siti dispari
 - ▶ problema quando N_t è dispari
- ▶ configurazione iniziale: *hot start*
- ▶ numero iterazioni $\sim 10^6$
- ▶ termalizzazione raggiunta saltando le prime 200 iterazioni
- ▶ normalizzazione delle matrici ogni 100 iterazioni

Risultati

Misura loop di Polyakov

Per ogni valore di N_s e N_t considerato, abbiamo misurato il valore del loop di Polyakov. Per esempio, con $N_t = 6$ e $N_s = 100$:



Comportamento tipico di transizione di fase di secondo ordine:

- fase confinata: $\langle |\phi| \rangle = 0$
- fase deconfinata: $\langle |\phi| \rangle \neq 0$ e **eventi di tunneling**

Risultati

Misura temperatura critica

$T = 1/N_t$ con N_t fissato \rightarrow modifichiamo il valore di $\beta = 8/g^2$ per modificare la temperatura critica del sistema.

- ▶ cerchiamo $\beta_c(N_t)$ tale che il sistema sia nel punto critico
- ▶ invertiamo $\beta_c(N_t) \implies N_{t,c}(\beta)$
- ▶ temperatura critica è infine $T_c = 1/N_{t,c}(\beta)$

Suscettività: osservabile che misura la larghezza della distribuzione del loop di Polyakov:

$$\chi = \sum_{\vec{x}} \langle \phi(\vec{0}) \phi(\vec{x}) \rangle = N_s^2 \langle \phi^2 \rangle$$

χ è massima nel punto critico della transizione di deconfinamento \rightarrow misuriamo χ per vari valori di β e fittiamo il picco per trovare β_c .

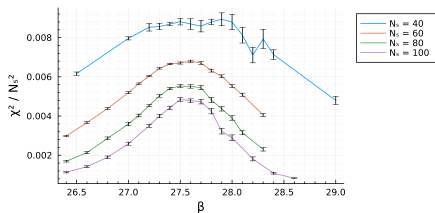


Figura: $N_t = 6$

Risultati

Fit suscettività

Picchi suscettività fittati con

$$\chi(\beta) \sim a + b(\beta^{(0)} - \beta)^2 + c(\beta^{(0)} - \beta)^3 + d(\beta^{(0)} - \beta)^4$$

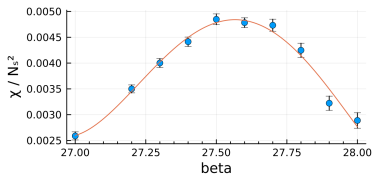
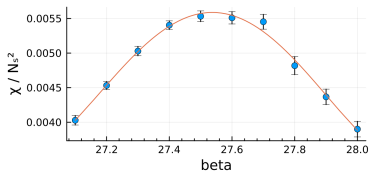
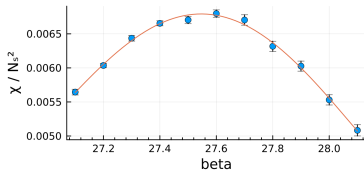
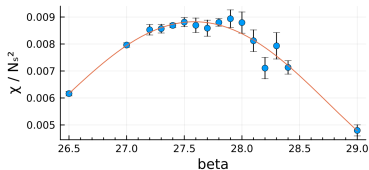


Figura: $N_t = 6$. Da sinistra a destra e dall'alto in basso: $N_s = 40, 60, 80, 100$.

Risultati

Fit suscettività

Valori critici di β trovati:

N_t	N_s	β_c	χ^2
5	40	23.312(14)	1.0933
	60	23.2748(52)	1.2741
	80	23.2886(64)	0.5137
	100	23.2817(46)	1.4615
6	40	27.589(30)	0.781
	60	27.547(10)	0.7684
	80	27.537(12)	0.559
	100	27.566(13)	1.6649

N_t	N_s	β_c	χ^2
7	40	32.103(31)	0.1255
	60	31.8149(92)	0.7616
	80	31.8190(97)	0.6526
	100	31.8299(99)	1.328
8	40	36.275(68)	0.7747
	60	36.103(22)	0.8324
	80	36.065(19)	1.3907
	100	36.065(14)	1.0921

Risultati

Finite size scaling

Simulazioni a volume finito, ma transizioni di fase valgono nel limite termodinamico \rightarrow dobbiamo tenere conto degli effetti di volume finito \rightarrow **finite size scaling analysis**.

$$x = \frac{\beta}{\beta_c} - 1$$

$$y = x N_s^{1/\nu} \sim \left(\frac{N_s}{\xi} \right)^{1/\nu}$$

$$\langle |\phi| \rangle \sim N_s^{-\beta/\nu} F_1(x N_s^{1/\nu})$$

$$N_s^2 \langle \phi^2 \rangle \sim N_s^{\gamma/\nu} F_2(x N_s^{1/\nu})$$

$$\nu = 1, \quad \gamma = \frac{7}{4}, \quad \beta = \frac{1}{8} \rightarrow \text{Ising 2D}$$

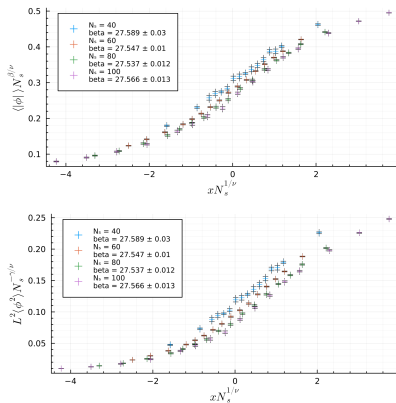
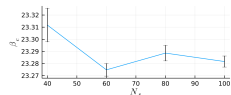


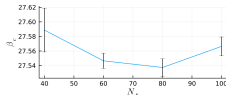
Figura: $N_t = 6$

Risultati

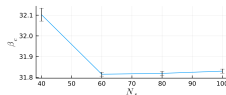
Finite size scaling



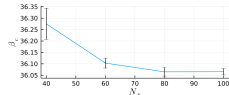
$N_t = 5$



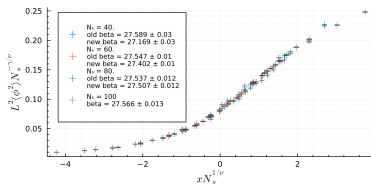
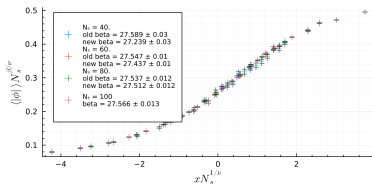
$N_t = 6$



$N_t = 7$



$N_t = 8$



Per $N_s = 80, 100$, effetti dovuti al volume finito sono piccoli \rightarrow usiamo i valori di β_c trovati a $N_s = 100$ come valori effettivi validi nel limite termodinamico.

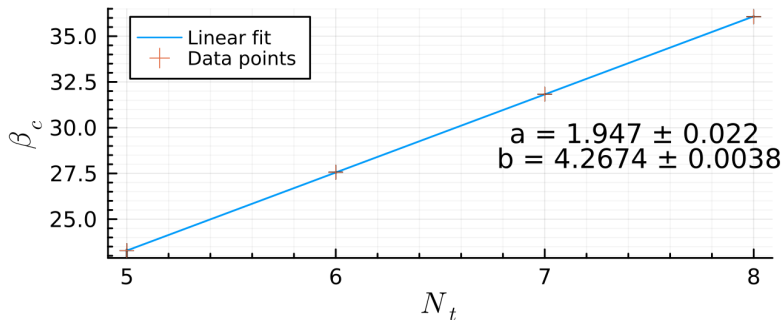
Risultati

β_c in funzione di N_t

Fissato $N_s = 100$, fittiamo β_c al variare di N_t usando una retta.

$$\beta_c(N_t) \sim a + bN_t$$

$$\chi^2 = 2.5612$$



Risultati

Correlatore del loop di Polyakov

Correlatore del loop di Polyakov:

$$\langle \phi(0)\phi(R) \rangle = \frac{1}{\mathcal{Z}} \int \mathcal{D}U e^{-S_w[U]} \frac{1}{2N_s^2} \sum_{\vec{x}, \vec{y}} \phi(\vec{x})\phi(\vec{y}), \quad |\vec{x} - \vec{y}| = R$$

Se la congettura è vera, deve essere ben descritto a corte e lunghe distanze dal correlatore fra spin del modello di Ising 2D nell'intorno del punto critico:

► $R < \xi$

$$\begin{aligned} \langle \phi(0)\phi(R) \rangle = \frac{k_s}{R^{1/4}} & \left[1 + \frac{R}{2\xi} \ln\left(\frac{e^{\gamma_e} R}{8\xi}\right) + \frac{R^2}{16\xi^2} \right. \\ & \left. + \frac{R^3}{32\xi^3} \ln\left(\frac{e^{\gamma_e} R}{8\xi}\right) + O\left(\frac{R^4}{\xi^4} \ln^2 \frac{R}{\xi}\right) \right] \end{aligned}$$

► $R > \xi$

$$\langle \phi(0)\phi(R) \rangle = k_l \left(K_0\left(\frac{R}{\xi}\right) - K_0\left(\frac{N_s - R}{\xi}\right) \right),$$

Effetto specchio \implies massimo valore di R è $N_s/2$.

Risultati

Lunghezza di correlazione

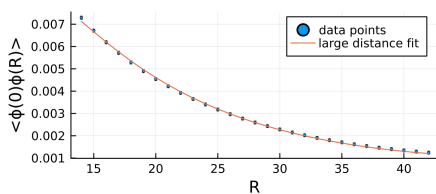
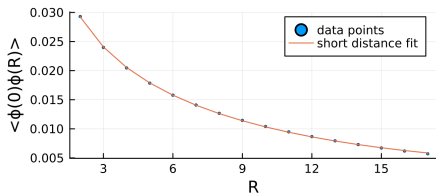
Valori di ξ fittati dal correlatore di loop di Polyakov:

N_t	N_s	T/T_c	R	ξ	χ^2
5	100	0.95	(2, 13)	14.157(66)	1.433
			(12, 50)	14.26(58)	1.4986
6	100	0.95	(2, 17)	17.42(11)	0.8582
			(14, 42)	16.86(12)	0.513
7	100	0.95	(2, 20)	20.97(15)	0.5012
			(17, 50)	20.66(17)	0.4379
8	100	0.95	(1, 24)	24.95(22)	2.9113
			(18, 50)	24.26(28)	0.4311

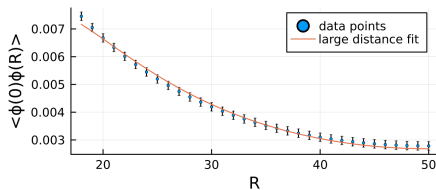
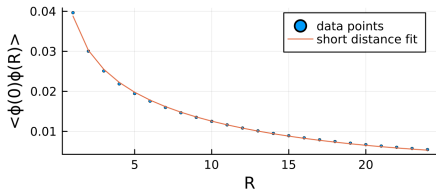
Misura complicata dalla scelta limitata di valori di R se ξ è troppo grande o troppo piccolo.

Risultati

Lunghezza di correlazione



$N_t = 6$



$N_t = 8$

Conclusioni

Riassunto risultati

Riassumendo:

- ▶ teoria di Yang-Mills 3D con gruppo di gauge $Sp(2)$ presenta una transizione di deconfinamento del secondo ordine (come aspettato)
 - ▶ andamento di $\langle \phi(0)\phi(R) \rangle$ per $R > \xi$ previsto da EST
 - ▶ congettura di Svetisky e Yaffe verificata vicino al punto critico ($0.95 T_c$):
 - ▶ per $R > \xi$, in accordo con EST
 - ▶ per $R < \xi$, dove EST non è più valida
- classe di universalità di modello di Ising 2D

Conclusioni

Ricerche future

Possibili ricerche future:

- ▶ sfruttare $\langle \phi(0)\phi(R) \rangle$ per
 - ▶ studiare $\sigma(T)$ e trovare correzioni al potenziale
 - ▶ studiare come si passa da descrizione EST a descrizione della congettura
- ▶ gruppi $Sp(N)$ con $N > 2$ in 3D
 - ▶ vale sempre modello di Ising 2D, ma gruppo di gauge diverso

Grazie per l'attenzione!