

Teoria delle Stringhe

Augusto Sagnotti

*Dipartimento di Fisica
Università di Roma "Tor Vergata"
INFN, Sezione di Roma "Tor Vergata"
Via della Ricerca Scientifica 1, 00133 Roma, Italia*

Abstract

Questo contributo contiene un'introduzione elementare agli aspetti salienti della Teoria delle Stringhe e una breve sintesi del suo sviluppo storico.

*Contributo a "Storia della Scienza", vol. IX
"La grande scienza", sez. Fisica
Istituto dell'Enciclopedia Italiana*

(Maggio 2003)

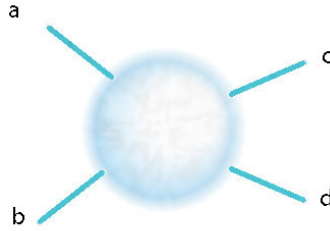


Figura 1: Un processo $ab \rightarrow cd$ che produce due particelle c e d dall'urto di a e b .

1. Origini della Teoria delle Stringhe

I processi d'urto (figura 1) hanno un ruolo fondamentale, sia dal punto di vista sperimentale che teorico, nella fisica delle particelle elementari, e sono lo strumento primario per lo studio delle loro interazioni. Giungere ad una descrizione propria delle particelle elementari è stato un problema centrale della Fisica almeno dalla fine del XIX secolo, quando la teoria atomica della materia ebbe le prime importanti conferme con la scoperta dell'elettrone e quindi con la rivelazione del nucleo atomico, ottenuta proprio utilizzando un processo d'urto.

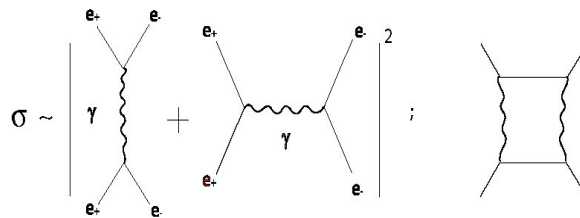


Figura 2: I due diagrammi di Feynman “ad albero” per il processo d'urto $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ tra un positrone (e^+) e un elettrone (e^-), e un esempio di diagramma di ordine superiore con un anello chiuso o “loop”. Le linee possono essere associate a traiettorie delle particelle che partecipano al processo, e i vertici alle loro interazioni elettromagnetiche. I contributi di ordine più basso coinvolgono lo scambio di un fotone γ , nei canali s (verticale) e t (orizzontale) rispettivamente, e il contributo dominante alla sezione d'urto σ è legato al quadrato del modulo della loro somma.

La Meccanica Quantistica ha introdotto in questa descrizione elementi radicalmente nuovi, riconoscendo ai due tipi di particelle (*fermioni*, come ad esempio l'elettrone, soggetti

al principio di esclusione di Pauli, e *bosoni*, come ad esempio il fotone) proprietà ondulatorie oltre che corpuscolari, e a partire dalla fine degli anni '20 si è posto con crescente insistenza il problema di combinare in modo sistematico questi nuovi principi con la Relatività Speciale. Il risultato è la Teoria Quantistica dei Campi, che realizza la dualità onda-particella associando le particelle a *quanti di energia* di corrispondenti campi d'onda (ad esempio, associando i fotoni ai quanti del campo elettromagnetico) in un modo che rende manifesta l'assoluta identità di tutte le particelle di uno stesso tipo. Esperimenti ad energie sempre più elevate hanno stimolato ulteriormente queste ricerche, mostrando ben presto che le poche particelle che compongono la materia ordinaria (elettroni, protoni e neutroni) sono accompagnate da moltissime altre, la maggior parte delle quali sono instabili con tempi di disintegrazione spontanea al più di milionesimi di secondo. Dagli anni '30 si è quindi cercato a più riprese di giungere ad una teoria di *tutte* le particelle elementari.

La descrizione in termini di campi assegna alle particelle in modo naturale un numero limitato di attributi, tra i quali una massa, uno spin e uno o più tipi di carica. Inoltre, le stesse interazioni tra particelle sono indotte da scambi di altre particelle: ad esempio, l'ordinaria repulsione coulombiana tra due elettroni può essere vista come il risultato di uno scambio di fotoni. Questa proprietà è alla base della tecnica assai suggestiva dei “diagrammi di Feynman”, che consente di collegare le probabilità di reazione, note nella letteratura come “sezioni d'urto”, a processi elementari nei quali le particelle reagenti generano i prodotti di reazione attraverso la formazione di altre particelle in stati intermedi. Alla somma dei diagrammi relativi ad un certo processo la teoria associa un'ampiezza di probabilità, un numero complesso il cui modulo quadrato determina essenzialmente le sezioni d'urto.

La somma sui tipi di diagrammi e sulle loro deformazioni realizza in questo contesto la somma sui cammini della Meccanica Quantistica, nella quale una media pesata dei contributi associati a tutte le traiettorie possibili (che comprendono anche, ma non solo, quella classica) consente di calcolare le ampiezze di probabilità dei vari eventi. Il calcolo è naturalmente ordinato in una serie di contributi con numeri crescenti di “loops” (figura 2), che coinvolgono numeri crescenti di particelle nei loro prodotti intermedi, e l'ordinamento è determinato dai parametri caratteristici delle interazioni. Ad esempio, l'intensità delle interazioni elettromagnetiche è determinata dalla carica dell'elettrone, o più precisamente dalla “costante di struttura fine”

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \cong \frac{1}{137}, \quad (1)$$

dove $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ è il valore assoluto della carica dell'elettrone, $\hbar = h/2\pi = 1.054 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$, dove h è la costante di Planck, $c = 2.998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ è la velocità della luce nel vuoto e $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ è la costante dielettrica del vuoto. L'esiguità di α consente di restringere,

al prezzo di errori trascurabili, la somma ad un numero limitato di diagrammi, rendendo possibile ed efficiente il calcolo delle sezioni d’urto. Da qui il grande successo della teoria elettromagnetica di fotoni, elettroni e positroni, nota comunemente come Elettrodinamica Quantistica o QED. Ma la proliferazione della particelle soggette alle interazioni forti ha limitato a lungo l’applicazione di questi metodi a causa dell’estrema intensità di queste forze nucleari, e quindi negli anni ’60 molti sforzi sono stati dedicati al problema di caratterizzare in termini generali le sezioni d’urto, o più precisamente la “matrice S ”, una collezione delle corrispondenti ampiezze di probabilità. Si trattava di un problema estremamente complesso, che poteva portare a risultati concreti solo sotto particolari ipotesi.

La Teoria delle Stringhe ha avuto origine precisamente in questo ambito, quando il ricorso alla Teoria Quantistica dei Campi e ai corrispondenti diagrammi di Feynman appariva impossibile per le interazioni forti. Al tempo si cercavano esempi concreti di matrici S con caratteristiche assegnate, e nel 1968 un fisico teorico italiano, G. Veneziano, collegò alla descrizione matematica di un processo d’urto tra due particelle, in modo del tutto sorprendente, la funzione beta di Eulero, una nota funzione di due variabili complesse definita per $Re(s) > 0$ e $Re(t) > 0$ dall’integrale

$$B(s, t) = \int_0^1 dx x^{s-1} (1-x)^{t-1} . \quad (2)$$

Nella corrispondenza identificata da Veneziano, le variabili s e t in eq. (2) caratterizzano gli angoli di impatto e le energie delle particelle coinvolte nell’urto. In generale, i diagrammi di Feynman dipendono da queste grandezze, ma non manifestano *individualmente* alcuna simmetria sotto il loro scambio, e quindi la peculiarità della funzione B era proprio la sua simmetria manifesta sotto lo scambio delle due variabili s e t , che in questo contesto è detta “dualità planare”. $B(s, t)$ possiede inoltre infiniti “poli” per $s = 0, -1, -2, \dots$, e analogamente per t , nell’intorno dei quali si comporta essenzialmente come la funzione $1/z$ in prossimità dell’origine $z = 0$. Singolarità di questo tipo sono caratteristiche dei contributi di ordine più basso (senza “loops” o “ad albero”, come i due diagrammi a sinistra in figura 2), i cui stati intermedi coinvolgono altrettanti tipi di particelle, ma una alla volta, e segnalano appunto il loro scambio. Fu quindi presto chiaro che l’ampiezza di Veneziano aveva origine da una teoria molto più complessa di ogni altra precedentemente nota, con infiniti tipi di particelle, tutte bosoniche, di masse e spin crescenti.

2. Interpretazione in termini di corde vibranti

Poco dopo il lavoro di Veneziano, I. Shapiro e M. Virasoro ottennero una generalizzazione di $B(s, t)$, anch’essa con infiniti poli, che dipendeva simultaneamente e in modo

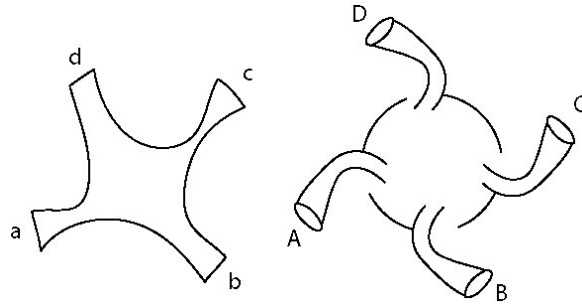


Figura 3: Contributi ad albero per le reazioni $ab \rightarrow cd$ (stringhe aperte) e $AB \rightarrow CD$ (stringhe chiuse). La somma sui cammini della Meccanica Quantistica si traduce in questi casi nella somma sulle possibili deformazioni dei diagrammi in figura, e suggerisce chiaramente la simmetria ciclica, o dualità planare dei primi, e la simmetria totale, o dualità non-planare, dei secondi.

totalmente simmetrico da tre variabili associate al processo d’urto, una proprietà detta in questo contesto “dualità non planare”, e nei due anni successivi diversi gruppi di ricercatori riuscirono a costruire altri tipi di ampiezze, ad albero e con “loops”. Per alcuni anni le simmetrie di queste ampiezze giustificarono il nome di “modelli duali” per la nuova teoria e le sue generalizzazioni, e lo sviluppo di questo formalismo deve molto ad altri fisici italiani, tra i quali D. Amati, S. Fubini e P. Di Vecchia.

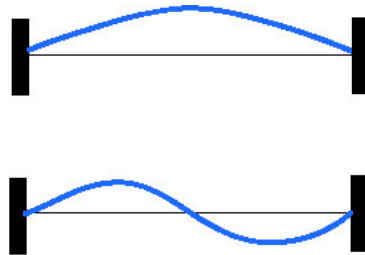


Figura 4: Profili di massima elongazione dei primi due toni puri per una corda vibrante di lunghezza ℓ con estremi fissi. La corda ha infiniti toni puri di frequenze caratteristiche $\omega_n = \frac{n\pi v_s}{\ell}$ ($n = 1, 2, \dots$), dove v_s è la corrispondente velocità del suono.

L’interpretazione di questi risultati divenne più chiara nel 1970, grazie ai contributi di Y. Nambu e L. Susskind. Essi notarono essenzialmente che le sorprendenti proprietà delle nuove ampiezze erano naturali per diagrammi di Feynman nei quali le linee descritte da particelle erano sostituite da tubi descritti da stringhe chiuse o da nastri descritti da stringhe aperte, e giunsero a suggerire che l’ampiezza di Veneziano e le sue generalizzazioni

descrivessero in realtà un fenomeno del tutto nuovo, urti di stringhe.

Le stringhe o corde si presentano naturalmente in due varietà, *chiuse* e *aperte*, e le infinite singularità delle ampiezze di Veneziano e Shapiro-Virasoro sono una manifestazione degli infiniti tipi di eccitazioni per esse possibili. Una corda vibrante ideale può essere infatti pensata come un'infinità di oscillatori tra loro accoppiati, ed è conseguentemente in grado di vibrare su un'infinità di toni puri o "modi normali", le cui frequenze caratteristiche ω_n possono essere associate alle masse $m_n \sim \omega_n$ di infinite particelle ad essi corrispondenti. Le corde, chiuse o aperte, sono caratterizzate da una scala di lunghezza ℓ_s , e appaiono essenzialmente puntiformi a distanze $r \gg \ell_s$. Equivalentemente, il principio di indeterminazione della Meccanica Quantistica collega queste scale di distanza ad energie $E \ll \hbar c/\ell_s$ alle quali solo le particelle più leggere associate ad una corda sono efficaci in processi d'urto. In altri termini, le differenze tra una teoria di corde e una corrispondente teoria di particelle per i primi toni puri (la "teoria effettiva di bassa energia") si manifestano solo a distanze $r \leq \ell_s$, e quindi solo ad energie sufficientemente elevate.

3. Problemi con le applicazioni alla fisica adronica

L'analogia evidenziata con le usuali corde vibranti è in realtà solo parziale. La corda in figura 4 ha infatti solo toni puri di frequenze $\omega_n > 0$, ai quali corrisponderebbero particelle di masse $m_n > 0$, in grado di trasmettere forze avvertibili solo a distanze inferiori alle corrispondenti lunghezze di Compton $\hbar/m_n c$. Nei primi anni '70 si comprese invece che la Teoria delle Stringhe descrive *inevitabilmente* anche particelle di massa nulla, che come i fotoni sono in grado di trasmettere forze a lungo raggio. Si trattava di un problema spinoso per la relazione con le interazioni forti, che sono certamente a corto raggio e svaniscono a distanze $r \sim 10^{-15} m$.

Ignorando questa difficoltà, i modelli duali sembravano applicarsi in modo naturale agli "adroni", che comprendono il protone, il neutrone e moltissime altre particelle instabili soggette alle interazioni forti, e presentano una sorprendente regolarità nella distribuzione delle loro masse e dei loro spin. Nel piano (Massa)² - spin gli adroni si dispongono su "traiettorie di Regge" rettilinee, che si prestano in modo naturale ad una descrizione in termini di eccitazioni di stringhe con $\ell_s \sim 10^{-15} m$, corrispondente ad una scala di massa di centinaia di MeV/c^2 o, equivalentemente, ad una scala di energie di riposo di centinaia di MeV . Il MeV è un'unità di energia comunemente usata in questo ambito, e corrisponde a $1.6 \cdot 10^{-13} J$ (ad esempio, il protone ha una massa di circa $1 GeV/c^2$ o $1000 MeV/c^2$, che in unità convenzionali equivale a circa $1.67 \cdot 10^{-27} Kg$). Ma questa scelta aveva una conseguenza inattesa: la formula di Veneziano e le sue generalizzazioni predicevano infatti

un rapidissimo decremento con l'energia delle sezioni d'urto, che sarebbero dovute svanire già a pochi GeV . In altri termini, la teoria sembrava indicare la scomparsa delle interazioni adroniche ad energie di poco superiori all'energia di riposo del protone, ovvero a scale di distanza di poco inferiori a $10^{-16} m$.

Questo risultato era però del tutto inconsistente con i dati che i grandi acceleratori avevano prodotto dalla fine degli anni '60: gli urti con elettroni evidenziavano infatti la presenza di oggetti puntiformi nel protone, mentre le corrispondenti sezioni d'urto non erano affatto rapidamente decrescenti con l'energia. I componenti puntiformi vennero presto identificati con i "quarks", che erano stati proposti negli anni '60 da M. Gell-Mann e G. Zweig per riproporre per gli adroni quanto gli elettroni sono in grado di fare per la tavola di Mendeleev delle specie atomiche, ma che per la prima volta trovavano un ruolo dinamico in esperimenti d'urto. Un altro motivo di imbarazzo si presentò quando un'analisi più dettagliata dei diagrammi di stringa, dovuta a C. Lovelace, rivelò che la teoria richiedeva per la sua consistenza ben *25 dimensioni spaziali*, in luogo delle tre dell'esperienza quotidiana. Infine, si comprese ben presto che la particella coinvolta nel processo d'urto di Veneziano aveva una massa descritta da un numero *immaginario*. Particelle di questo tipo prendono il nome di "tachioni", e piuttosto che entità accettabili sono considerate segnali dell'instabilità del sistema che le descrive, proprio come frequenze immaginarie indicano, in ordinari sistemi macroscopici, l'instabilità di una configurazione di equilibrio.

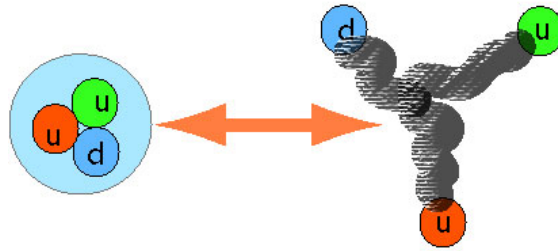


Figura 5: Lo strano comportamento dei "quarks", liberi all'interno del protone e degli altri adroni, ma impossibili da separare, come se fossero legati tra loro da corde, non ideali ma di spessore finito $\Delta \sim 10^{-15} m$.

Tutto questo, unitamente al progresso sostanziale nella formulazione del Modello Standard delle interazioni elettromagnetiche, deboli e forti delle particelle note, contribuì a distogliere per diversi anni l'attenzione della maggior parte dei fisici da questa teoria misteriosa e complessa, apparentemente incapace di rivestire un ruolo adeguato nella descrizione della natura.

$$\boxed{
 \begin{array}{c}
 \mathbf{V} \longrightarrow \begin{pmatrix} \mathbf{V}_3 + \mathbf{V}_4 & \mathbf{V}_1 - i\mathbf{V}_2 \\ \mathbf{V}_1 + i\mathbf{V}_2 & \mathbf{V}_3 - \mathbf{V}_4 \end{pmatrix}
 \end{array}
 }$$

Figura 6: La teoria di Yang-Mills è basata sull'uso di matrici, che in generale non commutano tra loro (ovvero, date due matrici A e B , in generale $AB \neq BA$). Ad esempio, nel modello $SU(2) \times U(1)$ che descrive le interazioni elettro-deboli dei bosoni W^\pm e Z e del fotone γ , l'analogo del potenziale elettrostatico della teoria di Maxwell è una matrice contenente quattro diversi potenziali.

4. Reinterpretazione come teoria della gravità

Il Modello Standard è una poderosa sintesi dei dati sperimentali raccolti in quasi mezzo secolo di ricerche sulla Fisica delle Particelle Elementari. È basato sulla teoria di Yang-Mills del gruppo di gauge $SU(2) \times U(1) \times SU(3)$, una profonda generalizzazione della teoria di Maxwell che agli usuali campi elettrici e magnetici e ai corrispondenti potenziali sostituisce opportune matrici. I primi due fattori, $SU(2) \times U(1)$, sono associati alle interazioni deboli ed elettromagnetiche, mediate dai bosoni intermedi W^\pm e Z (scoperti nel 1983 al CERN da C. Rubbia e i suoi collaboratori) e dai fotoni γ , tutti di spin uno, e i campi corrispondenti sono descritti da matrici 2×2 , come in figura 6. Le interazioni elettro-deboli coinvolgono diverse particelle di spin $1/2$: tre “famiglie” di leptoni (gli elettroni e due ripetizioni più massive, μ e τ , oltre a tre corrispondenti neutrini, essenzialmente privi di massa) e tre famiglie di “quarks” (“up” e “down”, che costituiscono la materia ordinaria, e due ripetizioni massive, “charmed” e “strange” e “top” e “bottom”), ognuno dei quali si presenta in tre diversi “colori”. Questi rendono i quarks soggetti alle interazioni della QCD, o “Cromodinamica Quantistica”, indotte da otto bosoni intermedi associati al gruppo $SU(3)$, detti “gluoni” e descritti da matrici 3×3 . Le interazioni di colore tra quarks sono ritenute responsabili del loro “confinamento”, ovvero dell'apparente impossibilità di isolarli da composti privi di carica netta di colore, il protone o da altri adroni, ma semplificano in modo notevole lo studio dei processi di alta energia. Da questo punto di vista, la complessità delle forze nucleari ricorda quella delle forze inter-molecolari di van der Waals, che possono essere comprese in termini delle ben più semplici forze coulombiane tra elettroni.

Esistono fondati motivi per ritenere che il Modello Standard non sia una teoria com-

Leptoni	Quarks
e, ν_e	$u^r, d^r, u^b, d^b, u^g, d^g$
μ, ν_μ	$c^r, s^r, c^b, s^b, c^g, s^g$
τ, ν_τ	$t^r, b^r, t^b, b^b, t^g, b^g$

Tabella 1: Le tre generazioni di fermioni del Modello Standard.

pleta, tra i quali l'apparente incompatibilità delle sue equazioni con la Relatività Generale, che peraltro descrive in modo mirabile il sistema solare, le stelle e le galassie che compongono l'universo visibile, e rappresenta anche la base tecnica e concettuale per la nostra comprensione dell'evoluzione cosmologica.

Queste difficoltà possono essere intuite confrontando le intensità della forza coulombiana tra due particelle statiche di massa m con cariche elettriche $\pm e$, dove $-e$ è la carica dell'elettrone,

$$|F_C| = \frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0 r^2}, \quad (3)$$

e della corrispondente attrazione newtoniana

$$|F_N| = \frac{G_N m^2}{r^2}, \quad (4)$$

dove G_N è la costante di gravitazione universale, pari a $6.67 \cdot 10^{-11} N \cdot m^2 \cdot Kg^{-2}$. L'analogia tra queste due espressioni, la seconda delle quali può ottenersi dalla prima a mezzo della sostituzione

$$\frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0} \rightarrow G_N m^2, \quad (5)$$

riflette una profonda, seppur parziale, analogia tra i due tipi di forze: entrambe possono essere infatti associate a bosoni di massa nulla, in grado quindi di trasmettere forze a lungo raggio, il fotone nel primo caso e il gravitone nel secondo, rispettivamente di spin uno e due. Si noti però che mentre le proprietà sia ondulatorie che corpuscolari della luce sono state rivelate da tempo, non esiste ancora un'evidenza sperimentale diretta delle onde gravitazionali o dell'esistenza dei gravitoni, anche se è possibile imputare questa difficoltà all'estrema debolezza della forza gravitazionale in condizioni ordinarie.

L'intensità delle interazioni elettromagnetiche tra particelle elementari è determinata dalla costante di struttura fine di eq. (1), e l'analogia tra i due tipi di forze, unitamente alla sostanziale equivalenza relativistica tra massa ed energia, suggerisce che l'intensità delle interazioni gravitazionali sia determinata da una corrispondente “funzione di struttura fine”,

$$\alpha_G(E) = \frac{G_N E^2}{\hbar c^5}, \quad (6)$$

che cresce invece quadraticamente con l'energia. Alle scale di energia tipiche della Fisica Atomica le forze gravitazionali in gioco, inferiori a quelle coulombiane di un fattore 10^{-40} , sono assolutamente irrilevanti, ma la forza gravitazionale diviene addirittura dominante ad energie superiori all'energia di Planck

$$E_{Pl} \sim \sqrt{\frac{\hbar c^5}{G_N}} \sim 10^{19} GeV , \quad (7)$$

o, equivalentemente, a distanze inferiori alla lunghezza di Planck

$$\ell_{Pl} \sim \frac{\hbar c}{E_{Pl}} \sim 10^{-35} m . \quad (8)$$

Anche se ℓ_{Pl} è inferiore di molti ordini di grandezza alle scale di distanza attualmente esplorabili, il comportamento di $\alpha_G(E)$ ha conseguenze drammatiche sui diagrammi con “loops”. I processi intermedi possono infatti coinvolgere gravitoni di energie arbitrariamente elevate (ad esempio nel loop di figura 2), rendendo di fatto inconsistente il calcolo delle corrispondenti sezioni d'urto. Ma se $\ell_s \sim 10^{-35} m$ la Teoria delle Stringhe è in grado di offrire a questo problema una soluzione inattesa, proposta nel 1974 da J. Scherk, J.H. Schwarz e T. Yoneya.

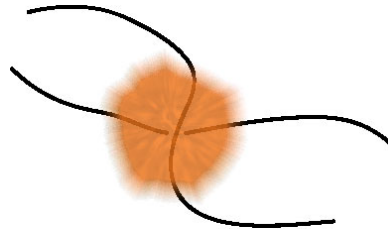


Figura 7: Gli urti molto intensi tra corde coinvolgono solo la frazione $\hbar c/E \ell_s$ delle loro energie che è concentrata nella regione di effettiva interazione.

Le ampiezze di Veneziano e Shapiro-Virasoro avevano ben presto rivelato che le eccitazioni delle stringhe aperte includono *sempre* almeno un fotone, e in generale campi di Yang-Mills, mentre quelle delle stringhe chiuse includono *sempre* un gravitone, le cui mutue interazioni a distanze $r \gg \ell_s$ sono descritte dalla teoria di Yang-Mills e dalla Relatività Generale. Scherk, Schwarz e Yoneya proposero quindi di riconsiderare i modelli duali, non come modelli degli adroni, ma come la base di una teoria della gravità e delle altre forze fondamentali in grado di eludere i problemi della Relatività Generale ad altissime energie. La loro efficacia in questo contesto si può intuire notando che solo piccole frazioni delle stringhe partecipano attivamente agli urti ad alte energie, dando luogo ad un'effettiva

riduzione di $\alpha_G(E)$: la sola energia rilevante è di fatto la frazione di E che il principio di indeterminazione associa alla regione di effettiva interazione, e quindi

$$\alpha_{G,eff}(E) \sim \frac{G_N E^2}{\hbar c^5} \times \left(\frac{\hbar c}{E \ell_s} \right)^2 = \frac{G_N \hbar}{c^3 \ell_s^2}. \quad (9)$$

In questo modo ad alte energie la gravità si comporta come le interazioni elettromagnetiche (eq. (1)), in quanto la crescita di $\alpha_G(E)$ con l'energia si arresta alla scala di Planck. Nella seconda metà degli anni '70, tra i pochi fisici rimasti a studiarne le proprietà era pertanto diffusa la convinzione che la Teoria delle Stringhe potesse garantire una descrizione consistente di tutte le interazioni fondamentali delle particelle elementari.

Il legame proposto tra la Teoria delle Stringhe e la gravità consentiva inoltre il ricorso ad un meccanismo di “compattificazione”, proposto da T. Kaluza e O. Klein negli anni '20, che consente di legare l'universo, nell'ambito della Relatività Generale, ad ulteriori dimensioni microscopiche. La loro esistenza non potrebbe infatti essere rivelata da esperimenti con particelle di energie troppo basse perché le onde ad esse associate non potrebbero penetrarvi, proprio come le onde radio non riescono a penetrare in una galleria la cui sezione sia di dimensioni inferiori alla loro lunghezza d'onda.

5. Supergravità e superstringhe

Come abbiamo visto, le particelle elementari comprendono molti fermioni, le tre generazioni di quarks e leptoni presenti nel Modello Standard. Non deve quindi sorprendere che il modello di Veneziano, e la corrispondente stringa bosonica, apparissero ben presto necessitare di un'estensione in grado di descrivere particelle fermioniche. Questa stringa fermionica (o NSR), introdotta nel 1970 da A. Neveu, P. Ramond e J.H. Schwarz, richiede un universo con *nove dimensioni spaziali*, e la sua formulazione matematica presentò per diversi anni una caratteristica piuttosto inusuale, perché alcune delle sue particelle sembravano violare il principio di esclusione di Pauli.

Questa difficoltà fu superata per la prima volta nel 1977 da F. Gliozzi, J. Scherk e D. Olive, restringendo lo spazio degli stati ammissibili dalla stringa NSR in modo tale che tutti e soli i suoi fermioni fossero soggetti al principio di Pauli. Questa “proiezione GSO”, uno dei più importanti contributi alla Teoria delle Stringhe, era stata motivata in origine dal tentativo di evidenziare una “supersimmetria”, stabilendo una corrispondenza tra le particelle bosoniche e fermioniche del modello NSR, ed eliminando allo stesso tempo tutti i possibili tachioni.

La “supersimmetria” è una simmetria in grado di collegare tra loro particelle bosoniche

e fermioniche, e nelle sue realizzazioni più semplici implica l'esistenza, apparentemente non realizzata in natura, di bosoni e fermioni di uguale massa. Ad esempio, il Modello Standard non possiede questa simmetria, perché contiene molte particelle fermioniche e, oltre ai 12 bosoni di gauge di $SU(2) \times U(1) \times SU(3)$, solo una particella bosonica, peraltro non ancora rivelata, il bosone di Higgs. Il primo modello concreto con supersimmetria fu proposto nel 1974 da J. Wess e B. Zumino, e un'elegante estensione della Relatività Generale, nota come supergravità, fu quindi formulata nel 1976 da S. Ferrara, D.Z. Freedman e P. van Nieuwenhuizen. In questo caso la supersimmetria determina anche le interazioni del gravitone con un'altra particella di spin $3/2$, il gravitino.

La stessa proiezione GSO era nata in realtà da un tentativo di collegare la stringa NSR ad un modello simile, definito in dieci dimensioni (il tempo e nove spaziali) e noto come supergravità di tipo I. Al risultato così ottenuto, detto comunemente superstringa di tipo I e caratterizzato dalla presenza simultanea di stringhe *aperte e chiuse*, si aggiunsero negli anni successivi altri due modelli definiti in dieci dimensioni, le superstringhe IIA e IIB, contenenti solo stringhe *chiuse* e collegate a corrispondenti supergravità, dette anch'esse IIA e IIB. La supersimmetria garantisce la stabilità di queste superstringhe, che sono tutte prive di tachioni. Una supergravità in undici dimensioni (il tempo e dieci spaziali), in grado di generare in qualche modo tutte le altre, fu proposta infine nel 1978 da E. Cremmer, B. Julia e J. Scherk. La sua esistenza apparve per molti anni inspiegabile perché, a differenza dei tre modelli I, IIA e IIB in dieci dimensioni, che descrivono eccitazioni di bassa energia di corrispondenti superstringhe, la struttura di questa teoria indicava chiaramente l'assenza di un legame diretto di questo tipo.

6. Meccanismo di Green-Schwarz e stringa eterotica

La corretta definizione di una teoria risiede in un certo numero di condizioni di consistenza, legate alla richiesta che le simmetrie responsabili delle sue interazioni non diano luogo ad *anomalie*, ovvero che siano compatibili con la Meccanica Quantistica. Verso la metà degli anni '80 era ormai chiaro che sia la supergravità IIA che la stringa corrispondente non presentavano questo tipo di problema, e L. Alvarez-Gaumé e E. Witten dimostrarono che lo stesso avviene per la supergravità IIB e per la superstringa corrispondente. Poiché inconsistenze di questo tipo non possono presentarsi direttamente in un numero dispari di dimensioni, anche la supergravità in undici dimensioni ne era chiaramente esente, ma mancava all'appello la teoria di tipo I, che anzi a prima vista sembrava soffrirne. Nel 1984 M.B. Green e J.H. Schwarz, in uno dei più importanti contributi alla Teoria delle Stringhe, mostrarono invece che la superstringa di tipo I era sorprendentemente priva di

anomalie, grazie ad un meccanismo del tutto nuovo per la loro cancellazione, dando luogo ad un’effettiva esplosione di interesse, tanto che alcuni enfaticamente associano ancora oggi il 1984 alla “prima rivoluzione delle superstringhe”. In realtà, il loro risultato selezionava *due* possibili supergravità di tipo I, con campi di Yang-Mills associati, nel senso di figura 6, a matrici corrispondenti ai gruppi $SO(32)$ e $E_8 \times E_8$, dove E_8 è il più grande dei gruppi eccezionali della classificazione di E. Cartan, ma N. Marcus e chi scrive avevano già mostrato da tempo l’impossibilità di associare questi gruppi eccezionali direttamente a stringhe aperte, e quindi alla superstringa di tipo I. La stringa eterotica, proposta nei mesi successivi da D.J. Gross, J.A. Harvey, E. Martinec e R. Rohm, consentì di realizzare entrambe le possibilità utilizzando *solo stringhe chiuse*. Nel seguito chiameremo per brevità HO la stringa eterotica con gruppo di gauge $SO(32)$ e HE quella con gruppo di gauge $E_8 \times E_8$. La superstringa di tipo I, in un certo senso la più ricca e profonda perché l’unica a contenere sia stringhe chiuse che aperte, fu quindi abbandonata dai più, che per diversi anni dedicarono intensi sforzi al tentativo di collegare al Modello Standard la stringa eterotica HE, che al tempo appariva particolarmente promettente.

Nell’interpretare la Teoria delle Stringhe come una base per l’unificazione della gravità con le altre interazioni fondamentali, è necessario anzitutto collegarla alla nostra percezione di un universo con tre dimensioni spaziali, e questo è possibile grazie al meccanismo di Kaluza e Klein. L’universo potrebbe infatti contenere alcune dimensioni che si sono cristallizzate su scale microscopiche nei primi istanti dell’espansione cosmologica, ma sia la Relatività Generale che la Teoria delle Stringhe non sono apparentemente in grado di fornirci ragioni sul perché questo sia avvenuto. Non esiste infatti, in Relatività Generale, un concetto generale di energia associato allo spazio tempo che consenta di ordinare diverse scelte inequivalenti, ad esempio con numeri diversi di dimensioni spaziali macroscopiche, e l’attuale comprensione della Teoria delle Stringhe non consente di superare questa cruciale difficoltà dei meccanismi di compattificazione. Dare un senso di necessità alla scelta di un universo con tre dimensioni spaziali macroscopiche è forse la sfida più importante che dovrà essere affrontata nei prossimi anni, ma è comunque possibile esplorarne le conseguenze nella Teoria delle Stringhe, illuminando al contempo le sue potenzialità. Queste ricerche hanno seguito due linee ben distinte, collegate rispettivamente alla supergravità di bassa energia e alla teoria completa. Nel primo caso P. Candelas, G. Horowitz, A. Strominger e E. Witten mostrarono già nel 1985 che ampie classi di soluzioni delle equazioni della supergravità, note come spazi di Calabi-Yau, producono universi con tre dimensioni spaziali macroscopiche che esibiscono diverse caratteristiche del Modello Standard, e caratteristiche simili sono in seguito emerse anche da soluzioni complete della Teoria delle Stringhe, disponibili però solo per spazi interni particolarmente semplici (orbifolds), introdotti in questo contesto da L.

Dixon, J.A. Harvey, C. Vafa e E. Witten.

Lo sviluppo di questi metodi ha permesso di esplorare con successo ampie classi di modelli con tre dimensioni spaziali macroscopiche, grazie principalmente ai contributi di K.S. Narain, I. Antoniadis, C. Bachas, K. Kounnas, I. Kawai, D.C. Llewellyn, S.H. Tye, W. Lerche, D. Lust e A.N. Schellekens. In questo modo è stato anche possibile giungere ad alcune conclusioni di valenza generale. In particolare, nelle stringhe eterotiche HE e HO la descrizione della gravità con il corretto valore di G_N richiede *inevitabilmente* che $\ell_s \sim \ell_{Pl} \sim 10^{-35} m$, rendendo le eccitazioni di stringa di fatto inaccessibili. Gli attuali acceleratori esplorano infatti distanze $d \sim 10^{-18} m$, e nessuna tecnologia concepibile potrà ragionevolmente fornire informazioni dirette sulla scala di Planck.

7. Brane e orientifolds

Il comportamento delle teorie con stringhe aperte, che è andato delineandosi a partire dalla fine degli anni '80, ha introdotto notevoli sorprese in questo contesto, suggerendo anche scenari nei quali alcune conseguenze della Teoria delle Stringhe potrebbero manifestarsi già nella prossima generazione di acceleratori.

Tra la fine degli anni '80 e l'inizio degli anni '90, lo studio della supergravità aveva già evidenziato che i toni puri delle stringhe non esauriscono le particelle corrispondenti. Questo tipo di situazione si realizza anche in altre teorie ben più semplici, nelle quali le usuali particelle sono accompagnate da altre molto massive, dette “solitoni”, sorprendentemente stabili perché dotate di opportune cariche conservate che ne impediscono la disintegrazione. Un esempio notevole, il monopolio di 't Hooft-Polyakov, è una particella molto massiva dotata di *carica magnetica* presente in alcune estensioni del Modello Standard. Anche se a tutt'oggi nessun monopolio magnetico è stato rivelato, ricerche di questo tipo sono perseguite con insistenza da anni in diversi laboratori nel mondo.

I vari modelli della Teoria delle Stringhe ammettono diversi tipi di solitoni, che sono essi stessi oggetti estesi: non semplicemente stringhe, ma piuttosto membrane generalizzate con vari numeri p di dimensioni spaziali, dette comunemente p -brane, lo studio delle quali ha coinvolto molti studiosi, tra i quali è opportuno menzionare E. Bergshoeff, C. Callan, M.J. Duff, J.A. Harvey, S.J. Rey, E. Sezgin, A. Strominger e P.K. Townsend. Uno sviluppo collegato, anche se ottenuto con metodi del tutto diversi, ha evidenziato la natura del modello di tipo I con stringhe aperte e chiuse, che può essere visto come il risultato di un inusuale meccanismo di Kaluza-Klein operante nel modello IIB di sole stringhe chiuse. Questa costruzione, detta oggi comunemente un “orientifold”, proposta nel 1987 da chi

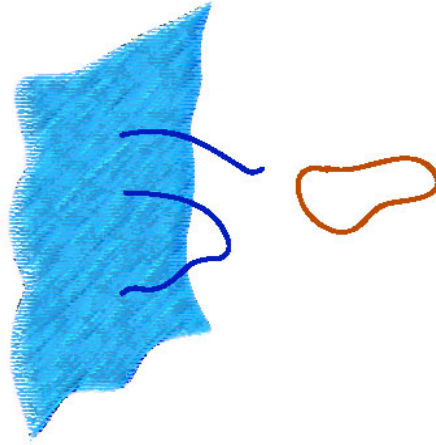


Figura 8: L'universo potrebbe essere confinato su una collezione di D_p -brane (con $p \geq 3$), sovrapposte e libere di muoversi in ulteriori dimensioni. Alcuni solitoni della Teoria delle Stringhe sono infatti universi di questo tipo, in grado di contenere al loro interno tutti i tipi di particelle del Modello Standard.

scrive e analizzata estesamente all'Università di Roma "Tor Vergata" anche da M. Bianchi, G. Pradisi, Ya.S. Stanev e C. Angelantonj nel decennio successivo, *unifica la teorie I e IIB*, riducendo quindi a quattro i tipi di superstringhe. Procedendo in modo indipendente, verso la metà degli anni '90 J. Polchinski, traendo anche spunto da contributi precedenti di J. Dai, R. Leigh e M.B. Green, ha associato gli estremi delle stringhe aperte ad ulteriori tipi di solitoni, detti D_p -brane, sui quali essi sono di fatto confinati, identificando anche le cariche che garantiscono la loro stabilità. Un osservatore che vivesse in una generica p -brana percepirebbe naturalmente la presenza di particelle di spin zero associate alle sue vibrazioni nello spazio ambiente, ma le D_p -brane sono in grado di dar luogo ad una simile percezione di fotoni, bosoni W e gluoni. In realtà, un'opportuna collezione di D_p -brane con $p \geq 3$ potrebbe ospitare tutti i tipi di particelle del Modello Standard ed essere essa stessa l'intero universo accessibile alle interazioni deboli, forti ed elettromagnetiche.

In scenari di questo tipo, noti come "brane worlds", la costante di Newton G_N sarebbe il risultato di una media sulle ulteriori dimensioni accessibili alla sola forza di gravità. Non è possibile escludere che queste ulteriori dimensioni siano sorprendentemente grandi, perché una serie di difficoltà tecniche rende impossibile, allo stato attuale, esplorare la forza di gravità a distanze inferiori a $10^{-4} m$. In altri termini, come proposto alla fine degli anni '90 da I. Antoniadis, N. Arkani-Ahmed, S. Dimopoulos e G. Dvali, non solo l'universo potrebbe

essere una collezione di brane che fluttua in un bagno di gravità, ma alcune dimensioni spaziali esterne alle brane dove sono confinati i campi di gauge e la materia, direttamente accessibili solo alla gravità, potrebbero anche essere *macroscopiche*. Nell’analogia con le onde radio discussa in precedenza, in questo scenario la galleria delle dimensioni aggiuntive sarebbe ampia e capiente, ma i nostri generatori non sarebbero in grado di introdurre onde a causa dell’estrema debolezza della forza gravitazionale tra particelle elementari ad energie inferiori alla scala di Planck. Un semplice argomento di analisi dimensionale suggerito dalla Relatività Generale mostra che in questi scenari n ulteriori dimensioni circolari di raggio R potrebbero occultare una scala fondamentale $M_{Pl,n}$ in $3 + n$ dimensioni spaziali di solo 1000 GeV , evidenziando invece una scala di Planck effettiva $M_{Pl} \sim 10^{19} \text{ GeV}$, già se

$$R \sim 10^{\frac{32}{n}-19} m, \quad (10)$$

una possibilità non esclusa se $n \geq 2$, ovvero se fossero presenti almeno due ulteriori dimensioni macroscopiche.

La prossima generazione di acceleratori sarà in grado di fornire utili indicazioni in questo senso, ma è opportuno ricordare che l’attuale comprensione della Teoria delle Stringhe non fornisce ragioni per escludere altri scenari, meno interessanti dal punto di vista sperimentale, con valori più alti di $M_{Pl,n}$, nei quali questi effetti sarebbero fuori dalla portata dei prossimi esperimenti.

8. Dualità e M teoria

L’esistenza dei vari solitoni e delle loro eccitazioni, lungi dall’essere una complicazione, semplifica profondamente la Teoria delle Stringhe, perché rende le cinque superstringhe IIA, IIB, I, HE e HO tra loro equivalenti, compensando di fatto le differenze esistenti tra i loro toni puri. L’unificazione di questi modelli è un risultato di valore concettuale straordinario, ottenuto verso la metà degli anni ’90 con contributi sostanziali di vari autori, tra i quali M.J. Duff, A.M. Font, D. Lust, L. Ibanez, F. Quevedo, P.K. Townsend e C.M. Hull, ma dovuto principalmente alla profonda sintesi operata da E. Witten. Al momento non esistono però argomenti ugualmente convincenti che colleghino le cinque superstringhe con la stringa bosonica, anche se da tempo esistono interessanti suggerimenti in questo senso, e quindi il procedimento di unificazione non può considerarsi del tutto concluso.

La Teoria delle Stringhe finì comunque per stupire nuovamente gli addetti ai lavori quando P.K. Townsend e E. Witten riuscirono a collegare i cinque modelli in dieci dimensioni, ormai equivalenti, alla supergravità in undici dimensioni. A fronte di questi sviluppi, si è dunque giunti ad una situazione in qualche modo paradossale. Da una parte,

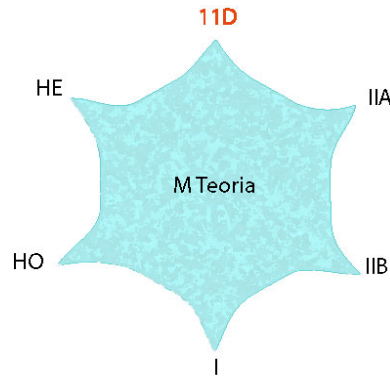


Figura 9: Sorprendenti relazioni, dette “dualità di stringa” e rappresentate simbolicamente dai lati della figura, collegano i cinque tipi di superstringhe in dieci dimensioni tra loro e alla supergravità in undici dimensioni. Un unico principio, detto M teoria, sottende a tutte queste costruzioni.

l’equivalenza sostanziale tra le cinque superstringhe giustifica la convinzione di aver identificato indirettamente una teoria *unica*, detta comunemente “M teoria”, in grado di fornire una descrizione esauriente delle interazioni fondamentali sulla base di pochi principi essenziali. Dall’altra, queste equivalenze inducono almeno ad una certa cautela, in quanto il vertice 11D in figura 9 *non corrisponde ad un modello di stringhe*. La situazione ricorda quella vissuta dai padri della Fisica Moderna all’inizio del secolo scorso, quando le tecniche di calcolo disponibili consentivano già di descrivere accuratamente gli spettri atomici, ma mancavano ancora i principi della Meccanica Quantistica. In altri termini, è possibile intravedere diversi elementi molto incoraggianti, ma ogni esperto del campo incontrerebbe oggi serie difficoltà nel definire i principi alla base della Teoria delle Stringhe.

9. Entropia dei buchi neri

È stato comunque possibile esplorare alcune predizioni della Teoria delle Stringhe in altri ambiti, ottenendo risultati per molti versi impressionanti. Una situazione di questo tipo è legata al problema dell’entropia dei buchi neri. Queste soluzioni classiche della Relatività Generale, simili per certi versi ai solitoni già descritti, sono caratterizzate da campi gravitazionali tanto intensi da isolare il loro interno dallo spazio circostante. Tutto cade in un buco nero, anche la luce, e quindi nessun tipo di segnale può uscire dal suo interno attraverso l’orizzonte che lo delimita.

In realtà la Meccanica Quantistica modifica questo stato di cose, perché le fluttuazioni

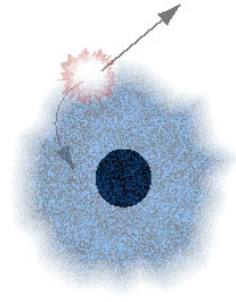


Figura 10: Le fluttuazioni quantistiche nei pressi dell'orizzonte di un buco nero di massa M producono l'emissione di uno spettro termico con un temperatura caratteristica $T_H \sim 1/M$. In buchi neri di particolare simmetria, le eccitazioni di stringa consentono di collegare precisamente l'entropia risultante ai principi della Meccanica Statistica.

introdotte dal principio di indeterminazione consentono la dispersione attraverso l'orizzonte di uno spettro termico di radiazione, predetto nel 1974 da S. Hawking, e quindi anche l'evaporazione dei buchi neri per effetti quantistici (figura 10). Questa emissione spontanea associa ad un buco nero di massa M una temperatura di Hawking $T_H \sim 1/M$, e quindi, come inizialmente proposto da J. Bekenstein, un'entropia.

L'entropia è in generale una misura del disordine di un sistema: ad esempio, in un gas essa dà conto del fatto che, anche fissando le grandezze macroscopiche rilevanti, ovvero pressione, volume e temperatura, i moti microscopici delle molecole che contribuiscono a determinarle restano incontrollabili. In accordo con la formula di Boltzmann

$$S = k_B \log W , \tag{11}$$

dove $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} J/K$ è la costante di Boltzmann, l'entropia S misura quindi il numero W di *micro-stati* corrispondenti ad un dato *macro-stato*. Nella fisica dei buchi neri il problema consisteva appunto nell'identificare quali fossero i micro-stati responsabili dell'entropia, sulla cui natura la Relatività Generale non dà alcuna indicazione. Seguendo i contributi di A. Sen, C. Vafa, A. Strominger e altri, per una classe di buchi neri resi particolarmente semplici dalla supersimmetria è stato possibile ottenere un risultato di grande valenza concettuale, identificando precisamente questi microstati con opportune eccitazioni di stringa nell'intorno dell'orizzonte e collegando quindi l'entropia di Bekenstein-Hawking ai principi della Meccanica Statistica.

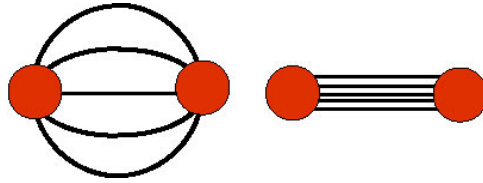


Figura 11: Il confinamento dei quarks viene attribuito alla compressione delle linee di forza della QCD in tubi di flusso, stringhe di spessore finito $\Delta \sim 10^{-15} m$, indotta dalle loro intense interazioni. Il potenziale risultante tra una coppia di quarks cresce indefinitamente con la distanza, e solo composti privi di una carica netta di colore possono essere mutualmente separati.

10. La corrispondenza AdS/CFT

L'introduzione della QCD ha consentito di descrivere in modo molto efficiente gli urti tra quarks ad alte energie ma ha posto il problema di giustificare teoricamente il loro confinamento all'interno degli adroni. Anche se un'analisi quantitativa presenta enormi difficoltà, il fenomeno appare naturale (figure 5 e 11) se i quarks sono legati tra loro da fasci di linee di forza compresse dalle interazioni forti della QCD in corde di spessore finito $\Delta \leq 10^{-15} m$. Si è quindi tentato a lungo di derivare dalla QCD una teoria effettiva di queste stringhe "spesse", ma un preciso legame tra le teorie di gauge e le stringhe è apparso a lungo elusivo, anche se nel limite di 't Hooft, ottenuto estendendo i tre colori della QCD ad un numero N arbitrariamente grande, la Teoria di Yang-Mills esibisce alcune chiare similitudini qualitative con le stringhe.

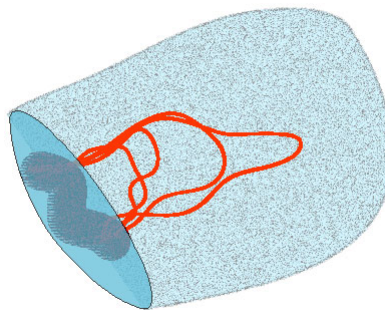


Figura 12: Stringhe sottili che fluttuano in un'ulteriore dimensione possono apparire spesse ad un osservatore in grado di osservare solo la loro "ombra".

Nel 1997 J. Maldacena ha proposto una sorprendente corrispondenza quantitativa di questo tipo tra la superstringa IIB in *cinque* dimensioni, su uno spazio tempo curvo ($AdS_5 \times S^5$), e una teoria di Yang-Mills sul suo bordo, identificabile con l'usuale spazio di Minkowski in *quattro* dimensioni. Il legame risultante tra gravità e teorie di gauge riflette una profonda corrispondenza tra le *stringhe chiuse*, le cui eccitazioni di bassa energia includono appunto i gravitoni, e le *stringhe aperte*, che hanno un simile legame con la teoria di Yang-Mills, ma il problema è in realtà molto complesso, e la corrispondenza è pienamente sotto controllo solo in pochi casi di teorie con supersimmetria che peraltro non esibiscono il fenomeno del confinamento. È comunque possibile associarle un'immagine suggestiva e sostanzialmente corretta: le fluttuazioni di stringhe infinitamente sottili che dal bordo di AdS_5 penetrano al suo interno fanno sì che, per un osservatore in grado di osservare solo l'ombra che esse lasciano in media nel nostro spazio tempo, queste sembrino possedere un effettivo spessore (figura 12). In questo modo le corde di spessore finito della QCD possono essere collegate, seppure in modo indiretto, alle corde idealmente sottili della Teoria delle Stringhe, e la supergravità può fornire importanti indicazioni sul comportamento delle interazioni di Yang-Mills.

11. Conclusioni

La Teoria delle Stringhe elimina il problema ultravioletto della Relatività Generale diluendo l'energia delle particelle su oggetti estesi e le sue diverse manifestazioni sono riconducibili ad un unico principio, detto M-teoria. Questa non è però direttamente connessa solo alle stringhe, ma piuttosto a diversi tipi di p -brane. Esiste quindi una notevole fiducia nelle prospettive di queste costruzioni, unitamente alla convinzione che non si sia ancora giunti a definirne pienamente i principi, il che rende la ricerca attuale nel campo ancora più affascinante.

È bene mettere in evidenza che a tutt'oggi non esistono dati sperimentali che rendano imperativo il ricorso alla Teoria delle Stringhe, che resta pertanto un'elegante quanto ponderosa speculazione teorica. Le cause di questa situazione vanno ricercate in parte nella difficoltà di effettuare esperimenti convenzionali in Fisica delle Particelle Elementari (ad esempio, per motivi tecnici legati alla costruzione di un nuovo acceleratore, sei o sette anni almeno separeranno gli ultimi esperimenti effettuati al CERN da quelli della prossima generazione), e in parte nella difficoltà di carattere matematico che si incontrano nell'analizzare la Teoria delle Stringhe. Ad esempio, gli sviluppi più promettenti sono basati sulla supersimmetria, che semplifica notevolmente le equazioni risultanti, eliminando però una serie di caratteristiche che si presentano inevitabilmente in un confronto quantitativo con il Mod-

ello Standard. In ogni caso, la ricchezza dei concetti coinvolti e il loro legame con profondi aspetti della Matematica contemporanea rende lo studio della Teoria delle Stringhe una delle più affascinanti sfide intellettuali che la Scienza si sia trovata ad affrontare, e indirettamente ha già contribuito in modo sostanziale ad una comprensione più profonda dei concetti alla base della Teoria Quantistica dei Campi e dello stesso Modello Standard.

È ragionevole prevedere che nei prossimi anni ricerche legate alla natura del “vuoto”, e in particolare ai criteri di scelta delle dimensioni aggiuntive, avranno un ruolo preminente nella Teoria delle Stringhe. In generale, le fluttuazioni quantistiche introdotte dal principio di indeterminazione conferiscono al vuoto un ruolo importante in Meccanica Quantistica, e problemi di questo tipo si presentano anche nel Modello Standard, dove un condensato bosonico responsabile della natura a corto raggio delle interazioni deboli implica l’esistenza di una particella di spin zero e massa $M \sim 120 \text{ GeV}$, il bosone di Higgs, la cui scoperta sarebbe l’ultimo anello mancante nella verifica delle sue predizioni centrali. Questo meccanismo di “rottura spontanea di simmetria” suggerisce la possibilità di comprendere in termini non troppo dissimili la natura delle eccitazioni massive delle stringhe, la cui scala caratteristica ℓ_s potrebbe anch’essa emergere da un opportuno condensato. Un altro problema ugualmente importante è legato alle energie di vuoto prodotte dalla formazione di condensati di questo tipo o dalla nucleazione di p -brane. Si tratta di fenomeni che ricordano in qualche modo la familiare transizione liquido-vapore, ma in una teoria della gravità le energie risultanti curvano lo spazio tempo, e tipicamente in modo eccessivo per la dinamica cosmologica. Non è chiaro se e come la Teoria delle Stringhe potrà aiutare nella comprensione di questo “problema della costante cosmologica”, legato all’esiguità della curvatura media dell’universo che viene rilevata in Cosmologia, ma anche, ad un livello più strettamente tecnico, come essa sia in grado di convivere con i meccanismi che la generano.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare il Prof. G. Parisi per il cortese invito a preparare questo contributo e i colleghi con i quali ho avuto occasione di collaborare su questi argomenti, e in particolare Massimo Bianchi, Gianfranco Pradisi, Yassen S. Stanev e Carlo Angelantonj. Sono infine grato ad Andrea de Bonaffos, Maria Pia De Pascale, Dario Francia, Marianna Larosa, Marco Nicolosi e a mia moglie Lucia, che hanno letto questo contributo fornendomi utili suggerimenti. Questo lavoro è stato prodotto nell’ambito del contratto MIUR-COFIN 2001-025492 e dell’iniziativa specifica TS11 dell’INFN.

Bibliografia

- [1] *Un libro divulgativo sulla Teoria delle Stringhe:*
B. Greene, “The elegant universe” (New-York, Norton, 1999)
- [2] *Un recente articolo di rassegna di livello leggermente più tecnico di questa voce:*
A. Sagnotti and A. Sevrin, “Strings, gravity and particle physics,” in *Electroweak Interactions and Unified Theories*, ed. J. Tran Thanh Van (The Gioi Publishers, Vietnam, 2002), arXiv:hep-ex/0209011.
- [3] *Alcuni testi recenti sulla Teoria Quantistica dei Campi e il Modello Standard:*
F. Mandl e G. Shaw, “Quantum Field theory” (J. Wiley and Sons, 1984);
M.E. Peskin and D.V. Schroeder, “An introduction to Quantum Field Theory” (Addison Wesley, 1995);
S. Weinberg, “The Quantum theory of Fields” (Cambridge University Press, 1995)
- [4] *Due testi di Relatività Generale:*
S. Weinberg, “Gravitation and Cosmology” (John Wiley and Sons, 1972);
R. Wald, “General Relativity” (Chicago University Press, 1984).
- [5] *Un articolo di rassegna sul problema ultravioletto della Relatività Generale:*
E. Alvarez, “Quantum Gravity: a pedagogical introduction to some recent results”,
Rev. Mod. Phys. 61 (1989) 561.
- [6] *Alcuni testi sulla Teoria delle Stringhe:*
M.B. Green, J.H. Schwarz e E. Witten, “Superstring Theory” (Cambridge University Press, 1988);
J. Polchinski, “String Theory” (Cambridge University Press, 1998);
C.V. Johnson, “D-branes” (Cambridge University Press, 2003).
- [7] *Alcuni articoli di rassegna relativi al periodo iniziale dei modelli duali:*
“Dual Theory”, ed. M. Jacob, Physics Reports Reprints Vol. 1
(North-Holland, Amsterdam, 1974);
J. Scherk, Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 123.
- [8] *Due testi con interessanti discussioni delle proprietà dei solitoni:*
R. Rajaraman, “Solitons and Instantons” (North-Holland, 1982);
S. Coleman, “Aspects of Symmetry” (Cambridge University Press, 1985)
- [9] *Due articoli di rassegna su stringhe aperte e orientifolds:*
E. Dudas, “Theory and phenomenology of type I strings and M-theory”,

- Class. Quant. Grav. 17 (2000) R41 [arXiv:hep-ph/0006190];
C. Angelantonj and A. Sagnotti, “Open strings”, Phys. Rept. 371 (2002) 1 [arXiv:hep-th/0204190].
- [10] *Alcuni articoli di rassegna sulle D-brane:*
J. Polchinski, S. Chaudhuri and C. V. Johnson, “Notes on D-Branes”, arXiv:hep-th/9602052;
C. P. Bachas, “Lectures on D-branes”, arXiv:hep-th/9806199;
C. V. Johnson, “D-brane primer”, arXiv:hep-th/0007170.
- [11] *Alcuni articoli di rassegna sulle dualità di stringa e la M-teoria:*
D. I. Olive, “Exact electromagnetic duality”, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 45A (1996) 88 [Nucl. Phys. Proc. Suppl. 46 (1996) 1] [arXiv:hep-th/9508089];
M. J. Duff, “M theory (the theory formerly known as strings)”, Int. J. Mod. Phys. A 11 (1996) 5623 [arXiv:hep-th/9608117];
A. Sen, “Unification of string dualities”, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 58 (1997) 5 [arXiv:hep-th/9609176];
P. K. Townsend, “Four lectures on M-theory”, arXiv:hep-th/9612121.
- [12] *Alcuni articoli di rassegna sul ruolo delle stringhe nel problema dell’entropia dei buchi neri:*
J. M. Maldacena, “Black holes in string theory”, arXiv:hep-th/9607235;
J. R. David, G. Mandal and S. R. Wadia, “Microscopic formulation of black holes in string theory”, Phys. Rept. 369 (2002) 549 [arXiv:hep-th/0203048].
- [13] *Alcuni articoli di rassegna sulla corrispondenza AdS/CFT:*
O. Aharony, S. S. Gubser, J. M. Maldacena, H. Ooguri and Y. Oz, “Large N field theories, string theory and gravity”, Phys. Rept. 323 (2000) 183 [arXiv:hep-th/9905111];
M. Bianchi, “(Non-)perturbative tests of the AdS/CFT correspondence”, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 102 (2001) 56 [arXiv:hep-th/0103112].
- [14] *Alcuni articoli di rassegna sugli scenari con grandi dimensioni aggiuntive:*
L. E. Ibanez, “The second string (phenomenology) revolution”, Class. Quant. Grav. 17 (2000) 1117 [arXiv:hep-ph/9911499];
I. Antoniadis, “String and D-brane physics at low energy”, arXiv:hep-th/0102202.
- [15] *Un articolo di rassegna sul problema della costante cosmologica:*
S. Weinberg, “The Cosmological Constant Problem”, Rev. Mod. Phys. 61 (1989) 1.