

Death and resurrection of Field Theory: 1960-1975

Paolo Rossi - Dipartimento di Fisica, Università di Pisa; Centro Fermi, Roma -
paolo.rossi@unipi.it

Abstract: Notwithstanding the success of QED, around 1960 Quantum Field Theory (QFT), not managing to deal with strong and weak interactions, fell into a very serious crisis. The *bootstrap* approach, based on the centrality of the S matrix and on the hope that the consistency conditions dictated by unitarity, analyticity, crossing, symmetries and Regge behaviour could determine the scattering amplitudes, was then proposed as an alternative paradigm. Despite initial success and further theoretical developments the *bootstrap* program was losing momentum, when in 1968 a significant reprise was stimulated by Veneziano's dual resonance model and by the birth of string theory. Internal consistency problems led however to a dismissal of the approach around 1973, when it had already become clear that it was possible to formulate field theories of the weak and strong interactions. After the appearance of the quark model (1964) and of the Glashow-Salam-Weinberg models (1967), the turning points were the renormalization of Yang-Mills theories (1972) and the evidence of asymptotic freedom (1973). The Standard Model was born, and the paradigm of QFT would thereafter characterize the physics of fundamental interactions, notwithstanding the coming back of a *bootstrap* philosophy in the context of superstrings.

Keywords: Quantum Field Theory, S matrix, *bootstrap*, fundamental interactions, Standard Model, string theory.

1. La crisi della teoria quantistica dei campi

Verso la fine degli anni Cinquanta del secolo scorso la teoria quantistica dei campi stava attraversando una crisi che a molti fisici dell'epoca appariva forse insuperabile.

In effetti un primo grave ostacolo era stato superato quando la procedura di rinormalizzazione (grazie ai contributi di Bethe,¹ Tomonaga,² Schwinger,³ Feynman⁴ e Dyson⁵) si era dimostrata capace di risolvere, almeno a livello perturbativo, il cosiddetto "problema delle divergenze", e il successo predittivo dell'elettrodinamica

¹ Hans Bethe (1906-2005), fisico e astrofisico tedesco naturalizzato statunitense, premio Nobel 1967.

² Shin'ichiro Tomonaga (1906-1979), fisico teorico giapponese, premio Nobel 1965.

³ Julian S. Schwinger (1918-1994), fisico teorico statunitense, premio Nobel 1965.

⁴ Richard P. Feynman (1918-1988), fisico teorico statunitense, premio Nobel 1965.

⁵ Freeman J. Dyson (n. 1923), fisico teorico britannico naturalizzato statunitense.

quantistica (QED) nel calcolo del *Lamb shift* e del momento magnetico anomalo dell'elettrone aveva per qualche tempo incoraggiato un certo ottimismo.

Restava comunque aperto il problema del cosiddetto “polo di Landau”,⁶ una singolarità apparentemente non eliminabile, ma che si sarebbe manifestata soltanto a energie straordinariamente alte.

Ma la questione più seria riguardava la possibilità di formulare una teoria di campo per le interazioni forti, e in particolare per i processi che avrebbero dovuto essere spiegati sulla base di un'Hamiltoniana contenente un termine di accoppiamento tra nucleoni e mesoni π . Era evidente dalla fenomenologia che un tale termine avrebbe richiesto una costante d'accoppiamento dell'ordine dell'unità, e di conseguenza ogni calcolo di tipo perturbativo sarebbe stato privo di significato, e la stessa procedura di rinormalizzazione avrebbe perso plausibilità e predittività.

A questo bisogna aggiungere il fatto che gli esperimenti a energie (per l'epoca) elevate stavano rivelando l'esistenza di un sempre maggior numero di particelle delle quali non era chiara la natura (fondamentale o composta), e certamente una teoria di campo, per essere adeguatamente fondata, richiedeva che fosse individuato un certo e ben definito numero di campi (e di particelle) “fondamentali”, senza contare il fatto che non pareva possibile costruire teorie di campo coerenti per particelle dotate di elevato momento angolare intrinseco (*spin*).

Per capire le dinamiche che si misero in moto in quel periodo occorre tener conto anche di alcune premesse “filosofiche” (McCoy 1996) che erano maturate nei decenni precedenti e che avevano già avuto un ruolo importante nella definizione dei protocolli interpretativi della meccanica quantistica e della stessa teoria della rinormalizzazione.

Ci riferiamo in particolare al punto di vista che aveva trovato la sua formulazione più popolare nell'operazionismo di Bridgman⁷ che già con l'opera *La logica della fisica moderna* (Bridgman 1927) aveva criticato l'idea che in fisica si potesse “ragionevolmente” parlare di quantità e di oggetti che non fossero suscettibili di essere osservati e misurati; di conseguenza, portando questo principio alle sue naturali conseguenze, non avrebbe avuto senso studiare le quantità che in teoria quantistica dei campi sono definite *off mass shell*, ma le uniche quantità dotate di senso fisico potevano essere soltanto quelle definite *on shell*.

Ma l'unica quantità che, anche restando nel quadro della teoria dei campi, può essere effettivamente definita *on shell* è la matrice S , ovvero la matrice unitaria che connettendo l'insieme dei possibili stati iniziali di un sistema fisico all'insieme dei possibili stati finali permette di calcolare la probabilità di transizione da un qualunque stato iniziale a tutti gli stati finali compatibili con le simmetrie e le leggi di conservazione.

La matrice S era stata introdotta da Wheeler⁸ (1937) al fine di descrivere le interazioni dei nuclei leggeri, e già Heisenberg⁹ (1943) aveva avanzato per la prima

⁶ Lev D. Landau (1908-1968), fisico teorico sovietico, premio Nobel 1962.

⁷ Percy W. Bridgman (1882-1961), fisico ed epistemologo statunitense.

⁸ John A. Wheeler (1911-2008), fisico teorico statunitense.

⁹ Werner K. Heisenberg (1901-1976), fisico teorico tedesco, uno dei fondatori della meccanica quantistica, premio Nobel 1932.

volta l'idea che una teoria dei processi elementari potesse essere formulata facendo esclusivo riferimento alla matrice S e alle sue proprietà.

Ma anche se il programma di Heisenberg aveva prodotto alcuni significativi risultati, tra cui l'idea che la matrice stessa dovesse essere una funzione analitica delle variabili dinamiche e la relazione tra gli stati legati e gli zeri della matrice sull'asse (negativo) immaginario k del piano complesso degli impulsi, il programma stesso fu abbandonato dallo stesso proponente verso la fine degli anni Quaranta proprio di fronte all'evidenza del maggior potere predittivo della QED.

2. Ricerca di un paradigma alternativo: la matrice S

Ma alla fine degli anni Cinquanta un nuovo programma di ricerca incentrato sulla possibilità di formulare una teoria delle interazioni fondamentali basata esclusivamente sulla matrice S e senza più alcun riferimento a una sottostante teoria di campo venne riproposto con forza e per alcuni anni sembrò in grado di presentarsi come l'unico paradigma di riferimento per la fisica teorica delle interazioni fondamentali (Scarpa 2008).

Per capire ciò che accadde in quegli anni occorre indagare non soltanto le premesse fisiche cui abbiamo in parte già accennato e i principi guida che esamineremo con qualche dettaglio nel seguito, ma anche il contesto culturale e le premesse "ideologiche" che ispiravano gli studiosi che si fecero promotori di questa svolta concettuale.

Non v'è alcun dubbio sul fatto che, nel bene e nel male, il principale animatore del programma di *bootstrap* basato sulla matrice S sia stato Chew¹⁰ che, dopo esser stato studente di Enrico Fermi a Chicago dal 1946 e dopo aver conseguito il Ph.D. nel 1948, fu assunto come *assistant professor* a Berkeley nel 1949.

Ma erano gli anni del maccartismo, e gli ideali *liberal* di Chew giunsero presto a scontrarsi con il clima imperante a quel tempo nelle principali università statunitensi, e in particolare a Berkeley, dove proprio nel 1949 fu richiesto a tutti i docenti un giuramento di lealtà anticomunista. Chew, pur non avendo simpatie per il comunismo, trovò la richiesta moralmente inaccettabile e nel luglio 1950 accettò una proposta di impiego fattagli dall'Università dell'Illinois (Urbana) e si dimise da Berkeley.

Merita ricordare che, per lo stesso motivo, il mese dopo Wick¹¹, che aveva appena formulato il suo importante teorema sull'ordinamento normale degli operatori, si dimise da Berkeley e presto si trasferì al Carnegie Institute di Pittsburgh.

Come ha ben sottolineato Kaiser nel saggio *Nuclear Democracy* (Kaiser 2002), queste vicende non hanno soltanto un sapore anedddotico, ma evidenziano quanto fortemente ideologico fosse l'atteggiamento di Chew nei confronti dei problemi, e quanto questo atteggiamento possa aver condizionato, anche nella scelta del linguaggio, la formulazione di alcuni concetti che saranno alla base del suo programma di *bootstrap*.

¹⁰ Geoffrey F. Chew (n. 1924), fisico teorico statunitense.

¹¹ Gian Carlo Wick (1909-1992), fisico teorico italiano, attivo negli U.S.A. dal 1946 al 1974.

Se è vero, come è vero, che per molti storici della scienza la locuzione “democrazia nucleare” è soltanto una felice metafora (peraltro pare dovuta a Gell-Mann¹²), a noi tuttavia riesce difficile immaginare che una tale idea (con tutte le conseguenze concettuali che si portò dietro) avrebbe potuto essere formulata da uno studioso meno incline a una visione profondamente “paritaria” delle relazioni sociali.

Ma veniamo ai principi ispiratori e ai presupposti del programma di Chew, e all’accumulo di sviluppi teorici e di evidenze sperimentali che congiurarono alla compiuta formulazione del programma stesso.

Occorre in primo luogo prendere in esame lo sviluppo degli studi sulle relazioni di dispersione. Il programma di Goldberger¹³ e Gell-Mann (1953) faceva ancora riferimento alla teoria dei campi, ma già metteva in evidenza, come proprietà fondamentali della matrice S , l’analiticità e il *crossing* (ossia la possibilità di descrivere come processo essenzialmente unico quello in cui le particelle negli stati finali erano sostituite dalle corrispondenti antiparticelle negli stati iniziali).

Questi studi culminarono nelle doppie relazioni di dispersione di Mandelstam¹⁴ (1958), sulla cui base era possibile, almeno in taluni casi, stabilire un legame analitico tra processi apparentemente diversi in quanto relativi a differenti canali di reazione.

Anche il modello statico di Chew e Low¹⁵ (1956) per la diffusione pione-nucleone soddisfaceva unitarietà e *crossing* senza il riferimento a una teoria di campo.

Un altro sviluppo fondamentale fu certo l’idea di Regge¹⁶ (1959) di estendere le proprietà di analiticità della matrice S al piano complesso del momento angolare. Fu così possibile definire le traiettorie (e i poli) di Regge, che per valori reali positivi interi o seminteri del momento angolare corrispondono a particelle fisiche, mentre i valori negativi della traiettoria possono essere messi in relazione con il comportamento asintotico dell’ampiezza di diffusione elastica.

3. I principi del *bootstrap* e i principali sviluppi

Tra il 1959 e il 1960 Chew e Mandelstam (1961) giunsero quindi a formulare il concetto di *bootstrap*, ovvero l’idea che fosse possibile costruire la matrice S solo sulla base di alcuni principi, che sostituissero i principi di località e causalità microscopica utilizzati per la definizione delle teorie di campo quantistiche.

Il nuovo punto di vista fu annunciato “ufficialmente” da Chew in un intervento alla conferenza di La Jolla nel giugno del 1961 (Cushing 1990).

I principi base del programma di Chew sono i seguenti:

1. Relatività: la matrice S è una rappresentazione del gruppo di Poincaré.

¹² Murray Gell-Mann (n. 1929), fisico teorico statunitense, premio Nobel 1969.

¹³ Marvin L. Goldberger (1922-2014), fisico teorico statunitense.

¹⁴ Stanley Mandelstam (1928-2016), fisico teorico sudafricano naturalizzato statunitense.

¹⁵ Francis E. Low (1921-2007), fisico teorico statunitense.

¹⁶ Tullio Regge (1931-2014), fisico e matematico italiano, attivo a Torino.

2. Unitarietà: la matrice deve essere unitaria per garantire che la somma delle probabilità di transizione agli stati finali sia 1.
3. Simmetria interna: la matrice deve possedere le stesse simmetrie del sistema fisico.
4. Analiticità: un insieme di relazioni integrali e condizioni sulle singolarità, tra cui:
 - A. *Crossing*: le ampiezze per la diffusione di antiparticelle sono la continuazione analitica di quelle per le particelle.
 - B. Relazioni di dispersione e causalità: le singolarità della matrice S devono essere solo quelle compatibili con il fatto che il futuro non può influenzare il passato.
 - C. Principio di Landau: ogni singolarità della matrice S corrisponde alla soglia di produzione di particelle fisiche.

A questi principi si aggiunge la nozione che tutte le particelle soggette a interazioni forti giacciono su traiettorie di Regge. Questa conclusione può essere considerata come l'evidenza del fatto che tutti gli adroni sono particelle composte, ma il punto di vista del *bootstrap* era radicalmente diverso, in quanto la stessa distinzione tra particelle elementari e particelle composte era negata in nome della democrazia nucleare, ovvero l'idea che ogni particella, a seconda del processo preso in esame, potesse svolgere indifferentemente il ruolo di stato iniziale o finale oppure quello di particella di scambio.

Un esempio prototipico di questa concezione può essere individuato nelle interazioni $\pi\text{-}\pi$ e $\pi\text{-}\rho$, in cui nel primo caso è scambiata la ρ , mentre nel secondo caso è scambiato il π . Furono Zachariasen e Zemach (1962) a proporre quest'interpretazione predicendo, sulla base dei principi del *bootstrap*, la massa della particella ρ e ottenendo un valore coerente con i quasi contemporanei risultati sperimentali.

Più in generale il programma di Chew avrebbe dovuto articolarsi secondo il seguente schema: lo studio di determinate ampiezze di diffusione e delle loro singolarità, grazie alle relazioni di dispersione, avrebbe permesso di descrivere nuove ampiezze di diffusione, dalle quali, imponendo unitarietà e *crossing*, si sarebbero potuti descrivere nuovi processi coinvolgendo nuove particelle, a loro volta interpretabili come singolarità delle ampiezze, implementando una struttura ciclica da cui per autoconsistenza (questo il senso attribuito al vocabolo *bootstrap*) sarebbe stato possibile ricavare le proprietà di ogni adrone e delle sue interazioni.

Numerosi e importanti furono gli sviluppi teorici emersi nel corso degli anni Sessanta nel quadro di questo programma. Senza entrare nei dettagli tecnici è in ogni caso importante ricordare qui la nascita dell'algebra delle correnti (Pietschmann 2011), proposta da Gell-Mann (1962), che condusse alla formulazione, nel 1965, della cosiddetta "regola di somma di Adler¹⁷-Weisberger" (Adler 1965, Weisberger 1965), che sulla base dell'ipotesi PCAC consentiva di calcolare la rinormalizzazione della costante d'accoppiamento della corrente assiale.

¹⁷ Stephen L. Adler (n. 1939), fisico teorico statunitense.

Ulteriori significativi sviluppi furono la superconvergenza di De Alfaro, Furlan, Fubini e Rossetti¹⁸ (1966), la regola di somma di Drell¹⁹ e Hearn (1966) e le regole di somma a energia finita di Dolen, Horn e Schmid (1967).

Malgrado questi sviluppi, verso la fine degli anni Sessanta la popolarità del *bootstrap* cominciava a declinare, sia per le difficoltà matematiche, sia per la mancata evidenza del fatto che l'insieme delle equazioni che avrebbero dovuto definire la teoria ammettesse effettivamente un'unica soluzione.

4. Il modello di Veneziano e le prime teorie di stringa

Merita tuttavia osservare che, nonostante queste difficoltà, nonostante alcuni segnali (su cui torneremo) di ripresa di idee proprie della teoria dei campi, e nonostante i limiti epistemologici del programma, riconosciuti dallo stesso Chew (1968), la forza propulsiva del nuovo paradigma era tale da stimolare gran parte degli studiosi a ulteriori indagini nella direzione di un modello delle interazioni forti che prescindesse da una formulazione basata sulla teoria dei campi e incorporasse le nuove acquisizioni.

In effetti un nuovo salto di qualità parve possibile con l'introduzione del concetto di dualità da parte di Veneziano²⁰ (1968). Il modello di Veneziano (*dual resonance model*, in sigla DRM) si fondava su due principali proprietà:

1. Approssimazione di risonanze strette, per cui nella regione fisica di ciascun canale l'ampiezza di diffusione ha soltanto poli.
2. Dualità, per cui le risonanze in un dato canale determinano il corretto andamento asintotico nello stesso canale e le risonanze nel canale *crossed*.

Sotto queste ipotesi Veneziano riusciva a costruire esplicitamente un'ampiezza di diffusione per i processi a due corpi che dipendeva soltanto dalla conoscenza della rilevante traiettoria di Regge.

Il principale limite di questo risultato pareva essere la mancanza dell'unitarietà, per cui la formula di Veneziano doveva essere intesa come una approssimazione a livello albero (*tree*) che richiedeva correzioni di tipo *loop*, salvo l'imbarazzante risultato per cui i *loop* non planari potevano produrre risultati coerenti con l'unitarietà soltanto in ventisei dimensioni spaziotemporali.

In ogni caso il modello di Veneziano generò una nuova ondata di ottimismo e numerosi nuovi studi. Il più rilevante per le sue conseguenze di lungo periodo fu però indubbiamente il risultato cui nel 1969 pervennero indipendentemente Nambu²¹ (1970),

¹⁸ Vittorio De Alfaro (n. 1933), Giuseppe Furlan (1935-2016), Sergio Fubini (1928-2005), Cesare Rossetti (n. 1934), fisici teorici italiani, attivi all'Istituto di Fisica Teorica di Torino.

¹⁹ Sidney D. Drell (1926-2016), fisico teorico statunitense.

²⁰ Gabriele Veneziano (n. 1942), fisico teorico italiano, attivo al CERN dal 1978.

²¹ Yoichiro Nambu (1921-2015), fisico giapponese naturalizzato statunitense, premio Nobel 2008.

Susskind²² (1969) e Nielsen:²³ le ampiezze del DRM potevano essere interpretate come proprietà legate alla propagazione di corde (*strings*) relativistiche.

Furono quindi formulate teorie di stringa per la descrizione dei processi adronici: si trattava ancora una volta di teorie *on shell*, e quindi definite fuori dal contesto tradizionale della teoria quantistica dei campi.

Ma una teoria di stringa delle interazioni forti comportava parecchie difficoltà, oltre a quella già segnalata di ammettere una formulazione coerente soltanto in ventisei dimensioni: in particolare prevedeva l'esistenza di particelle di *spin* 2 a massa nulla che mal si inquadrava nel contesto della fisica adronica (Cappelli *et al.* 2012).

Questo tipo di studi si svolse nell'arco di tempo dal 1969 al 1974. Nel frattempo i risultati sperimentali relativi alla diffusione fortemente inelastica apparivano difficilmente conciliabili con le previsioni dei modelli duali mentre suggerivano con forza l'esistenza di una struttura interna agli adroni, come già previsto dal modello a quark.

Di conseguenza al termine di questo periodo appariva ormai chiaro alla maggioranza degli studiosi che una teoria dei processi adronici basata sul modello di stringa bosonica (che rappresentava la naturale evoluzione del modello di Veneziano) non poteva rappresentare una valida alternativa a quanto veniva nel frattempo emergendo dalla massiccia ripresa dell'utilizzo della teoria dei campi per la descrizione delle interazioni fondamentali. Ma che cosa era accaduto dal punto di vista teorico per giustificare questa ripresa?

5. Progressi “sotto traccia”

Malgrado la scarsa popolarità del relativo paradigma, un certo numero di studiosi aveva continuato a esplorare le possibilità offerte dalla teoria dei campi quantistica, non solo per il permanente successo della QED, ma anche per il fatto che la teoria dei campi offriva comunque un algoritmo per la costruzione di matrici *S* capaci di soddisfare tutti i principi elencati in precedenza, senza contare che i risultati ottenuti dal *bootstrap* nel quadro delle interazioni forti lasciavano comunque fuori dallo scenario la descrizione delle interazioni deboli, ben rappresentate a livello fenomenologico dalla teoria di Fermi, che tuttavia corrispondeva a una teoria di campo non rinormalizzabile.

In realtà un passo fondamentale era già stato compiuto quando Yang²⁴ e Mills²⁵ (1954) avevano introdotto il concetto di *teorie di gauge non abeliane*. Tuttavia la loro formulazione comportava l'esistenza, come mediatori delle interazioni, di particelle di *spin* 1 a massa nulla, come il fotone, ma dotate di carica elettrica, incompatibili con la fenomenologia nota e con il raggio d'azione finito delle interazioni deboli, che comportava una massa non nulla (e probabilmente grande anche rispetto alla massa dei nucleoni) per le particelle di scambio. Inoltre non c'era all'epoca alcuna evidenza del fatto che le teorie di gauge non abeliane potessero essere rinormalizzate.

²² Leonard Susskind (n. 1940), fisico teorico statunitense.

²³ Holger B. Nielsen (n. 1941), fisico teorico danese.

²⁴ Chen Ning Yang (n. 1922), fisico cinese naturalizzato statunitense, premio Nobel nel 1957 con T.D. Lee.

²⁵ Robert L. Mills (1927-1999), fisico teorico statunitense.

Dopo dieci anni di relativo silenzio, e nel pieno della crisi della teoria dei campi, Higgs²⁶ (1964a, 1964b) e, indipendentemente, Brout²⁷ e Englert²⁸ (1964) proposero che la simmetria dei campi di Yang e Mills potesse essere spontaneamente rotta senza la comparsa della particella a massa nulla normalmente richiesta dal teorema di Goldstone²⁹ (1961). Il “meccanismo di Higgs” permette di aggirare il teorema nel caso in cui si tratti della rottura spontanea di una teoria di gauge.

Già nel 1961 Salam³⁰ (1961) e Glashow³¹ (1961) avevano cominciato a ipotizzare modelli delle interazioni deboli basati su qualche adattamento della teoria di Yang e Mills volto a rendere massivi i campi vettoriali e finalmente qualche anno dopo, sull’onda del risultato di Higgs, Weinberg³² (1967) giunse a formulare un modello dettagliato per l’intero settore leptonic, mentre al momento pareva ancora difficile incorporare nel modello le interazioni deboli degli adroni, a causa della non verificata predizione dell’esistenza di correnti neutre con cambio di stranezza.

Tuttavia queste proposte sembravano destinate a restare in un limbo, oscurate soprattutto dal fatto che una teoria di campo non rinormalizzabile non avrebbe comunque permesso di formulare predizioni fenomenologiche quantitativamente attendibili.

Ma il 1964 fu un anno tipico per la successiva risurrezione della teoria dei campi anche per un altro motivo. Dopo il successo della classificazione $SU(3)$ di Gell-Mann e Ne’eman³³ (1964) per i multipletti adronici, Gell-Mann (1964) e Zweig³⁴ (1964) giunsero a ipotizzare la presenza, all’interno dei nucleoni, di costituenti più elementari, dotati di carica elettrica frazionaria, che Gell-Mann battezzò *quark*.

Il modello a quark, pur essendo stato proposto da uno dei più importanti e attivi sostenitori del *bootstrap*, era in realtà agli antipodi del paradigma di Chew, negando l’essenza stessa della cosiddetta “democrazia nucleare” in quanto riproponeva l’idea di costituenti elementari a partire dai quali l’intera fenomenologia adronica si sarebbe in qualche modo ridotta a uno studio di spettri di stati legati. Inoltre i quark non erano mai stati osservati sperimentalmente, e tutti i tentativi di osservazione si scontrarono presto con l’evidenza dell’impossibilità di mettere in evidenza cariche frazionarie libere.

Se da un lato i fautori del *bootstrap* mantenevano quindi una profonda diffidenza verso i quark, che venivano percepiti al più come un utile artificio matematico per gestire la contabilità dei numeri quantici, dall’altro però l’idea di un numero limitato di costituenti elementari (dotati di *spin* $\frac{1}{2}$) riportava in auge l’idea che le loro interazioni potessero essere rappresentate da una teoria di campo.

²⁶ Peter W. Higgs (n. 1929), fisico teorico britannico, premio Nobel 2013.

²⁷ Robert Brout (1928-2011), fisico teorico belga.

²⁸ François Englert (n. 1932), fisico teorico francese, premio Nobel 2013.

²⁹ Jeffrey Goldstone (n. 1933), fisico teorico britannico naturalizzato statunitense.

³⁰ Abdus Salam (1926-1996), fisico teorico pakistano, premio Nobel 1979.

³¹ Sheldon L. Glashow (n. 1932), fisico teorico statunitense, premio Nobel 1979.

³² Steven Weinberg (n. 1933), fisico teorico statunitense, premio Nobel 1979.

³³ Yuval Ne’eman (1925-2006), fisico e politico israeliano.

³⁴ George Zweig (n. 1937), fisico teorico russo naturalizzato statunitense.

6. Risurrezione della teoria quantistica dei campi

Come spesso succede, la svolta giunse quasi inaspettata, quando nel 1972, grazie alla regolarizzazione dimensionale, 't Hooft³⁵ e Veltman³⁶ riuscirono a dimostrare che le teorie di Yang e Mills, anche nella versione che includeva il meccanismo di Higgs, erano effettivamente rinormalizzabili, e quindi potevano essere utilizzate per la costruzione di modelli predittivi delle interazioni fondamentali.

Questo risultato dava credibilità al modello di Weinberg, e anche ad altri modelli concorrenti per le interazioni deboli, fra i quali la scelta era a questo punto affidata al confronto con i risultati sperimentali, che in seguito risolsero la diatriba in favore del modello di Weinberg, ora parte integrante del cosiddetto Modello Standard, dopo che il problema delle correnti neutre con cambio di stranezza e quello della cancellazione delle anomalie furono risolti grazie al meccanismo GIM (Glashow *et al.* 1970) e alla conseguente introduzione del quarto quark (*charm*), verificata sperimentalmente solo nel 1975 con l'osservazione della particella J/ψ .

Tuttavia la competizione tra i paradigmi restava ancora aperta, almeno sul fronte delle interazioni forti, in quanto il modello a quark poteva essere incorporato in una teoria di campo predittiva soltanto a patto che fosse superato l'ostacolo costituito da una costante d'accoppiamento sufficientemente debole da consentire uno sviluppo perturbativo, che restava l'unico schema entro il quale una teoria di campo, anche rinormalizzabile, pareva capace di generare numeri confrontabili con i dati sperimentali. Inoltre i risultati dello studio della diffusione profondamente inelastica, se da un lato confermavano, come si è già accennato, l'idea che all'interno dei nucleoni fossero presenti costituenti più elementari, dall'altro sembravano richiedere che, almeno a piccolissime distanze (e altissime energie) questi costituenti, pur confinati all'interno del nucleone, si comportassero in quello spazio microscopico come particelle praticamente libere.

Fino a quel momento tutti i risultati relativi alla rinormalizzazione della carica, sia nelle teorie scalari che in QED, sembravano viceversa indicare che la forza dell'interazione dovesse crescere, e non diminuire, al decrescere della distanza, fino all'apparentemente insolubile paradosso del polo di Landau.

L'ennesima rivoluzione avvenne nel 1973 quando Politzer³⁷ (1973) e, indipendentemente, Gross³⁸ e Wilczek³⁹ (1973) pubblicarono il risultato, peraltro anticipato da Khriplovich nel 1969 e da 't Hooft (2007) nel 1972, che la funzione $\beta(g)$ è negativa per la costante d'accoppiamento dei campi di Yang e Mills quando sono accoppiati a un numero sufficientemente piccolo di campi di materia.

L'immediata conseguenza di questo risultato è la "libertà asintotica" (*asymptotic freedom*), ovvero la progressiva riduzione dell'intensità dell'interazione al decrescere della distanza tra i quark; questo risultato spianava la strada a una formulazione da

³⁵ Gerardus 't Hooft (n. 1946), fisico teorico olandese, premio Nobel 1999.

³⁶ Martinus Veltman (n. 1931), fisico teorico olandese, premio Nobel 1999.

³⁷ Hugh David Politzer (n. 1949), fisico teorico statunitense, premio Nobel 2004.

³⁸ David J. Gross (n. 1941), fisico teorico statunitense, premio Nobel 2004.

³⁹ Frank A. Wilczek (n. 1951), fisico teorico statunitense, premio Nobel 2004.

teoria dei campi del modello e quindi all'introduzione di una teoria di campo delle interazioni forti.

Questa teoria era in realtà già stata (coraggiosamente) formulata nel 1971 da Fritsch⁴⁰, Gell-Mann e Leutwyler⁴¹ (1973), e prevedeva l'introduzione di un nuovo grado di libertà interno (*colore*) per i quark. Era nata così la *Cromodinamica Quantistica* (QCD), destinata ben presto ad affermarsi come "la" teoria delle interazioni forti, completando così lo scenario del Modello Standard.

Ancorché mai precisamente dimostrato, anche il confinamento dei quark pareva configurarsi come una proprietà naturalmente incorporabile nella QCD, soprattutto alla luce del fatto che molti risultati apparivano compatibili con la "schiavitù infrarossa" (*infrared slavery*), ovvero con una crescita lineare del potenziale d'interazione tra i quark al crescere della distanza, a sua volta coerente con uno spettro di tipo stringa per gli stati legati, e quindi con l'esistenza di traiettorie di Regge per gli adroni.

Sorvolando sugli sviluppi successivi, si può tranquillamente dire che verso la metà degli anni Settanta la battaglia tra i paradigmi era stata trionfalmente vinta dalla teoria dei campi (Weinberg 1977, Weinberg 1997, 't Hooft 2007), mentre i risultati del *bootstrap* restavano soltanto come buone descrizioni fenomenologiche di un settore del Modello Standard difficile da studiare quantitativamente.

7. Nemesi e conclusioni

Lo straordinario successo del Modello Standard, culminato in anni recenti nella verifica sperimentale dell'esistenza del bosone di Higgs, non ha comunque impedito che i fisici teorici avvertissero l'esigenza di un superamento del modello in favore di una teoria ancora più ampia, capace di rendere conto di alcuni aspetti della fisica fondamentale dei quali non è stata ancora data una spiegazione adeguata.

Dal punto di vista sperimentale rimane aperto il problema di identificare l'origine della massa e dell'energia oscura, la cui esistenza appare indispensabile per la costruzione di modelli cosmologici coerenti con i dati.

Dal punto di vista teorico invece, oltre al comprensibile desiderio di individuare uno schema di unificazione che non si riduca alla giustapposizione di tre diversi gruppi di simmetria ($SU(3) \times SU(2) \times U(1)$) e permetta una significativa riduzione del numero dei parametri della teoria, il problema certamente più importante resta quello di far rientrare nel quadro concettuale della meccanica quantistica la teoria della gravitazione, che a livello classico è adeguatamente descritta dalla Relatività Generale ma non ha una naturale estensione in una teoria quantistica di campo che risulti rinormalizzabile.

Partendo da queste premesse, dopo un decennio di relativa quiescenza, le teorie di stringa che si erano rivelate inadeguate per la descrizione delle interazioni forti si sono riproposte, grazie all'introduzione della supersimmetria, come possibile superamento degli schemi relativamente rigidi della teoria di campo locale (Cappelli *et al.* 2012).

⁴⁰ Harald Fritsch (n. 1943), fisico teorico tedesco.

⁴¹ Heinrich Leutwyler (n. 1938), fisico teorico svizzero.

A partire dalla metà degli anni Ottanta le teorie di superstringa sono diventate uno dei soggetti di maggior interesse e di maggior focalizzazione per i fisici teorici, ancora una volta nella speranza che un criterio di coerenza interna potesse permettere l'identificazione univoca della teoria corretta.

Si tratta in un certo senso di una sorta di rivincita del *bootstrap*, non solo perché, come abbiamo visto, l'origine storica delle teorie di stringa sono proprio i modelli di risonanza duale, ma anche perché la filosofia sottostante è per molti aspetti analoga.

Non si può comunque ignorare il fatto che la proliferazione delle possibili soluzioni e la mancanza di predizioni sperimentali verificabili lasciano molti dubbi sulla possibilità che il solo criterio della coerenza interna possa risultare sufficiente al fine di identificare quella che nelle intenzioni dovrebbe essere la risposta ultima a tutte le domande aperte della fisica fondamentale.

Bibliografia

- Adler S.L. (1965). "Calculation of the Axial-Vector Coupling Constant Renormalization in β decay". *Physical Review Letters*, 14, pp. 1051-1055.
- Bridgman P.W. (1927). *The logic of modern physics*. New York: Beaufort Books.
- Bridgman P.W. (1952). *La logica della fisica moderna*. Torino: Einaudi.
- Brout R., Englert F. (1964). "Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons". *Physical Review Letters*, 13, pp. 321-323.
- Cappelli A., Castellani E., Colomo F., Di Vecchia P. (eds.) (2012). *The Birth of String Theory*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Chew G.F. (1968). "Bootstrap: A Scientific Idea?". *Science*, 161, pp. 762-765.
- Chew G.F., Low F.E. (1956). "Effective-range approach to the low energy p-wave pion-nucleon interaction". *Physical Review*, 101, pp. 1570-1579.
- Chew G.F., Mandelstam S. (1961). "Theory of low energy pion-pion interactions II". *Il Nuovo Cimento*, 19, pp. 752-776.
- Cushing J. (1990). *Theory Construction and Selection in Modern Physics: The S Matrix*. Cambridge: Cambridge University Press.
- De Alfaro V., Furlan G., Fubini S., Rossetti C. (1966). "Sum rules for strong interactions". *Physics Letters*, 21, pp. 576-579.
- Dolen R., Horn O., Schmid C. (1967). "Finite energy sum rules and their applications to πN charge exchange". *Physical Review*, 166, pp. 1768-1781.
- Drell S.D., Hearn A.C. (1966). "Exact Sum Rule for Nucleon Magnetic Moments". *Physical Review Letters*, 16, pp. 908-910.
- Fritsch H., Gell-Mann M., Leutwyler H. (1973). "Advantages of the Color Octet Gluon Picture". *Physics Letters*, B47, pp. 365-368.
- Gell-Mann M. (1962). "Symmetries of Baryons and Mesons". *Physical Review*, 125, pp. 1067-1084.
- Gell-Mann M., Neeman Y. (eds.) (1964). *The Eightfold Way*. New York: Benjamin.
- Glashow S.L. (1961). "Partial symmetries of weak interactions". *Nuclear Physics*, 22, pp. 579-588.

- Glashow S.L., Iliopoulos J., Maiani L. (1970). "Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry". *Physical Review*, D2, pp. 1285-1292.
- Goldberger M.L., Gell-Mann M. (1953). "The formal theory of scattering". *Physical Review*, 91, pp. 398-408.
- Goldstone J. (1961). "Field Theories with Superconductor Solutions". *Il Nuovo Cimento*, 19, pp. 154-164.
- Gross D.J., Wilczek F.A. (1973). "Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories". *Physical Review Letters*, 30, pp. 1343-1346.
- Heisenberg W. (1943). "Die beobachtbaren Grössen in der Theorie der Elementarteilchen I-II". *Zeitschrift für Physik*, 120, pp. 513-538, 673-702.
- Higgs P.W. (1964a). "Broken symmetries, massless particles and gauge fields". *Physics Letters*, 12, pp. 132-133.
- Higgs P.W. (1964b). "Broken symmetries and the masses of gauge bosons". *Physical Review Letters*, 13, p. 508.
- Kaiser D. (2002). "Nuclear Democracy. Political Engagement, Pedagogical Reform, and Particle Physics in Postwar America". *Isis*, 93, pp. 229-268.
- Mandelstam S. (1958). "Determination of the Pion-Nucleon Scattering Amplitude from Dispersion Relations and Unitarity. General Theory". *Physical Review*, 112, pp. 1344-1360.
- McCoy B.M. (1996). *Modern Metaphysics* [online]. URL: <<https://arxiv.org/pdf/hep-th/9609160v1.pdf>> [data di accesso: 12/01/17].
- Nambu Y. (1970). *Quark Model and the Factorization of the Veneziano Model* in Chand R. (ed.), *Proceedings of the International Conference on Symmetries and Quark Models* (Detroit, Michigan, June 18-20, 1969). New York: Gordon and Breach, pp. 269-277.
- Pietschmann H. (2011). *On the Early History of Current Algebra* [online]. URL: <<https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1101/1101.2748.pdf>> [data di accesso: 12/01/17].
- Politzer H.D. (1973). "Reliable Perturbative Results for Strong Interactions". *Physical Review Letters*, 30, pp. 1346-1349.
- Regge T. (1959). "Introduction to complex orbital momenta". *Il Nuovo Cimento*, 14, pp. 951-976.
- Salam A., Ward J.C. (1961). "On a Gauge Theory of Elementary Interactions". *Il Nuovo Cimento*, 19, pp. 165-170.
- Scarpa F.M. (2008). *Una rivoluzione mancata. Storia dei programmi della matrice S*. Torino: Bollati Boringhieri.
- Susskind L. (1969). "Harmonic Oscillator Analogy for the Veneziano Amplitude". *Physical Review Letters*, 23, pp. 545-547.
- 't Hooft G. (2007). *The Evolution of Quantum Field Theory. From QED to Grand Unification* [online]. URL: <<https://arxiv.org/pdf/1503.05007v1.pdf>> [data di accesso: 12/01/17]
- 't Hooft G., Veltman M. (1972). "Regularization and renormalization of gauge fields". *Nuclear Physics*, B44, pp. 189-213.
- Veneziano G. (1968). "Construction of a crossing-symmetric, Regge-behaved amplitude for linearly rising trajectories". *Il Nuovo Cimento*, A57, pp. 190-197.

- Weinberg S. (1967). “A Model of Leptons”. *Physical Review Letters*, 19, pp. 1264-1266.
- Weinberg S. (1977). “The Search for Unity: Notes for a History of Quantum Field Theory”, *Daedalus*, 106 (4), Volume II, pp. 17-35.
- Weinberg S. (1997). *What is Quantum Field theory, and What Did We Think It Is?* [online]. URL: <<https://arxiv.org/pdf/hep-th/9702027v1.pdf>> [data di accesso: 12/01/17].
- Weisberger W.I. (1965). “Renormalization of the Weak Axial-Vector Coupling Constant”. *Physical Review Letters*, 14, pp. 1047-1051.
- Wheeler J.A. (1937). “On the Mathematical Description of Light Nuclei by the Method of Resonating Group Structure”. *Physical Review*, 52, pp. 1107-1122.
- Yang C.N., Mills R.L. (1954). “Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance”. *Physical Review*, 96, pp. 191-196.
- Zachariasen F., Zemack C. (1962). “Pion resonances”. *Physical Review*, 128, pp. 849-858.
- Gell-Mann M. (1964). “The Symmetry Group of Vector and Axial Vector Currents”, *Physics*, 1, pp. 63-75.
- Zweig G. (1964). *An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking*, in *Developments in the Quark Theory of Hadrons*, vol. 1, pp. 22-101.