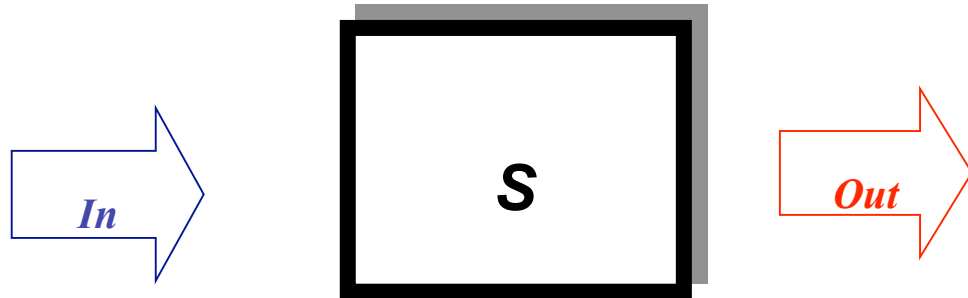


Una rivoluzione mancata

Storia dei programmi della Matrice S



“Devo dire che quella che ho appena delineato è una ‘storia della fisica vista da un fisico’, una storia, cioè, che non è mai del tutto veridica, una specie di storia mito-convenzionale che i fisici raccontano ai loro studenti, i quali la raccontano ai loro studenti, e che non è necessariamente collegata all’effettivo sviluppo storico (a me peraltro sconosciuto!)”.

Richard P. Feynman
Da *QED La strana teoria della luce e della materia*
(1989)

“La vera rivoluzione è l’aver scoperto che non c’era bisogno di una rivoluzione”.

Steven Weinberg

Francesco Maria Scarpa
(Novembre 2004)

Introduzione della tesi

La storia dei programmi della matrice S che si sono seguiti nel corso del Novecento è piuttosto complessa e articolata. Ripercorrere l'evoluzione delle ricerche connesse allo sviluppo di quella che appariva come una teoria rivoluzionaria del tempo è uno degli obiettivi di questo studio.

Partendo dalla dettagliata ricostruzione di James T. Cushing¹ in *Theory construction and selection in modern physics: The S Matrix* (1), che ripercorre circa cinquanta anni di teoria della matrice S, si è tentato di sviluppare un nuovo studio, mediante un'analisi dei contributi originali dei vari autori, al fine di estrapolare due momenti storici importanti dall'esaustivo panorama storiografico fornito già da Cushing.

I periodi che maggiormente vengono esaminati sono quello relativo alla nascita di un programma alternativo alla teoria dei campi sviluppato nel 1943 da Werner Heisenberg, che per una serie di difficoltà fu presto abbandonato, e del successivo programma di Geoffrey Chew del 1960, anch'esso radicale nel porre un'alternativa all'interpretazione di allora delle interazioni forti.

Appaiono come due punti nevralgici nella storia della fisica teorica nel Novecento, perché a essi corrispondono due momenti di crisi del paradigma consolidato; espressione di quella teoria quantistica dei campi con cui usualmente si tentava di spiegare il complesso mondo delle particelle elementari e delle loro interazioni ad alta energia.

Queste due crisi nei fondamenti non portarono però a una rivoluzione scientifica come quella prodotta agli inizi del Novecento dalla relatività e dalla meccanica quantistica. Le teorie *rivali* rispetto a quella della matrice S comunque prevalsero storicamente grazie a notevoli risultati teorici e sperimentali.

¹ Il fisico americano James T. Cushing, nato nel 1937, è stato anche uno tra i più importanti storici e filosofi della fisica moderna (è morto recentemente, nel marzo del 2002). Inizialmente si è dedicato alla fisica matematica divenendo nel 1966 professore al Dipartimento di Fisica dell'Università di Notre Dame (Indiana). Per i primi 15 anni della sua carriera ha pubblicato diversi importanti risultati sulla teoria della matrice S apparsi sulla rivista "Il Nuovo Cimento" e "Physical Review". Nel 1975 ha scritto *Applied Analytical Mathematics for Physical Scientist* (2); ancora oggi usato come testo di riferimento in molte università americane.

Dagli inizi degli anni ottanta si è dedicato prevalentemente alla storia e alla filosofia della fisica moderna. Con l'aiuto del suo amico e collega Ernan McMullin, ha pubblicato nel 1982 una monografia sulla rivista "Synthese" sullo sviluppo della teoria quantistica dei campi e della matrice S (3). Questa monografia, ampiamente estesa e rivista è diventata un libro nel 1990 (1): è il testo a cui facciamo riferimento in questa tesi, uno dei contributi più duraturi alla storia e alla filosofia della fisica, e costituisce il lavoro più rilevante sulla storia della teoria della matrice S.

Insieme a McMullin, ha curato anche alcuni importanti libri di filosofia della scienza, come *Philosophical Consequences of Quantum Theory* (4), una raccolta di articoli sul senso e le conseguenze del *teorema di Bell*, ed ha sviluppato uno studio dettagliato sull'approccio di David Bohm alla meccanica quantistica, scrivendo il libro *Quantum Mechanics: Historical Contingency and The Copenhagen Hegemony* (5). Notevolmente importanti sono anche altri due libri di filosofia della scienza *Science and Reality: Recent Work in the Philosophy of Science* del 1984 (6) e *Philosophical Concepts in Physics* del 1998 (7).

Ma il programma di Chew fu troppo ambizioso e non riuscì a restituire i risultati che si proponeva di ottenere. Per quanto alla fine degli anni sessanta, con i modelli duali di Gabriele Veneziano, quella stessa visione teorica riprese vigore, e produsse le prime idee di una teoria di stringhe (Y. Nambu), pian piano dovette cedere il passo alle teorie di *gauge*, al modello a *quark* e quindi alla cromodinamica quantistica, restituendo alla teoria dei campi lo *status* di paradigma dominante.

Ma lo sviluppo del formalismo della teoria della matrice S (studiato anche in Italia, basti pensare ai lavori di Tullio Regge, Sergio Fubini, Daniele Amati, Marcello Cini e molti altri ancora), nel corso dei venti anni che separarono questi due snodi storici fondamentali, ha permesso un avanzamento di tutta la fisica teorica, funzionale anche alla stessa teoria quantistica dei campi, e a teorie più moderne, come quelle duali e quella delle stringhe. Per cui saranno esaminati anche questi sviluppi teorici che collegarono i due programmi (quello di Heisenberg e quello di Chew), evidenziando in questo percorso il contributo non indifferente dei fisici italiani, in parte tralasciato nella ricostruzione di Cushing.

In questa tesi quindi, in un **primo capitolo**, viene affrontato l'intero iter storico e teorico attraverso lo studio di lavori originali, come quelli di Heisenberg, e di precedenti interpretazioni storiche e filosofiche della teoria della matrice S, come quella del già citato Cushing ma anche di altri fisici e storici della scienza come Redhead, Frechette, Cao, Capra, De Alfaro, Giuliani, Pickering ecc.

In un **secondo capitolo** viene riportata l'analisi dei maggiori contributi dei fisici italiani allo sviluppo del formalismo della teoria della matrice S negli anni sessanta. Oltre a una classificazione quantitativa e qualitativa degli articoli apparsi sulla rivista "Il Nuovo Cimento" nell'arco degli anni che vanno dal 1958 al 1970, vengono analizzati i nodi teorici più importanti della fisica di quegli anni, mediante interviste dirette a scienziati che hanno lavorato proprio in quel campo: a Marcello Cini, fondamentale per i suoi studi pionieristici sulle relazioni di dispersione, a Tullio Regge per la definizione di particolari *poli* della matrice S, che portano il suo nome (essenziali per la definizione del programma del *bootstrap* di Chew), a Daniele Amati per lo sviluppo del modello multiperiferico, il quale permetteva tra le altre cose di interpretare attraverso una speciale dinamica proprio i poli di Regge; e infine, a Gabriele Veneziano che introdusse le ampiezze duali, alla base dei modelli duali e di quella che sarà poi la teoria delle stringhe.

Nel **terzo capitolo**, infine, vi è un aggancio a tematiche moderne in cui in un certo senso rivive il programma del bootstrap di Chew. Grazie al contributo originale di Giuseppe Mussardo (sotto forma di intervista) vengono descritte, sempre all'interno di un panorama

storico, alcune applicazioni della matrice S al caso di modelli bidimensionali, che consentono di risolvere in una forma analiticamente esatta sistemi termodinamici che in precedenza potevano essere descritti solo in forma approssimata mediante applicazioni di meccanica statistica.

Complessivamente, da questa analisi dei programmi sulla teoria della matrice S è emerso che il suo sviluppo storico, contestualizzato nell'ambito di una sostanziale rivalità con la teoria dei campi, può considerarsi come un caso esemplare per una analisi metodologica, storica ed epistemologica dell'evolversi delle teorie fisiche del Novecento e di dinamiche non lineari dello sviluppo del pensiero e della storia della scienza, che si realizzano mediante conflitti tra paradigmi o programmi di ricerca in competizione.

Indice

Capitolo 1

Storia dei programmi della matrice S

1.1 Introduzione	p. 6
1.2 La nascita del concetto di matrice S	p. 8
1.3 Il programma della matrice S di Heisenberg nel 1943	p. 10
1.4 L'abbandono del programma del 1943	p. 13
1.5 Gli sviluppi teorici degli anni cinquanta	p. 15
1.6 Il programma di Chew negli anni sessanta	p. 21
1.7 Il declino del programma di Chew	p. 29
1.8 La teoria della matrice S: un caso da analizzare	p. 34
1.9 Teorie a confronto: QFT vs SMT	p. 37
1.10 L'interpretazione di Cushing secondo le categorie di Lakatos	p. 44
Appendice 1:	p. 51
Fisica e politica a Berkeley negli anni sessanta: la storia di Geoffrey Chew	
Appendice 2:	p. 54
Estratti dagli atti del Congresso Solvay del 1961 a Bruxelles	
Bibliografia del primo capitolo	p. 58

Capitolo 2

L'uso del formalismo della matrice S in Italia

2.1 Introduzione	p. 62
2.2 Gli articoli apparsi su “Il Nuovo Cimento” tra il 1958 e il 1970	p. 63
2.3 Le interviste	p. 72
2.3.1 Intervista a Marcello Cini	p. 73
2.3.2 I poli di Regge e l'intervista a Tullio Regge	p. 84
2.3.3 Intervista a Daniele Amati	p. 91
2.3.4 Le ampiezze duali e l'intervista a Gabriele Veneziano	p. 102
2.4 Conclusioni	p. 112
Bibliografia del secondo capitolo	p. 114

Capitolo 3

Applicazioni moderne di tecniche di matrice S

3.1 Introduzione	p. 117
3.2 Matrici S esatte, teorie di campo integrabili e teorie conformi (in due dimensioni)	p. 119
3.3 Note sulla costruzione di una matrice S esatta	p. 122
3.3.1 Cariche conservate e fattorizzazione	p. 122
3.3.2 Struttura di analiticità della matrice S	p. 123
3.4 Intervista a Giuseppe Mussardo	p. 129
Bibliografia del terzo capitolo	p. 143
Conclusioni della tesi	p. 144

CAPITOLO 1

Storia dei programmi della matrice S

1.1 Introduzione

“La teoria quantistica dei campi è come uno sterile e vecchio soldato nell’affrontare la descrizione delle forze che agiscono nei nuclei atomici e quindi è destinata non a morire ma a dissolversi con il tempo (...) per cui dobbiamo sviluppare un nuovo programma integralmente fondato sulla teoria della matrice S .” (8, pag. 230).

Furono queste le parole pronunciate dal giovane e geniale fisico teorico americano Geoffrey Chew (vedere appendice 1), di Berkeley in California, all’inizio del suo memorabile intervento, così come lo definì Murray Gell-Mann (l’ideatore del modello dei *quark*) (9), nella conferenza del giugno del 1961 a La Jolla², dinanzi ai più importanti fisici teorici del tempo. Negli anni sessanta si aprì ufficialmente una nuova stagione per la fisica teorica. Come la relatività di Albert Einstein e la meccanica quantistica agli inizi del Novecento, la teoria proposta da Chew doveva rivoluzionare ogni precedente interpretazione del nostro mondo microscopico e dare delle risposte definitive alla fisica delle alte energie.

Chew nella sua “chiamata alle armi”, come l’ha definita lo storico della scienza David Kaiser (9, pag. 230), lanciava il manifesto di una rivoluzionaria teoria, la *teoria della matrice S* , che avrebbe finalmente spiegato l’esistenza e il comportamento di un nuovo mondo di particelle elementari che gli acceleratori dell’epoca avevano portato alla luce. Ma soprattutto, si proponeva di fornire una corretta interpretazione alle forze che tenevano insieme il nucleo atomico, le *interazioni forti*, superando definitivamente il pantano teorico in cui la teoria quantistica dei campi si era venuta a trovare in quegli anni.

Non solo nuove tecniche matematiche, nuovi formalismi, nuovi principi, Chew andò oltre: propose un radicale salto paradigmatico nell’interpretazione della natura dei componenti ultimi della materia, gli *adroni*. Il fisico di Berkeley immaginò un mondo dell’infinitamente

² La conferenza del 1961 di La Jolla in California, dedicata alle *interazioni deboli e forti*, fu uno dei *meeting* più importanti dell’epoca, purtroppo però non sono mai stati pubblicati gli atti di quel convegno. Come riporta sia Gell-Mann (8, pag. 481) che Cushing (1, pag. 142), il convegno fu organizzato da Keith Brueckner con l’ausilio dei fisici teorici William Frazer e David Wong. Le principali relazioni furono quelle di Chew, Goldberger, Blankenbecler e Regge (sulle applicazioni dei poli di Regge), poi ci furono quelle di Amati, Fubini e Stanghellini (sul modello multiperiferico), Eden (sulla classe di singolarità di Landau) e Gell-Mann (sulla simmetria SU_3).

piccolo senza nessun tipo di *gerarchia*. Pensò a un mondo *democratico*, che Gell-Mann battezzò come regolato da una *democrazia nucleare*³. In questa sua visione, tutte le particelle dovevano essere uguali e soggette a leggi comuni, in un sistema di relazioni *autoconsistenti* che chiamò *bootstrap*⁴.

I programmi della matrice S videro la loro definitiva esplosione nei dieci anni di ricerche a cavallo degli anni sessanta. La loro storia ha radici lontane, negli studi di Werner Heisenberg degli anni quaranta, fino ai lavori dei fisici italiani, come Marcello Cini, Tullio Regge e Daniele Amati, per affermarsi definitivamente a Berkeley, in piena America maccartista, con il gruppo che si raccolse intorno a Chew. Dieci anni di grandi idee, di grandi speranze per descrivere un mondo microscopico completamente diverso. Ma è anche la *storia di una rivoluzione mancata* - e quindi in parte dimenticata - perché nonostante le grandi prospettive e i primi buoni risultati, la nuova teoria, nei suoi aspetti più radicali proposti da Chew, non si realizzò mai. Incontrò una serie di difficoltà teoriche e matematiche insormontabili e fu presto scavalcata dalle teorie rivali: dalla nascita del modello a *quark*, alle teorie di *gauge* e quindi alla *cromodinamica quantistica* (QCD). Ma gli studi teorici di quegli anni furono comunque di grande rilevanza, portarono infatti a concetti nuovi e fondamentali, come quello di *dualità* del fisico italiano Gabriele Veneziano, e quindi alla stessa *teoria delle stringhe*.

La storia di quegli anni, studiata anche da molti fisici e storici della fisica moderna, come James T. Cushing, Tian Yu Cao e Michael Redhead, si presenta ora a distanza di più di quaranta anni, come un caso epistemologico piuttosto singolare, da approfondire, per tentare di far luce su un cammino non proprio lineare dell'evoluzione delle teorie scientifiche; percorso che spesso è stato ingenuamente semplificato, appiattendolo con sole biografie e storie di scoperte di grandi scienziati. Questo capitolo sviluppa infine anche un *exkursus*

³ Alcuni storici, come David Kaiser, hanno studiato (8, pag. 229) esempi di scienziati che per descrivere i dettagli del proprio lavoro hanno usato esplicitamente un linguaggio politico. Il chimico franco-svizzero Charles Frederics Gerhardt per esempio propose nell'Ottocento un modello di "democrazia chimica" in cui tutti gli atomi all'interno delle molecole dovevano essere trattati in egual modo, una nozione in contrapposizione al modello gerarchico della struttura molecolare del chimico organico tedesco Hermann Kolbe. Metafore sociali abbondano nelle scienze fisiche. Più recentemente, sostiene Kaiser, molti fisici teorici sovietici, tra cui Yacov Frenkel, Igor Tamm e Lev Landau si sono ispirati esplicitamente alle loro esperienze di vita sotto il regime di Stalin – esperienze che spesso includevano termini trovati in carcere – quando descrivendo nell'ambito della fisica dello stato solido, per esempio, la "libertà" degli elettroni in un metallo o anche il comportamento "collettivo" di alcune particelle.

Secondo Kaiser quindi non è un caso che Chew usasse il termine "democrazia nucleare" negli anni sessanta per indicare la nascita di un forte cambiamento teorico. Lui è molti dei suoi colleghi avevano vissuto il periodo del maccartismo negli Stati Uniti negli anni cinquanta e anche a Berkeley le violazioni dei diritti civili avevano mortificato la ricerca per molti anni (vedere l'appendice 1 a fine capitolo).

⁴ Il termine *bootstrap* era stato usato dallo scrittore tedesco Rudolph Erich Raspe nelle *Avventure del barone di Munchausen* per raccontare in una forma grottesca e surreale una vicenda del protagonista dove, dopo essere caduto in una botola, era riuscito a uscirne semplicemente tirandosi i lacci delle scarpe, e sollevandosi miracolosamente! "*Oneself up by one's Bootstrap*". Il termine venne usato negli anni sessanta nell'ambito della fisica teorica delle alte energie proprio per evidenziare sistemi fisici che dovevano in certo senso che vedremo più avanti, autosostenersi.

filosofico sui principi e gli aspetti fondazionali di teorie a confronto e alle volte rivali nella storia della scienza.

1.2 La nascita del concetto di matrice S⁵

Nel dicembre del 1937 appare su “Physical Review” un importante articolo del fisico americano John A. Wheeler (10) sulla descrizione matematica dei nuclei leggeri e delle loro interazioni. È proprio in questo contesto che viene introdotta per la prima volta la matrice di *scattering*, come potente e innovativo strumento di calcolo, che successivamente sarà semplicemente indicata come *matrice S*.

Dati gli elementi di questa matrice era possibile calcolare le ampiezze di diffusione e quindi le probabilità di transizione tra uno stato iniziale e uno stato finale di un sistema di particelle interagenti. Nel caso studiato da Wheeler, di nuclei di elementi leggeri.

Per descrivere un processo di scattering tra due particelle (che passavano da un canale di ingresso α a un canale di uscita β), il fisico americano introdusse una matrice i cui elementi $S_{\beta\alpha}$ (con $\alpha, \beta = 1, 2, \dots, N$) fornivano appunto le ampiezze di probabilità della forma asintotica della funzione d'onda in uscita. L'espressione di questa matrice è riportata da Cushing (1,

⁵ In un formalismo più moderno rispetto a quello usato da Wheeler ed Heisenberg la matrice S è interpretata come un operatore che *connette* lo spazio di Fock degli stati iniziali di un sistema di particelle interagenti e lo spazio di Fock degli stati finali, esprimendo una *corrispondenza unitaria*. S fornisce le ampiezze di probabilità per la transizione:

$$\langle Out/In \rangle_{\beta} = \langle In | b / S | a \rangle_{\alpha}$$

b (numeri quantici che individuano lo stato finale)
 a (numeri quantici che individuano lo stato iniziale)

Una delle altre possibili definizioni per S è:

$$S | 0 \rangle_{out} = | 0 \rangle_{in} \quad (S \text{ è un operatore unitario}).$$

In generale, grazie ai lavori di **Schwinger** de 1948 (11) e di **Dyson** del 1949 (12) è possibile dare una rappresentazione in un formalismo più compatto (rappresentazione di interazione):

$$S = \lim_{t \rightarrow \infty} U(t) = T[\exp(i \int_{-\infty}^{+\infty} H_I(t') dt')]$$

Con $U(t)$ operatore unitario che ci dà l'evoluzione temporale dei campi, e H_I , *hamiltoniana di interazione*, che dipende solo dai campi in ingresso e T rappresenta l'ordinatore temporale. $U(t)$ è tale che:

$$| \beta \rangle_{out} = \lim_{t \rightarrow \infty} U(t) | \alpha \rangle_{in} U(t) \quad \text{e} \quad \lim_{t \rightarrow \infty} U(t) = I (\text{Identità}).$$

pag. 31), il quale ne semplifica la versione originale di Wheeler (mediante un formalismo leggermente più moderno ma che non altera il contenuto fisico)⁶:

$$\langle \mathbf{r}_\alpha | \hat{U}^+ | \mathbf{r}_\beta \rangle = \frac{i}{2k_\alpha r_\alpha} \left[\langle \mathbf{r}_\alpha | e^{ik_\alpha r_\alpha} | S | e^{ik_\alpha r_\alpha} | \mathbf{r}_\beta \rangle \right].$$

Negli anni trenta la teoria quantistica dei campi permetteva una descrizione solo parziale di molti fenomeni di *scattering*; per le interazioni a livello nucleare invece il problema era del tutto irrisolto, per cui, anche se solo come strumento di calcolo, l'introduzione della matrice S aprì grosse prospettive.

1.3 Il programma della Matrice S di Heisenberg nel 1943

L'idea di sviluppare un'intera teoria fondata sulle proprietà della matrice S si deve, come già accennato nell'introduzione, a Werner Heisenberg nel 1943. Il fisico tedesco pensava a una teoria che determinasse le caratteristiche delle ampiezze di diffusione, basandosi su principi del tutto generali (*unitarietà e analiticità*), indipendentemente dai dettagli delle forze che determinavano la dinamica. Seguendo la ricostruzione storica della fisica delle alte energie negli anni trenta, fatta da D.C. Cassidy (**13**), furono i problemi connessi all'interpretazione delle piogge di raggi cosmici e la divergenza delle sezioni d'urto (nella descrizione che ne faceva di essi la teoria dei campi classica nella versione del formalismo del decadimento β di Fermi), che portarono Heisenberg a indicare l'esistenza di una lunghezza fondamentale (egli pensò all'ordine di grandezza $l \approx 10^{-13}$ cm). Questa doveva affiancare le altre due costanti fondamentali h e c ; al di sotto di essa non vi doveva essere più una corrispondenza tra la visione classica (*hamiltoniana*) e quella quantistica. Inoltre, occorre una profonda revisione della dinamica delle particelle elementari, per cui propose l'idea di una teoria fondata sulla matrice S.

⁶ L'espressione di Wheeler nel suo complesso indica l'ampiezza di probabilità, relativa alla transizione tra uno stato iniziale (eliminando il moto del centro di massa, si considera in questo caso solo la dinamica relativa delle due particelle) $|\mathbf{r}_\alpha\rangle$ e uno finale $|\mathbf{r}_\beta\rangle$; l'apice con il segno "+" sta ad indicare che le funzioni d'onda in uscita descrivono il sistema in una situazione asintotica in cui non c'è alcuna interazione ($r_\alpha \rightarrow \infty$); l'espressione in parentesi si compone di due termini, il primo indica un'onda "incidente" imperturbata, il secondo indica un'onda "uscente" dal processo di scattering, la quale ha subito un cambiamento quantificato dai coefficienti $S_{\alpha\beta}$.

Heisenberg pensò che questo nuovo approccio non doveva far riferimento all'hamiltoniana delle interazioni o all'equazioni del moto, ma solo a grandezze osservabili. Non che l'hamiltoniana intesa come energia totale fosse una grandezza quantisticamente non osservabile, ma ciò che Heisenberg voleva era una teoria basata su grandezze che venivano misurate in un esperimento, e non su quelle strutture teoriche della teoria dei campi, che in alcuni casi divergevano (i valori infiniti per le autoenergie degli elettroni, per esempio).

Questa idea di considerare solo grandezze osservabili derivava dal suo modo di interpretare la meccanica quantistica in una qualche forma costruttivista, che lo aveva portato alla formulazione della meccanica delle matrici, già alternativa alla formulazione di Schrödinger.

Lo stesso Heisenberg scrive nell'introduzione al primo dei suoi due lavori del 1943 che (14):

“I noti problemi di divergenza nella teoria delle particelle elementari indicano che la teoria futura conterrà nella sua fondazione una costante universale delle dimensioni di una lunghezza, che, nella forma esistente della teoria, non può essere costruita in nessun modo senza produrre delle contraddizioni. In considerazione di ciò, il presente lavoro si propone di estrarre dalla fondazione della teoria quantistica dei campi quei concetti che probabilmente non saranno scartati dalla teoria futura”.

Nei suoi lavori erano presenti una grande quantità di nuove idee. Nella rappresentazione dello spazio dei momenti, Heisenberg introdusse la matrice S in termini dei coefficienti che permettevano di definire le funzioni d'onda in uscita in un processo di scattering, mediante l'espressione formale:

$$\varphi_{i,k}^+ = \varphi_{i,k}^0 + S_{ik} \varphi_{i,k}^+ .$$

Gli indici i e k indicavano il momento iniziale e quello finale di un'onda piana coinvolta in un processo di scattering. Nel ragionamento di Heisenberg l'onda piana $\varphi_{i,k}$ (in realtà essa indica l'ampiezza di probabilità di una transizione da uno stato i a uno k) veniva decomposta in $\varphi_{i,k} = \varphi_{i,k}^0 + \varphi_{i,k}^+$. Nel processo di scattering, solo la sua parte asintotica ottenuta per $t \rightarrow +\infty$, cioè $\varphi_{i,k}^+$, subiva una trasformazione, quantificata da S_{ik} . La notazione usata da Heisenberg, come riporta Cushing (1, pag. 35), era puramente simbolica.

Nel primo articolo del 1943 (14) Heisenberg ottenne una serie risultati, come per esempio quello di collegare l'espressione della *reaction cross section* agli elementi della matrice S:

$$\sigma_r = \sum_{\alpha \neq \beta} \sigma_{\alpha\beta} = \frac{\sigma}{k^2} \sum_{\alpha \neq \beta} |S_{\alpha\beta}|^2$$

Heisenberg derivò poi, in questo nuovo formalismo, anche il *teorema ottico* in una forma elegante e moderna: il teorema legava la sezione d'urto totale alla parte immaginaria dell'ampiezza di diffusione per uno *scattering elastico in avanti*. Una volta espressa la matrice S nella forma $S = 1 + 2iT$; dove la matrice T , detta di *reazione*, rappresentava l'effettivo prodotto dell'interazione, applicando l'unitarietà aveva trovato l'espressione:

$$\sigma \frac{i}{2} (T - T^\dagger) = TT^\dagger,$$

la cui parte diagonale dava il teorema ottico:

$$\text{Im} T_{ii} = \sum_j |T_{ij}|^2.$$

Nell'articolo del 1943 Heisenberg aveva anche introdotto una *matrice di fase hermitiana* Φ per definire la matrice S, come:

$$S = e^{i\Phi}.$$

(Nella teoria di Heisenberg oltre a essere unitaria S doveva risultare anche *Lorentz-invariante*).

La matrice di fase hermitiana Φ era la grandezza principale che si sperava che venisse determinata dalla nuova teoria, essenzialmente, a quel tempo, per tentativi. La sua determinazione avrebbe rimpiazzato le equazioni del moto, come pure l'equazione di Schrödinger o il formalismo hamiltoniano della teoria quantistica dei campi. Lo stesso Heisenberg aveva indicato come la matrice Φ sarebbe stata calcolata in quei casi in cui l'hamiltoniana non era nota. Nel secondo articolo (15) del 1943 in effetti, tentò di calcolare S per particolari modelli di Φ .

Nell'anno successivo Heisenberg sviluppò il suggerimento del fisico olandese H.A. Kramers secondo cui la matrice S poteva essere considerata come una funzione analitica delle sue variabili, con gli stati legati di sistemi interagenti corrispondenti agli zeri della matrice S sull'asse (negativo) immaginario k , dove l'energia era espressa dalla relazione $E = k^2$. L'idea di Kramers derivava da un vecchio lavoro non pubblicato fatto da lui stesso e da S.A. Wouthuysen (1, pag. 38).

Lo stesso Wouthuysen nel 1940, relativamente agli studi di risonanze nucleari, aveva interpretato gli *stati radioattivi*, detti di Gamow, come singolarità per l'energia complessa delle ampiezze di scattering, e si era posto la questione di come gli stati legati reali fossero connessi alle ampiezze di scattering. Allora aveva dimostrato l'analiticità delle ampiezze di scattering e in questo modo aveva interpretato gli stati legati come singolarità con energia negativa. Wouthuysen non si rese conto dell'importanza di questi studi, che tra l'altro abbandonò con l'inizio della guerra. Successivamente furono proprio Kramers e lo stesso Heisenberg a valorizzarli.

Heisenberg nel 1944 dimostrò esplicitamente questa connessione tra gli zeri e gli stati legati all'interno di particolari modelli. Quindi l'importante suggerimento di Kramers implicava che la matrice S non solo determinava quelle osservabili legate alle sezioni d'urto di scattering a energia positiva, ma fissava anche gli stati legati di un sistema. Ciò apriva grandi possibilità all'interpretazione di sistemi interagenti in modo allora non noto.

Lo stato del vecchio programma della matrice S di Heisenberg, si evince da un intervento di Kramers durante un simposio tenuto a Utrecht durante la primavera del 1944 (1, pag. 42).

“Le recenti investigazioni di Heisenberg, concernenti la possibilità di una descrizione relativistica dell'interazione che non è basata sull'uso di una hamiltoniana con termini di interazione nell'equazione di Schrödinger, porta Heisenberg a considerare solo particelle libere (cioè, stati asintotici) e introduce un formalismo (matrice di scattering) il cui significato risulta da una interazione a corto raggio tra di esse (scattering). Formalmente la matrice di scattering viene derivata dall'hamiltoniana, ma adesso noi vogliamo considerare la matrice di scattering come fondamentale. A noi non interessa se esista un'equazione di Schrödinger per particelle in interazione; a noi interessa se esistano evidenze di corrispondenza e come la matrice S obbedisca a esse. E' importante pure il fatto che in linea di principio la matrice S è anche capace di risolvere il problema in cui stati stazionari di particelle possono essere legati insieme.

Questi sono correlati all'esistenza e alla posizione di zeri e poli delle *autofunzioni* della matrice di scattering, considerata come una funzione complessa dei suoi argomenti. I calcoli di Heisenberg danno già un modello molto semplice di un sistema di due particelle, in cui appare un ben determinato stato stazionario, definito in senso relativistico e senza alcun problema di divergenza.

Per quanto promettente, questo è ancora solo un inizio; e in particolare in riferimento alla descrizione corretta del campo elettromagnetico dei fotoni, io mi aspetto delle difficoltà, che gli studi in questa direzione tenteranno di superare. Fortunatamente il programma di Heisenberg è ancora aperto, e ci si può aspettare molto da una fortunata combinazione con altre idee”.

1.4 L'abbandono del programma del 1943

Nel 1946 Heisenberg aveva intenzione di pubblicare un nuovo articolo che poi non fu mai pubblicato; esso doveva contenere la discussione del problema dell'interazione di più corpi, trattato nell'ambito del sistema teorico della matrice S . Questo problema pose a Heisenberg tutta una serie di difficoltà, che, allontanandolo dal suo programma, lo portarono a rioccuparsi della teoria delle turbolenze e della teoria non lineare di campo. Il fatto che alla fine degli anni quaranta Heisenberg facesse in qualche modo *dietrofront* non deve stupire, considerando che allora il programma di rinormalizzazione⁷ nella teoria dei campi sembrò risolvere il problema delle divergenze. In aggiunta la teoria elettrodinamica (*QED*) nella formulazione di Feynman, Tomonaga e Schwinger si rivelò una teoria con grandi capacità predittive.

La posizione di Heisenberg nel 1957 diviene ancora più netta (16):

“Per evitare problemi fondamentali molti fisici si sono concentrati in questi ultimi anni sulla matrice S , che è una quantità immediatamente ricavabile dagli esperimenti; in questo senso essa doveva contenere in sé i germi teorici di una nuova teoria, che non avrebbe avuto i vari problemi delle teorie di campo di quel tempo. Ma il formalismo della matrice S non garantisce da solo la causalità relativistica. Non è esagerato dire che la matrice S è un metodo importante per ottenere risultati rilevanti sui processi di collisione; ma, per quanto importante, essa è una grandezza matematica molto complicata, che dovrebbe essere derivata da equazioni di campo fondamentali”.

⁷ Già in nella teoria classica di descrizioni di elettroni come punti erano intervenute divergenze nella descrizione di alcuni effetti. Nel 1930 Waller (17, pag. 286) aveva lavorato sulle autoenergie degli elettroni in accordo con la teoria di Dirac e aveva trovato una divergenza quadratica. Inoltre la complicazione introdotta dalla teoria dei quanti dalle fluttuazioni del vuoto del campo elettromagnetico peggiorava le cose. Questi contributi si andavano a sommare alle autoenergie degli elettroni che quindi interagivano con il campo da loro stessi generato. Un modo di affrontare il problema era quello di considerare una distribuzione di carica non puntuale ma estesa in un raggio dato dalla lunghezza Compton. E quindi di far interagire le fluttuazioni del vuoto con questa carica estesa.

L'idea alla base delle tecniche di rinormalizzazione era quella di riassorbire quantità infinite come contributi alla massa e alla carica dell'elettrone, il risultante valore rinormalizzato doveva essere eguagliato al valore sperimentale della massa e della carica. L'idea di rinormalizzare la carica fu introdotta da Dirac nel 1933, per risolvere il seguente problema: la polarizzazione del vuoto relativa al campo generato dall'elettrone produceva una infinità di contributi non osservabili alla carica dell'elettrone.

La tecnica della rinormalizzazione della massa fu usata invece da Bethe nel 1947 per calcolare esplicitamente il *Lamb shift* nello spettro dell'atomo di idrogeno. In generale il problema era quello di definire delle procedure non ambigue di rinormalizzazione che fossero generali e in qualche modo giustificabili fisicamente. Il procedimento doveva essere invariante sotto il gruppo di Lorentz innanzitutto. Chi effettivamente sistemò il problema dandogli una veste formalmente adeguata furono Tomonaga, Schwinger e Feynman realizzando una formulazione covariante della QED e poi da Dyson che tradusse questi concetti nell'ambito della matrice S (intesa però nel framework della teoria dei campi). I risultati più spettacolari del successo della rinormalizzazione furono il calcolo dettagliato del Lamb shift anomalo nello spettro atomico dell'idrogeno e il momento magnetico anomalo dell'elettrone, la correzione radiativa dello scattering Compton ecc. Un serie di esperimenti raffinati negli anni successivi dava rimarchevoli accordi tra teoria ed esperimenti.

E infine al congresso Solvay del 1961 Heisenberg riflette sulle ragioni che lo hanno portato ad abbandonare il suo programma (18).

“Quando ho lavorato sulla matrice S negli anni che vanno dal 1943 al 1948, ho sempre tentato di costruire una teoria della matrice S pura. Ma se si tenta di costruire la matrice S da semplici assunti, il risultato è spesso una grandezza non analitica in luogo di qualcosa che dovrebbe esserlo. Io ho incontrato molte difficoltà nel costruire matrici S analitiche. Il solo modo di ottenere il corretto comportamento analitico sembra essere una deduzione dall’hamiltoniana alla vecchia maniera.”

In realtà altri fattori spinsero Heisenberg all’abbandono del suo programma. Un ruolo non marginale ebbero i lavori (19) di S. T. Ma del 1946 sulla presenza di zeri ridondanti (cioè, non corrispondenti a effettivi stati fisici legati) per la matrice S . Questo risultato andava a minare l’idea precedente di una corrispondenza biunivoca tra stati fisici e poli della matrice S ; per cui quest’ultima appariva ora come una sovrastruttura matematica, che solo parzialmente dava indicazioni genuinamente fenomenologiche.

Vi furono poi, le critiche di alcuni membri della comunità scientifica dell’epoca. Basti pensare che Pauli etichettò il programma della matrice S come “vuoto”. Insomma, alla fine degli anni quaranta Heisenberg ritornò alla teoria dei campi per dedicarsi alla costruzione di una teoria di campo unificato non lineare (che, comunque, poi Pauli nel 1956 dimostrò essere sbagliata).

La comune percezione del programma della matrice S di Heisenberg del 1940 è che esso incontrò rapidamente delle difficoltà e che quindi velocemente fu abbandonato. Inoltre, si tende a ritenere che l’originale programma di Heisenberg fu irrilevante per lo sviluppo teorico che portò successivamente al programma del 1960 di Chew; invece, Cushing sostiene (3, pag. 120) che gli originali lavori di Heisenberg avevano posto un insieme di questioni che poi hanno portato a notevoli risultati teorici successivi, non ultima la teoria della dispersione di M. Goldberger e M. Gell-Mann.

1.5 Gli sviluppi teorici degli anni cinquanta

Il programma di Heisenberg pose comunque dei problemi che furono in parte affrontati negli anni cinquanta. Le domande principali a cui dare una risposta erano legate

sostanzialmente a tre problemi. Si trattava di capire quale fosse la connessione tra causalità e analiticità degli elementi della matrice S , come si determinasse il potenziale di interazione della teoria di Schrödinger dai dati di scattering, e come si dovessero effettivamente costruire gli elementi della matrice.

Il programma della teoria della dispersione⁸ provvede a dare uno schema dinamico per calcolare gli elementi di matrice che mancavano nel programma di Heisenberg. Per quanto il vecchio programma della matrice S non ebbe un'influenza diretta sul lavoro che portò alla teoria della dispersione e ai programmi della matrice S del 1950 e del 1960, Cushing ritiene (1, pag. 67) però che le idee generali di Heisenberg fossero note, sia per la lettura diretta degli articoli di Heisenberg, sia per delle letture date da Gregor Wentzel⁹ all'Università di Chicago negli anni cinquanta; ma che solo successivamente molti fisici furono consapevoli dell'importanza del programma di Heisenberg per lo sviluppo dei loro studi. L'opinione del fisico Richard J. Eden in questione è rilevante in merito. Secondo Eden (3, pag. 121), che aveva collaborato allo sviluppo della teoria della dispersione di Goldberger, sicuramente quest'ultimo conosceva i suoi lavori relativi alla struttura analitica della matrice S nella teoria quantistica dei campi, i quali lavori, a detta dello stesso autore, erano esplicitamente riferiti al programma di Heisenberg.

Nonostante ciò l'originale motivazione addotta da Goldberger per il programma di dispersione proposto nel 1954 da lui insieme a Gell-Mann e Thirring (20, pag. 221) era solo quella di estrarre risultati esatti dalla teoria dei campi, senza alcun riferimento alla teoria della matrice S di Heisenberg. L'analiticità delle ampiezze di scattering e le relazioni di dispersione erano derivate dall'assunto di *microcausalità*¹⁰ per gli operatori di campo osservabili. Inoltre il principio, chiamato *crossing symmetry*¹¹ era visto come una proprietà soddisfatta dai diagrammi di Feynman, sempre in una visione perturbativa delle interazioni.

⁸ Nell'intervista a Marcello Cini, presente nel secondo capitolo, vi è un'ampia parte dedicata alle relazioni di dispersione e alla loro storia.

⁹ Gregor Wentzel (1898-1978) è un fisico teorico tedesco che lavorò in Svizzera e poi in America. Wentzel ha scritto un libro di grande influenza sulla teoria quantistica dei campi (pubblicato a Vienna nel 1943), tradotto poi nel 1949 da C. Houtermann e J. M. Jauch, *Quantum Theory of Field* (New York, Interscience). Egli è stato il primo a portare negli Stati Uniti alla fine degli anni quaranta la novità del programma della matrice S di Heisenberg.

¹⁰ La *microcausalità* implica che gli operatori di campo $\varphi(x)$ nello spaziotempo (che creano e distruggono particelle dal vuoto) commutano su separazioni di tipo spazio, cioè: $[\varphi(x), \varphi(y)] = 0$ quando $(x - y)^2 < 0$. Questo concetto piuttosto astratto e legato a un certo formalismo, è stato visto spesso lontano dal concetto fisico di causalità (o *macrocausalità*), in proposito è interessante il parere di Marcello Cini nell'intervista presente nel secondo capitolo.

¹¹ Di questo principio si parlerà ampiamente nel corso di tutta la tesi perché è un principio base su cui si fondava il programma di Chew degli anni sessanta. Vedremo che il principio esprimeva una sostanziale simmetria tra processi di scattering apparentemente differenti.

Differentemente nella conferenza di Rochester del 1956 Gell-Mann sostenne (20, pag. 222) che il programma sulle relazioni di dispersione era sì un modo per formulare una teoria di campo per situazioni di *mass shell* (quindi per particelle reali), ma anche che il programma della dispersione, se trattato non perturbativamente, era una reminiscenza dell'approccio di Heisenberg, che consisteva nel ricavare direttamente i termini della matrice S senza passare per una teoria di campo. L'unitarietà doveva legare la parte immaginaria dell'ampiezza di scattering alla sezione d'urto totale. La causalità (conseguenza dell'analiticità) legava la parte reale a quella immaginaria dell'ampiezza di scattering. In questo modo, secondo Gell-Mann, era possibile ottenere un insieme chiuso autoconsistente di equazioni (che potevano essere risolte con metodi perturbativi), che permettevano di ricavare l'intera matrice S da principi fondamentali e liberi da quelle difficoltà concettuali e matematiche proprie della teoria dei campi.

Negli anni cinquanta fu proprio Eden, insieme ad altri, a trasportare i risultati del formalismo della matrice S nello studio dei fenomeni nucleari. Un capitolo nuovo, che naturalmente la teoria dei campi di allora difficilmente poteva affrontare. Sviluppare una teoria dei *mesoni* per la *forza nucleare forte*, in particolare nella forma di un accoppiamento di *pioni* a *nucleoni*, era complicato. La rinormalizzazione non era realizzabile. Il processo di rinormalizzazione era praticamente possibile solo in un approccio perturbativo in cui fosse possibile sottrarre un termine infinito da un altro a ogni grado del calcolo perturbativo. Questo approccio dipendeva in maniera cruciale dal fatto che la costante di accoppiamento era relativamente piccola. Fu evidente allora che una tecnica perturbativa (che aveva avuto successo nel caso della QED) non poteva essere applicata alla teoria dei mesoni, a cui corrisponde una costante di accoppiamento grande ($g^2 / hc \approx 15$). Questo gettava grossi dubbi sull'approccio della teoria quantistica dei campi per le interazioni forti.

La non rinormalizzabilità delle interazioni forte e *debole*, aveva spinto molti, tra cui anche il famoso fisico Lev Landau a una critica severa alla teoria dei campi e quindi a tutti i concetti connessi: operatori di campo, *microcausalità*, approccio lagrangiano, approccio perturbativo ecc.

Un'altra difficoltà concettuale della teoria dei campi era legata alla sua visione *atomistica*. Infatti uno degli assunti di base erano che i campi fondamentali descritti da equazioni di campo erano associati a particelle elementari, che erano considerati come blocchi fondamentali per costruire la materia dell'intero universo. Ma già negli anni trenta si era realizzato, nonostante il *decadimento beta*, che i neutroni non erano un composto di un protone e un elettrone, perciò la divisione della materia in blocchi elementari che ne

costruivano altri più complessi era visto solo come un modello approssimato, che aveva molto successo in situazioni non relativistiche ma non nella fisica delle alte energie. Era impossibile pensare che o il protone o il neutrone fossero una particella più elementare dell'altre e di tutte quelle scoperte negli anni cinquanta. Ma la teoria dei campi invece era obbligata a fare una distinzione tra particelle elementari e composte e i criteri di discriminazione non erano ben definiti, e inoltre era inadeguata a descrivere particelle associate alle *traiettorie di Regge* (che saranno descritte alla fine del paragrafo).

Gli studi di Eden portarono quei legami, intuiti da Kramers e in parte da Heisenberg (sul rapporto tra la struttura singolare della matrice S e gli stati fisici di sistemi interagenti) a essere molto più stringenti. Era in qualche modo l'unica possibilità allora, se pur fenomenologica, di interpretare l'enorme varietà di particelle e di fenomeni nucleari che venivano fuori da esperimenti con acceleratori sempre più potenti, che andavano a investigare energie sempre più elevate e che quindi, interessavano regioni spaziali delle dimensioni nucleari e subnucleari.

Lo studio delle risonanze nucleari, cioè di stati instabili che decadevano rapidamente, oppure le soglie energetiche di *processi anelastici*, o ancora le costanti di accoppiamento di interazioni forti, erano tutti fenomeni riconducibili allo studio dei poli della matrice S , dei suoi *punti di diramazione* o dei *residui* nei poli. La posizione di un polo nel piano complesso dell'energia poteva essere interpretato come la massa di una particella; se inoltre vi fosse stata anche una parte immaginaria, questa avrebbe dato informazioni sul tempo di durata di una risonanza.

Ma altri sviluppi teorici si susseguirono nell'arco dei vent'anni successivi ai primi tentativi di Heisenberg; per esempio, un capitolo importante nella storia dei programmi della matrice S lo assunse, come detto, lo studio sulle relazioni di dispersione. Così come per la propagazione di onde luminose esistevano relazioni di dispersione, relative all'indice di rifrazione complesso, in analogia doveva essere possibile scrivere una relazione del tipo:

$$\text{Im} S(k) = \frac{1}{\pi} P \int \frac{\text{Re} S(k') dk'}{(k' - k)}; \quad (\text{l'integrale è inteso al valor principale})$$

cioè, una relazione che legasse la parte immaginaria alla parte reale della matrice S , vista come funzione analitica dell'impulso, considerato a sua volta come variabile complessa. Ciò permetteva di legare parti diverse della matrice S che, prese singolarmente, avrebbero dovuto descrivere fenomeni di scattering differenti fra loro.

L'idea successiva di R. Jost e altri nel 1950 (1, pag. 59) era quella (nell'ambito dell'elettrodinamica quantistica) di applicare la tecnica delle relazioni di dispersione per calcolare, mediante uno sviluppo perturbativo, il valore di alti ordini, mediante un processo iterativo. Il concetto di base era quello secondo cui espandendo in serie di potenze (nella carica elettrica, per esempio) $S(k)$:

$$S(k) = 1 + eS_1(k) + e^2S_2(k) + \dots$$

dalla condizione di unitarietà si doveva ricavare:

$$1 + e(S_1 + S_1^+) + e^2(S_1S_1^+ + S_2^+ + S_2) + \dots = 1 ;$$

ciò implicava che:

$$2 \operatorname{Re} S_2 = |S_1|^2.$$

Applicando la relazione di dispersione precedente:

$$\operatorname{Im} S_2(k) = \frac{1}{\pi} P \int \frac{\operatorname{Re} S_2(k') dk'}{(k' - k)}.$$

Se in qualche modo era possibile determinare S_1 , mediante le relazioni di dispersione si potevano ricavare altri ordini nello sviluppo in serie, iterando il procedimento. Un metodo costruttivo che avrebbe dovuto aggirare in qualche modo la difficile interpretazione matematica del concetto di rinormalizzazione.

Gli studi sulle relazioni di dispersione troveranno poi il loro massimo sviluppo teorico negli studi sulle rappresentazioni di Mandelstam¹² del 1958. Sono dei lavori relativi a quelle che Mandelstam definiva le doppie relazioni di dispersione (21). Egli vide che in alcuni casi

¹² Se con il fisico americano era possibile rappresentare con delle doppie relazioni di dispersione (cosa che non fu mai dimostrata per quanto ampiamente applicata: è interessante in proposito leggere la ricostruzione storica fatta da Marcello Cini nell'intervista presente nel secondo capitolo) la dipendenza delle ampiezze $T(s, t, u)$ da due delle tre variabili da lui stesso introdotte, che nel caso di scattering tra due particelle prendono la forma:

$$s = (p_1 + p_2)^2$$

$$t = (p_1 - p_3)^2$$

$$u = (p_1 - p_4)^2$$

$$s + t + u = \sum_{i=1}^4 m_i^2 \quad \text{con } m_i^2 = p_i^2 = p_{0i}^2 - p_i^2$$

Le relazioni si componevano di un termine polare più dei termini che tenevano conto del contributo continuo di stati che venivano a crearsi in corrispondenza di *soglie anelastiche*, tenute in conto mediante opportune integrazioni di forme spettrali (22, pag. 647):

$$T(s, t, u) = \text{Poli} + \frac{\rho(s', t')}{(s - s')(t - t')} ds' dt' + \frac{\rho(s', u')}{(s - s')(u - u')} ds' du' + \frac{\rho(t', u')}{(u - u')(t - t')} du' dt'.$$

era possibile generare (ma non riuscì mai a generalizzare questo risultato) delle doppie relazioni di dispersione, che permettevano di studiare le ampiezze di diffusione come funzioni di due variabili complesse indipendenti (per esempio, l'impulso trasferito e l'energia); cioè, si accorse che gli elementi della matrice S potevano essere sviluppati su somme e integrali dipendenti contemporaneamente da più variabili, corrispondenti agli invarianti cinematici del processo di reazione. Poiché ciascuno di questi invarianti rappresentava un canale di reazione, ciò comportava un risultato di grande importanza, perché era un modo di legare fra loro analiticamente processi apparentemente diversi, che coinvolgevano appunto canali di reazioni diversi¹³. Queste doppie relazioni di dispersione in pratica venivano poi usate per spiegare le proprietà delle ampiezze di diffusione a bassa energia.

Un ulteriore sviluppo che portò al programma di Chew degli anni sessanta fu un modello elaborato dallo stesso Chew e Francis Low tra il 1953 e il 1954 (23). Essi svilupparono un modello statico per lo scattering pione-nucleone con delle equazioni non lineari per le ampiezze di scattering. La soluzione soddisfaceva l'unitarietà e il crossing, aveva un singolo polo (un *mesone*) e un buon comportamento asintotico (20, pag. 223), e inoltre c'era un discreto accordo con i dati sperimentali. La posizione di questi poli era associata alla massa della particella e il residuo del polo era connesso con l'*intensità della forza* (la costante di accoppiamento). Il concetto di forza diveniva pressoché puramente matematico e connesso alle singolarità di una matrice S analitica, e inoltre le relazioni di dispersione erano usate come formule di *Cauchy-Riemann* per esprimere la matrice S a partire dalle sue singolarità.

Un ulteriore sviluppo fondamentale che consentì a Chew di sviluppare successivamente il suo programma fu dato da Tullio Regge. Come sarà discusso ampiamente nel secondo capitolo, mediante un'intervista originale allo stesso Regge, il contributo del noto fisico italiano fu essenziale per il tentativo di Chew di implementare una teoria di matrice S che fosse consistente alle alte energie. Regge in realtà si trovò inconsapevolmente proiettato in questo contesto teorico. Inizialmente infatti lavorava nell'ambito della teoria dei potenziali e aveva studiato la possibilità di estendere il momento angolare in un piano complesso. Questa posizione permetteva una serie di semplificazioni nello studio delle ampiezze di scattering nella teoria dei potenziali e in un contesto non relativistico. Ma successivamente applicando questi risultati, alla fine degli anni cinquanta, Regge aveva mostrato che era possibile continuare analiticamente la matrice S simultaneamente nel piano complesso

¹³ Le relazioni di doppia dispersione generavano un nuovo schema dinamico, in cui a causa del *crossing*, la forza in un dato canale era espressa da un polo nel canale incrociato. Questo nuovo schema, come verrà fatto vedere nei paragrafi successivi, portò all'approccio del *bootstrap* per descrivere gli adroni.

dell'energia (equivalente alla variabile di Mandelstam s) e in quello complesso del momento angolare j . Conseguentemente la posizione di un particolare polo nel piano j era una funzione analitica di s , e un fissato polo era dato dall'equazione $\alpha(s) = \text{costante}$ (era la nota espressione che definiva il concetto di *polo* o *traiettoria di Regge*).

Se per una certa energia ($s > 0$) il valore della parte reale di $\alpha(s)$ assumeva il valore di un intero positivo oppure nullo, si aveva in questo punto una risonanza fisica o uno stato legato con *spin* pari a quell'intero, così in generale la traiettoria di un singolo polo nel piano j al variare di s corrispondeva a una famiglia di particelle di differenti masse. Tuttavia Regge faceva vedere che quando s era minore di zero, la traiettoria $\alpha(s)$ controllava il comportamento asintotico dell'ampiezza di scattering elastico, che veniva a essere proporzionale a $t^{\alpha(s)}$, dove t rappresentava l'altra variabile di Mandelstam e quindi il *canale incrociato* della reazione, e dove $\alpha(s)$ assumeva valori negativi (20, pag. 224). Perciò solo in quelle *onde parziali* (che costituivano lo sviluppo dell'ampiezza di scattering) con $l < \alpha(s)$ sarebbero stati trovati stati legati. Questo implicava che la traiettoria per $s < 0$ avrebbe rivelato il comportamento asintotico dell'ampiezza nel canale t (canali che erano analiticamente collegati dal crossing).

1.6 Il programma di Chew negli anni sessanta

Gli sviluppi teorici e matematici dei vent'anni che seguirono il vecchio programma di Heisenberg furono, come visto, notevoli. Non essendoci ancora una teoria di campo per le interazioni forti, molti fisici, avendo agli inizi degli anni sessanta un bagaglio teorico più ampio rispetto a quello posseduto da Heisenberg nel 1943, furono portati a reimpostare la fisica teorica delle alte energie mediante un nuovo programma fondato sulla matrice S ; questa, nuovamente, non doveva essere interpretata come un ente derivato dalla teoria quantistica dei campi, ma doveva essere, come nello spirito originario di Heisenberg, una struttura formale totalmente autonoma e autoconsistente.

Colui che nuovamente lanciò questa “sfida” alla teoria dei campi, fu il più volte citato Geoffrey Chew, che sviluppò a più riprese nel corso degli anni sessanta, singolarmente e poi con il contributo di altri, una formulazione della teoria della matrice S per le interazioni forti.

Le idee di Chew e dei suoi sostenitori erano in qualche modo dirompenti, perché andavano oltre un semplice cambiamento del formalismo con cui affrontare i problemi di

fisica nucleare. Erano messi in discussioni alcuni dei fondamenti di base della fisica teorica del tempo, aprendosi poi a speculazioni filosofiche non facilmente controllabili.

Il modello di interazioni forti di Chew era fondato sul concetto di *bootstrap*. Secondo Chew e altri, il crossing¹⁴ e l'unitarietà dovevano collegare le proprietà analitiche delle

¹⁴ L'invarianza di Lorentz fa sì che la matrice S dipenda da invarianti cinematici, ottenuti per esempio con i quadripulsi. Nel caso di due particelle scalari con impulsi p_1 e p_2 entranti in un processo di scattering e di due particelle con impulsi p_3 e p_4 uscenti da tale processo (supponendo che tutte le particelle in gioco abbiano una stessa massa m per semplicità), è possibile schematizzare il processo come $(1+2 \rightarrow 3+4)$. I possibili invarianti cinematici (non tutti indipendenti) saranno allora:

$$\begin{aligned}s &= (p_1 + p_2)^2 \\ t &= (p_1 - p_3)^2 \\ u &= (p_1 - p_4)^2\end{aligned}$$

$$s + t + u = \sum_{i=1}^4 m_i^2 \quad \text{con } m_i^2 = p_i^2 = p_{0i}^2 - p_i^2$$

Nel sistema del baricentro delle masse 1 e 2 (e quindi anche delle masse 3 e 4) abbiamo per l'energia E , l'impulso $q = (E^2 - m^2)^{1/2}$, e l'angolo di diffusione θ , le seguenti espressioni:

$$\begin{aligned}s &= 4E^2 \\ t &= -2q^2(1 - \cos\theta) \\ u &= -2q^2(1 + \cos\theta)\end{aligned}$$

per cui la regione fisica dei possibili valori di queste variabili è definita dalle condizioni:

$$s > 4m^2; \quad t, u < 0.$$

Una proprietà fondamentale della teoria della matrice S che proviene dalla teoria quantistica dei campi è come detto la proprietà di *crossing*, che collega ampiezze di diffusione relative a processi diversi. Secondo questa proprietà una particella entrante “ i ” di impulso P_i può essere sostituita dall' *antiparticella* “ $\bar{i}$ ” uscente con impulso $-P_i$ (e viceversa), per cui l'ampiezza $T(s, t, u)$ che descrive il processo $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ è equivalente a quella che descrive il processo $1 + \bar{3} \rightarrow \bar{2} + 4$, e ancora $1 + \bar{4} \rightarrow \bar{2} + 3$.

Questo implica che le informazioni su processi diversi possono essere analiticamente collegate.

Per esempio nel processo $1 + \bar{3} \rightarrow \bar{2} + 4$, con i rispettivi quadripulsi $p_1, -p_3; -p_2, p_4$ il legame con l'energia $\bar{E}$, l'impulso $\bar{q}$ e l'angolo di diffusione $\bar{\theta}$ nel corrispondente baricentro del sistema $1 + \bar{3} \rightarrow \bar{2} + 4$, sarà dato:

$$\begin{aligned}t &= 4\bar{E}^2 \\ s &= -2\bar{q}^2(1 - \cos\bar{\theta}) \\ u &= -2\bar{q}^2(1 + \cos\bar{\theta})\end{aligned}$$

$$t > 4m^2; \quad s, u < 0.$$

Analogamente per il terzo processo $1 + \bar{4} \rightarrow \bar{2} + 3$ avremo individuato la regione fisica:

$$u > 4m^2; \quad s, t < 0$$

In sintesi la figura seguente (Fig. 1) mostra le regioni fisicamente accessibili:

ampiezze per processi differenti, ossia diversi elementi della matrice S ; quindi poi il modello, così implementato, per autoconsistenza (bootstrap) doveva determinare tutte le possibili ampiezze. Inoltre, in questo schema autoconsistente, tutte le costanti dovevano essere trovate nell'ambito della teoria stessa, e non imposte arbitrariamente e mediante esperimenti, come accadeva nella teoria dei campi.

Il termine bootstrap¹⁵ fu usato per la prima volta da Chew alla conferenza di Kiev del 1959 (1, pag. 128), ma fu solo nel gennaio del 1960 che Chew e Stanley Mandelstam in un articolo fondamentale, *Theory of the Low-Energy Pion-Pion Interactions* (24), misero in evidenza come agiva il meccanismo del bootstrap, per quanto nell'articolo non venne mai esplicitamente usato quel termine. Ma molti storici, come Cushing, concordano nel considerare quel lavoro come il documento ufficiale che portò all'uso di tecniche matematiche nuove da cui si evinceva concettualmente l'uso dell'idea di bootstrap.

La congettura del bootstrap emergeva direttamente dal formalismo matematico implementato attraverso i principi (unitarietà, crossing e analiticità) della teoria della matrice S . I due fisici americani applicarono le rappresentazioni di Mandelstam al problema dello scattering *pione-pione*. Mostrarono che, se gli effetti anelastici dominavano solo alle alte energie e una ampiezza d'onda parziale di tipo s dominava alle basse energie, un insieme di

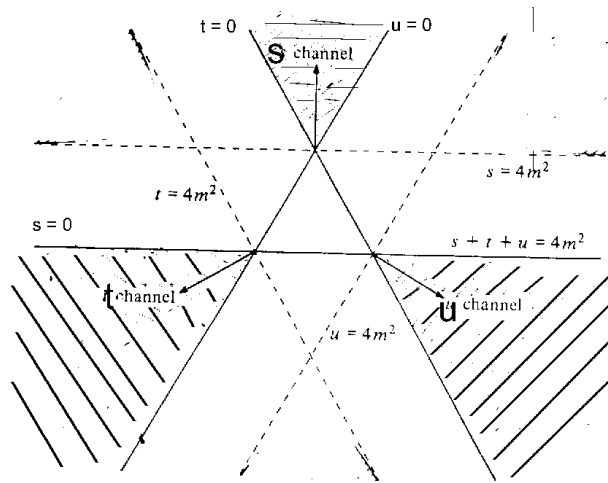


Figura 1: Domini fisici individuati dalle variabili di Mandelstam s , t ed u .

¹⁵ Come dice Murray Gell-Mann in *Il quark e il giaguaro* (25):

“La nozione implicita (quella di bootstrap) era che un insieme di particelle elementari poteva essere trattato come se fosse composto in modo autonomo da combinazioni di quelle stesse particelle. Tutte le particelle svolgerebbero la funzione di componenti, tutte (in un certo senso persino i fermioni) fungerebbero da quanti per i campi di forze che legano assieme i componenti, e tutte apparirebbero come stati legati dei componenti. Quando molti anni fa (Gell Mann scrive nel 1994) tentai di descrivere questa idea a un pubblico di tecnici alla Hughes Aircraft Company, l'ingegnere che dirigeva allora il programma del satellite sincrono, Harold Rosen, mi domandò se fosse qualcosa di simile a ciò che avevano trovato lui e i suoi collaboratori quando avevano tentato di spiegare un segnale estraneo nei circuiti che stavano costruendo. Essi riuscirono infine nel loro intento assumendo che il segnale fosse presente e mostrando che esso generava se stesso. Concordai che l'idea del bootstrap doveva essere in effetti qualcosa di simile: le particelle, nell'ipotesi che esistano, devono produrre forze di legame fra loro; gli stati legati risultanti sarebbero le particelle stesse, le quali sono le medesime che trasportano le forze. Un tale sistema di particelle, se esiste, origina se stesso”.

equazioni integrali accoppiate poteva essere ricavato. La soluzione di queste equazioni dipendeva da un solo parametro reale arbitrario, che poteva essere definito dalla costante di accoppiamento *pione-pione*. Inoltre, ricavarono la grandezza di questa nuova costante, e fornirono una procedura per risolvere queste equazioni integrali mediante un procedimento iterativo (bootstrap). In più affrontarono anche il caso dello scattering di una *onda p* e come in questo caso venivano modificate le equazioni integrali¹⁶.

¹⁶ Cushing ricostruisce (1, pag. 139) in sintesi il percorso concettuale seguito da Chew e Mandelsatm. I due fisici partirono con il considerare lo sviluppo di un'ampiezza di scattering in ampiezze d'onda parziale. Si può osservare infatti (1, pag. 292) che l'ampiezza di probabilità relativa a uno scattering elastico nel contesto di una teoria non relativistica è esprimibile mediante una somma sul momento angolare di polinomi di Legendre. I coefficienti di questo sviluppo sono appunto le ampiezze d'onda parziali che possono essere scritte nel modo seguente (1, pag. 127):

$$A_l(k^2) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 A(k^2, \cos\theta) P_l(\cos\theta) d(\cos\theta),$$

che per l'unitarietà possono successivamente essere espresse (1, pag. 128) in termini di uno spostamento di fase δ_l nella forma:

$$\frac{\delta_l}{k} e^{i\delta_l} \sin\delta_l, \quad \text{con } \delta_l = \sqrt{k^2 + m^2}$$

Chew e Mandelstam studiarono, nel caso dello scattering pione-pione, le proprietà delle funzioni $A_l(\theta = k^2)$, estese al piano complesso della variabile θ . Queste ampiezze avevano un taglio nel lato destro del piano complesso della variabile θ a partire da $\theta = 0$ e determinato dall'unitarietà nel canale diretto. E poi anche un taglio nel lato sinistro per $\theta < -\theta < \theta m^2$, derivante dall'unitarietà nel canale crossato (vedere figura a fine nota, Fig. 2). Il procedimento seguito consisteva nel fatto che era sempre possibile scrivere l'ampiezza $A_l(\theta)$ omettendo l'indice l , come rapporto di due funzioni:

$$A(\theta) = \frac{N(\theta)}{D(\theta)},$$

dove la funzione al numeratore aveva un taglio a sinistra nel piano complesso della variabile θ e la funzione a denominatore solo un taglio nel lato destro. La funzione $A(\theta)$ doveva annullarsi asintoticamente per cui erano imposte le seguenti condizioni:

$$\begin{aligned} N(\theta) &\rightarrow 0, \\ D(\theta) &\rightarrow 1. \end{aligned}$$

Ponendo la massa $m=1$, si ricavava dall'unitarietà per un'onda parziale elastica l'espressione:

$$\text{Im } A(\theta) = \sqrt{\frac{\theta}{\theta+1}} |A(\theta)|^2 \quad \text{con } 0 < \theta < 3.$$

Dove in corrispondenza del valore $\theta=3$ vi era una soglia anelastica (un punto di diramazione).

Dalla scelta dei tagli per le funzioni $N(\theta)$ e $D(\theta)$ derivava che:

$$\begin{aligned} \text{Im } N(\theta) &= D(\theta) \text{Im } A(\theta) & \theta < \theta < 1 \\ \text{Im } N(\theta) &= \text{Im } D(\theta) = 0 & 1 < \theta < 0 \\ \text{Im } D(\theta) &= N(\theta) \text{Im} \left[\frac{1}{A(\theta)} \right] = \sqrt{\frac{\theta}{\theta+1}} & 0 < \theta < + \end{aligned}$$

In questa trattazione approssimata venivano cancellati gli effetti anelastici. A questo punto venivano applicate le relazioni di dispersione per le funzioni $N(\theta)$ e $D(\theta)$ che andavano a costituire un insieme di equazioni integrali accoppiate:

Alcune delle idee di Chew nascevano da particolari interpretazioni dei diagrammi con cui Feynman rappresentava le interazioni elettrone-fotone nell'elettrodinamica quantistica alla fine degli anni quaranta. Dai lavori di Feynman e Dyson emergeva che c'era una corrispondenza biunivoca tra gli elementi di questi grafici e le grandezze matematiche che derivavano dall'equazioni che descrivevano analiticamente il processo, e che tale corrispondenza derivava dai principi della teoria quantistica dei campi. Ma Chew e altri fisici teorici pensarono di applicare i diagrammi di Feynman ad altre interazioni. E inoltre non pensavano che quei diagrammi dovessero derivare esclusivamente dai principi della teoria di campi: vi era l'idea che gli elementi di quei grafici potevano ricavarsi interamente in un nuovo *framework*, quello della matrice S. Inoltre i grafici di Feynman non presupponevano a priori l'esistenza di particelle più elementari di altre nell'ambito della fisica nucleare. Una particella che in una particolare orientazione dei diagrammi di Feynman appariva come una particella elementare, costituente di base di particelle più complesse, sotto una rotazione del diagramma poteva essere interpretata come una particella scambiata, responsabile di una forza o come una particella a sua volta composita. Nell'immagine che segue (Fig. 3), tratta dall'articolo di F. Zachariasen e C. Zemach, apparso su *Physical Review* nel 1962 (26), si sintetizza bene questo concetto.

$$N(\varGamma) = \frac{1}{\varGamma} \int_0^1 \frac{D(\varGamma') \operatorname{Im} A(\varGamma')}{(\varGamma' \varGamma)} d\varGamma' ,$$

$$D(\varGamma) = 1 + \frac{1}{\varGamma} \int_0^1 \frac{\sqrt{\varGamma'}}{\varGamma'+1} \frac{N(\varGamma')}{(\varGamma' \varGamma)} d\varGamma' .$$

La natura autoconsistente del problema (π - π) era ora evidente. Se si conosceva (in prima approssimazione) la $\operatorname{Im} A(\varGamma)$ sul taglio di sinistra, allora potevano essere calcolate le funzioni $N(\varGamma)$ e $D(\varGamma)$, e quindi la $A(\varGamma)$. La difficoltà era definire un'opportuna funzione iniziale $\operatorname{Im} A(\varGamma)$ (mediante dei dati sperimentali noti) da cui far partire questo processo iterativo.

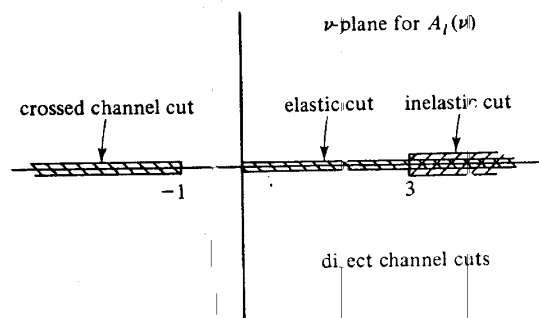


Figura 2: Dominio di analiticità della funzione $A(\varGamma)$.

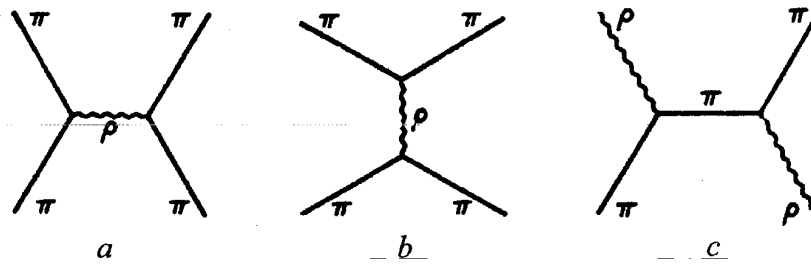


Figura 3: Nell'immagine (a) due pioni interagiscono scambiandosi un mesone ρ , nel caso (b), due pioni vanno a formare il mesone ρ (come risonanza); e nel caso (c), il mesone e il pione sono interpretati come particelle costituenti un secondo pione.

Successivamente nel 1961 Chew e Mandelstam mostrarono (27) - e questo lavoro ebbe un notevole impatto nella comunità scientifica - che una risonanza (in particolare la risonanza ρ_{33} , cioè in corrispondenza dei valori di momento angolare totale e *isospin* pari a 1; $J=1$, $T=1$) nello scattering π - π , si *autososteneva* mediante un meccanismo di bootstrap. Essi infatti descrissero un sistema costituito da una coppia di pioni interagenti che produceva una risonanza. L'interazione forte tra i pioni era interpretata proprio come il risultato di questo stato risonante che, decadendo a sua volta, rigenerava i pioni in uscita dal processo, secondo uno schema chiuso e autoconsistente.

Furono poi due giovani colleghi di Chew a Berkeley, Frederik Zachariasen (che era stato suo studente) e Charles Zemach, i quali applicando il ragionamento e i calcoli di Chew e Mandelstam, costruirono effettivamente un modello tra il 1961 e il 1962 che descriveva il mesone ρ , come appunto una particella instabile che decadeva rapidamente in una coppia di pioni e allo stesso tempo era responsabile dell'interazione forte dei pioni stessi. Predissero quindi la massa e la durata di questa risonanza che poi fu trovata sperimentalmente. Infatti, la massa del mesone ρ prevista dal modello coincideva con il valore che fu trovato in un esperimento, sempre del 1961, condotto da A. R. Ervin, R. March, W. D. Walzer e E. West (8, pag. 237). Il mesone ρ era stato scoperto l'anno prima a Berkeley nel famoso *ciclotrone*, per quanto la sua esistenza era stata ipotizzata già da William Franzer e Josè Fulco nel 1959.

Chew e S. C. Frautschi nel 1961 (28) allora suggerirono anche che, come nel caso del mesone ρ , tutti gli adroni, cioè tutte quelle particelle che erano soggette all'interazione forte, fossero stati legati di altri adroni, sostenuti da forze rappresentate da *poli-adroni* nel canale

incrociato dello schema dinamico che li rappresentava. Inoltre era stato mostrato (20, pag.224) come la rappresentazione di Mandelstam poteva essere in un certo senso equivalente all'equazione di Schrödinger nella teoria dei potenziali di scattering. Ciò fece pensare concretamente alla possibilità di implementare una teoria completamente indipendente e alternativa alla teoria quantistica dei campi. In questa nuova teoria la dinamica non era specificata dal modello di un'interazione nello spaziotempo, ma era determinata dalla struttura di singolarità dell'ampiezza di scattering, soggetta a un principio, detto di *massima analiticità*¹⁷, secondo cui nessuna singolarità dovesse essere presente nella matrice S se non quelle imposte dall'unitarietà e dal crossing. I postulati iniziali del programma di Chew erano sostenuti in un panorama che pensava a tutte le particelle come particelle *massive* in cui si poteva assumere che le loro interazioni fossero a corto raggio e che l'insieme di tutti gli stati di particella *libera* formassero un *insieme completo*.

Rimaneva il problema delle condizioni asintotiche, ma questo, come già accennato, indirettamente sembrava essere stato risolto da Regge, anche se in tutt'altro contesto.

Il concetto di bootstrap che emergeva nel programma di Chew esprimeva un'idea rivoluzionaria, a cui Gell-Mann dette il nome di *democrazia nucleare*. Nel *mondo adronico* modellizzato da Chew, non esistevano particelle più elementari di altre. In realtà le particelle erano viste come strutture dinamiche; quindi non erano intese come una sistemazione definita di parti costituenti, ma date da tutti gli insiemi di particelle che potevano interagire in una rete autoconsistente di reazioni¹⁸. Dunque un adrone era visto come un processo (evento) e non come un oggetto. Quindi per i sostenitori del bootstrap, le particelle potevano avere un triplo ruolo: essere strutture costituenti, costituite o anche di scambio (cioè, forze).

Ciò in qualche modo sembrava riecheggiare le parole di Heisenberg (29), secondo cui:

“Il mondo della fisica moderna è stato ora diviso non in diversi gruppi di oggetti ma in diversi gruppi di connessioni. Ciò che può essere distinto è il tipo di connessione. Il mondo

¹⁷ Questo postulato della teoria della matrice S che Chew introdusse agli inizi degli anni sessanta e che è ben descritto nel suo primo libro del 1962, *The S-Matrix Theory of Strong Interactions* (30), fu poi modificato. Infatti nel suo secondo libro del 1966, *The Analytic S-Matrix: A Basis for Nuclear Democracy* (31), Chew introdusse un secondo principio di massima analiticità, che chiamò di *seconda specie* per distinguerlo dal primo. Consisteva nell'imporre a priori che tutti e soli i poli della matrice S fossero poli di Regge.

Il fisico teorico Alan White (32) ritiene che quest'ultima versione del postulato introdotto da Chew è stata profetica in quanto permette di definire delle proprietà essenziali di teorie attuali. Infatti è possibile dimostrare (Grisaru e Schnitzer, 1979) che in una rottura spontanea di simmetria in una teoria di gauge tutti i bosoni e fermioni giacciono su traiettorie di Regge se e solo se la simmetria di gauge è non abeliana. In questo senso allora, il postulato di massima analiticità di seconda specie avrebbe anticipato le teorie di gauge non abeliane.

¹⁸ Qualcuno, come il filosofo G. Gale (33), ha visto addirittura nelle entità descritte dal bootstrap di Chew una reminiscenza del concetto leibniziano di *monade*, cioè di una struttura elementare che racchiude potenzialmente in sé il *tutto*. Gale però aveva già fatto notare che l'accostamento è solo parziale, in quanto la monade di Leibniz è un'entità statica e immutabile nel tempo, diversamente gli “oggetti” a cui faceva riferimento Chew erano il frutto di una dinamica.

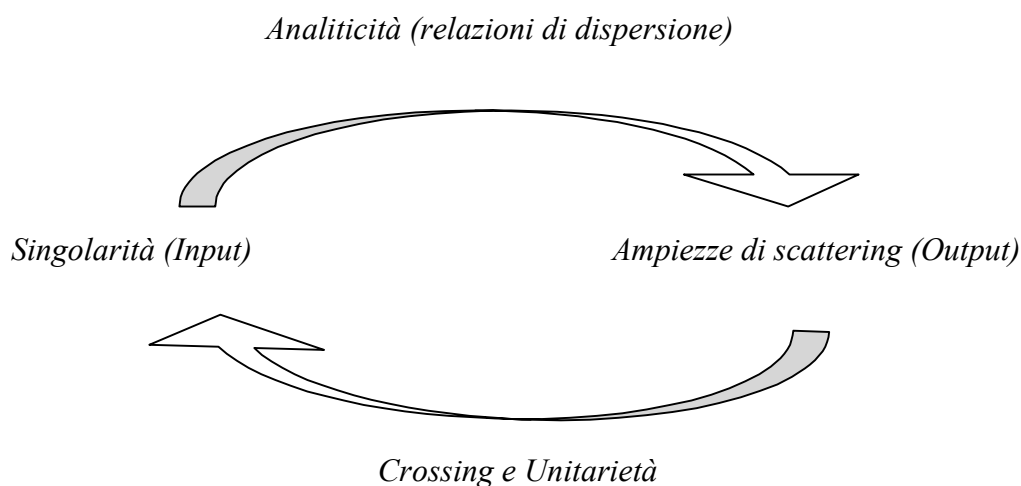
appare così come un complicato tessuto di eventi, in cui rapporti di diversi tipi si alternano, si sovrappongono o si combinano, determinando in tal modo la sua struttura”.

La base del modello dinamico non era il tipo di particella ma il tipo di processo di interazione, e la questione della struttura degli adroni era riformulata in termini della struttura delle ampiezze di reazione. Inoltre il principio di massima analiticità stabiliva che tutti gli adroni, cioè i poli della matrice S , dovevano giacere sulle *traiettorie di Regge*. Chew e Frautschi avevano anche immaginato un criterio per distinguere particelle composte da quelle elementari, per quanto questo concetto in generale perdeva di senso in questo nuovo schema. Le particelle composte erano associate con poli di Regge che si *muovevano* nel *piano j* (del momento angolare) come funzioni di s (dell'energia), mentre *particelle-poli elementari* erano associate con un unico momento angolare, e non ammettevano una continuazione nel piano j .

Nella scuola estiva del 1960 a Berkeley Chew spiegava così le sue idee di democrazia nucleare e di bootstrap (8, pag. 237):

“Le forze prodotte in una certa reazione sono dovute agli stati intermedi che si sviluppano nelle due reazioni incrociate ‘crossed’, derivanti dallo stesso diagramma. La forza è determinata dalla massa dello stato intermedio e l'intensità dall'elemento di matrice che connette questo stato con gli stati finali e iniziali delle reazioni incrociate. Considerando tutti e tre i canali, cioè tutte le orientazioni dei diagrammi di Feynman, su questa base noi abbiamo una situazione autodeterminante. Un canale genera le forze negli altri due che a loro volta generano il primo...”.

In definitiva, nel suo complesso, il programma di Chew e dei teorici della matrice S , da un punto di vista logico formale, tentava di svilupparsi secondo uno schema autoconsistente che è ben descritto dallo storico ed epistemologo Michael Redhead (17) nel 1980 attraverso lo schema seguente.



Come appare evidente nello schema di Redhead, lo studio di determinate ampiezze di diffusione, e delle loro singolarità, doveva permettere la descrizione, mediante delle relazioni di dispersione, di nuove ampiezze di diffusione (come somme e integrali definiti su queste singolarità); imponendo poi a queste ultime le proprietà di unitarietà e crossing, sarebbe stato possibile descrivere nuovi processi di reazione, che quindi avrebbero coinvolto altre particelle o risonanze. Poiché le nuove particelle, a loro volta, erano interpretate ancora come singolarità, questo procedimento iterativo implementava una struttura ciclica, il bootstrap, che doveva interpretare le caratteristiche di ogni possibile adrone e delle sue interazioni.

1.7 Il declino del programma di Chew

La comunità dei fisici reagì prontamente all'introduzione di questi nuovi approcci. Se da un lato la bellezza formale della nuova teoria e i suoi iniziali successi predittivi furono accolti come l'alba di un nascente paradigma della fisica teorica, stimolo per un'intera generazione di giovani fisici, dall'altra parte il programma di Chew incontrò grosse resistenze nei sostenitori della teoria quantistica dei campi e di un modello di realtà completamente differente. In ogni caso, dieci mesi dopo il famoso annuncio di La Jolla del 1961 (citato nell'introduzione al capitolo), Chew fu eletto membro della *National Academy of Science*. Un onore conseguito prima del suo trentottesimo compleanno.

Le sue idee divennero rapidamente posizioni filosofiche vere e proprie a fondamento di un nuovo paradigma, per quanto fossero viste quasi come religiose e dogmatiche dai suoi

stessi collaboratori (come Gell-Mann e Low). Il fascino concettuale della teoria la rese estremamente popolare negli anni sessanta, sebbene in quegli anni fosse difficile trovare qualcuno con posizioni così radicali come quelle di Chew.

Gell-Mann, per esempio, rifiutava l'idea di incompatibilità della teoria della matrice S con quella dei campi¹⁹. In ogni caso uno dei pregi della radicalità di Chew fu quello di costringere un po' tutti i fisici teorici delle particelle a riflettere fortemente sui fondamenti delle teorie fisiche. Lo stesso Steven Weinberg cominciò a pensare che in un futuro non lontano si sarebbe sviluppata una teoria della matrice S pura, e anche Freeman Dyson a metà degli anni sessanta immaginava che i concetti della teoria dei campi probabilmente sarebbero stati abbandonati con l'andare avanti delle ricerche sulle alte energie (20, pag. 227).

Agli inizi degli anni sessanta il contributo di Gell-Mann allo sviluppo della teoria della matrice S fu comunque importante. Gell-Mann, l'altro personaggio chiave della fisica teorica del tempo, riconosceva tutti gli avanzamenti teorici di quegli anni (il bootstrap, il lavoro di Regge, le relazioni di doppia dispersione ecc.) ma il suo atteggiamento era meno radicale rispetto a quello di Chew. La sua posizione era molto vicina a quella tradizionale di Feynman e Dyson, e a quelle dei fisici tedeschi Harry Lehmann²⁰, Kurt Symanzik e Wolfhart Zimmermann, in cui la matrice S era derivabile sempre e rigorosamente da una teoria di campo e non era con essa incompatibile. Per Chew invece vi era un conflitto insanabile tra i due approcci, perché, tra le altre cose, la nozione di particella elementare assunta nella teoria dei campi portava a un conflitto con la nozione di analiticità e di bootstrap.

In quegli stessi anni Gell-Mann cominciò però a proporre l'ipotesi del modello a *quark*, cioè l'esistenza di blocchi fondamentali che costituivano la base su cui doveva essere costruita poi tutta la materia: una visione che, nonostante quello che pensasse inizialmente Gell-Mann, era antitetica a quella di democrazia nucleare. Nel suo primo articolo sulle ipotesi dei quark Gell-Mann (20, pag. 227) si prese cura di assicurare i suoi lettori che i quark erano

¹⁹ C'erano infatti alcuni come il fisico teorico americano Francis Low, il cui campo di ricerca era stato sempre la teoria quantistica dei campi, che aveva posizioni intermedie. Sebbene Low collaborò con Chew nella formulazione di un modello, chiamato appunto di Chew-Low, che aveva fortemente influenzato il seguente programma della matrice S, egli fu sempre scettico sul fatto che si potesse sviluppare una teoria pura di matrice S che avrebbe gettato le basi per una teoria dinamica completa. E infatti, come riportato da Alan White (32), Low nel 1974, rifiutando una battaglia ideologica tra la cromodinamica e la teoria della matrice S, sostenne:

“...Il fatto di pensare ai quark dentro gli adroni come enti a se stante quasi liberi, che non possono essere prodotti da nessuna reazione a qualsiasi energia, è un mistero non risolto. Tuttavia, se noi immaginiamo che una soluzione può essere trovata, noi possiamo realizzare un incontro tra la teoria dei campi e la democrazia nucleare: tutti gli stati osservabili sono stati legati di quark, e perciò nessuno sarà elementare, le dinamiche dei campi associati ai quark determinerebbero lo spettro degli adroni... La teoria della matrice S descriverebbe le particelle dall'esterno, e la teoria dei campi dall'interno. Per cui non esiste nessuna contraddizione.”.

²⁰ Harry Lehmann dette una dimostrazione rigorosa delle relazioni di dispersione nel contesto della teoria dei campi e insieme a Kurt Symanzik e Wolfhart Zimmermann sviluppò una assiomatica della teoria dei campi, chiamata appunto *formalismo LSZ*, in cui veniva ricavata rigorosamente la matrice S a partire da operatori di campo.

pienamente compatibili con l'idea di democrazia nucleare, quasi avesse timore di entrare in competizione con una teoria che almeno fino alla prima metà degli anni sessanta era fortemente accreditata..

Ma la popolarità della teoria della matrice S cominciò a declinare²¹ verso la fine degli anni sessanta, a causa di difficoltà matematiche connesse anche all'estensione della teoria al di là dei due soli corpi-canale. Soprattutto non si riusciva effettivamente a ricostruire la struttura analitica della matrice S a partire dai soli dati di scattering. Inoltre, risolvere le equazioni del bootstrap, anche per problemi apparentemente semplici, era il più delle volte un ostacolo insormontabile, per cui la capacità predittiva della teoria, che era un indice della sua bontà, non dette i risultati sperati, per quanto i successi iniziali erano stati incoraggianti.

In ogni caso il principio del bootstrap, nella sua espressione più radicale sostenuta da Chew, conteneva in sé degli elementi di ambiguità. Successivamente fu ammesso dal suo principale fautore in un articolo apparso su "Science" nel 1968 (34), dal titolo emblematico *Bootstrap: A Scientific Idea?*. Chew diceva nell'articolo:

"...il principio del bootstrap in un certo senso non è propriamente fisico; in effetti, ammettere che la matrice S generi infinite equazioni integrali non lineari accoppiate e che queste abbiano un'unica soluzione è un principio indimostrabile, perché comunque al momento la nostra descrizione si può limitare a delle sottomatrici di S ". E ancora: "In senso lato, l'idea di bootstrap, sebbene affascinante e utile, non è scientifica (...). La scienza come la conosciamo richiede un linguaggio basato su alcune strutture non discutibili. Da un punto di vista semantico, perciò, il tentativo di spiegare tutti i concetti può difficilmente essere definito 'scientifico'".

E agli inizi degli anni settanta l'idea del suo fallimento cominciò a prendere piede. Chew scriveva su "Physics Today" un articolo dal titolo ancor più sibillino: *Hadron bootstrap: triumph ou frustration?* (35). In realtà, in quest'articolo pur difendendo le sue idee (che poi mai ha abbandonato) l'autore cominciava a porsi il problema della reale possibilità di implementare un vero programma di bootstrap, così come era stato concepito. Inoltre, nella sua idea di universalità, la teoria della matrice S di fatto non spiegava per niente le interazioni dei *leptoni* e otteneva comunque risultati limitati in quell'ambito delle interazioni forti, per cui era rinata nuovamente negli anni sessanta.

²¹ L'argomento del declino della teoria della matrice S sarà ampiamente ripreso in tutte le interviste presenti nel secondo capitolo.

In parallelo a queste complicazioni cominciava a diventare altrettanto popolare tra i fisici teorici l'idea di quark. Già negli anni cinquanta furono proposti schemi gruppali per classificare le particelle e le risonanze. Era stato proposto nel 1961 il gruppo di simmetria $SU(3)_F$ (cosiddetto del *sapore*) per gli adroni. Gell Mann e G. Zweig nel 1964 (36) avevano ipotizzato l'esistenza dei quark e per conciliare il modello a quark con la scoperta della particella *omega* fu poi introdotto da M.Y. Han e Y. Nambu nel 1965 il gruppo $SU(3)_C$, del *colore*, che poi fu confermato sperimentalmente alcuni dopo.

Tra la fine degli anni sessanta e la prima metà degli anni settanta il quadro di riferimento cambiò radicalmente e con esso l'interpretazione fisica di una serie di particelle, per esempio le particelle *tau*, i *mesoni K* ecc. Inoltre, chiarito il meccanismo della *rottura spontanea di simmetria*, venne formulata tra il 1962 e il 1968 anche la teoria di campo unificata delle interazioni *elettrodeboli* (S. Weinberg e A. Salam). Le *correnti deboli neutre* previste furono misurate nel 1973 al CERN (dove 10 anni dopo furono prodotti i bosoni intermedi della teoria di campo delle interazioni deboli che permisero nel 1984 a Carlo Rubbia e Simon van Der Meer di vincere il premio Nobel).

La teoria dei campi trascurata dai più fino alla metà degli anni sessanta riprese quota diventando lo strumento principale per descrivere la fisica delle particelle, per via di una serie di successi sperimentali e teorici. Fu provata la rinormalizzabilità delle teorie di *gauge* (G. 't Hooft e M. Veltman) e così la teoria elettrodebole divenne computabile perturbativamente. Per gli adroni, confermato ormai il modello a quark a carica frazionaria, il gruppo $SU(3)_C$ di *colore* diventò la base per la teoria di *gauge* delle interazioni forti tra quark, cioè la *cromodinamica quantistica* (QCD). Il punto cruciale fu poi il provare la cosiddetta *libertà asintotica* della teoria, cioè che la teoria si comportasse a corte distanze (nel dominio *ultravioletto*) come essenzialmente libera (costanti di accoppiamento nulle). Ciò implicava la computabilità perturbativa della cromodinamica alle alte energie e inoltre l'idea di *libertà asintotica*, confermata sperimentalmente, permise di costruire argomenti per spiegare il *confinamento* dei quark²².

²² Nella teoria dei campi il vuoto è una entità dinamica. Sia che si parli di campo elettromagnetico nella QED sia che si parli di campo di *colore* nella QCD. Coppie di particelle e antiparticelle virtuali sono costantemente e spontaneamente create e distrutte. Queste coppie possono essere polarizzate nello stesso modo in cui sono polarizzate le molecole all'interno di un dielettrico. Perciò nell'interpretazione delle QED la presenza di una carica elettrica può polarizzare il vuoto, e in questo caso la carica effettiva che si osserva è diversa dal suo valore e dipende in un certo senso da una grandezza che è interpretabile come la costante dielettrica del vuoto. Poiché la costante dielettrica dipende dalle distanze (e quindi in senso relativistico dalle energie), in questo modo è possibile introdurre il concetto di una carica che varia con la distanza o equivalentemente con la scala di energia. L'effetto del dielettrico è quello di schermare la carica e di renderla più piccola a grande distanza. Similmente *quark virtuali* e *leptoni* tendono a schermare la *carica di colore* che essi portano. Tuttavia *gluoni virtuali* *antischermano* ogni carica di colore piazzata nel vuoto (superando l'effetto di schermatura dovuta ai quark virtuali). Questo significa che una carica di colore che è "osservata" grande a grande distanze è originata da una carica piccola a piccole distanze e che tende a zero a distanza nulla. Per cui la forza con cui si attraggono i quark è piccola quando sono vicini e insieme, cresce all'aumentare della distanza, per cui ci vorrebbe una energia infinita per separarli, da qui il loro *confinamento*.

Negli anni settanta la relazione tra teoria dei campi e i risultati sperimentali si fece sempre più stringente, da allora la teoria dei campi agì nuovamente da propulsore, come ai tempi di H. Yukawa ma in un contesto ben più sicuro metodologicamente ed enormemente più complesso nelle manifestazioni sperimentali. Si stabilizzò quindi il modello di riferimento, cioè il *modello standard* che accoglieva al suo interno l'interazione elettrodebole e la cromodinamica.

Ma la teoria della matrice S alla fine degli anni sessanta, per quanto nella versione del programma di Chew si andava esaurendo, portò in ogni caso a nuovi e notevoli risultati teorici. Fu introdotto infatti da Gabriele Veneziano²³ nel 1968 (37) il concetto di *dualità* tra alte e basse energie, che dette vita a una stagione di importanti lavori, come appunto lo studio dei *modelli duali* che in breve portarono a una forma embrionale di *teoria delle stringhe*.

Veneziano introdusse l'idea di un'ampiezza di diffusione che realizzava una esatta dualità tra risonanze e comportamento alla Regge. Era un'ampiezza perfettamente duale, nel senso che era il risultato esatto di una somma (infinita) di soli poli in una qualsiasi delle sue variabili, ossia di sole risonanze di uno qualsiasi dei tre processi *crossati* descritti dalla stessa ampiezza. La *risommazione* dei differenti poli di ciascun canale restituiva sempre la medesima ampiezza. Quindi in questo senso si realizzava effettivamente l'idea di bootstrap; il modello infatti richiedeva che la somma degli adroni scambiati nel canale *t* ed *u* fosse la stessa della somma dell'insieme di adroni di risonanza del canale *s* (vedere figura successiva, Fig. 4).

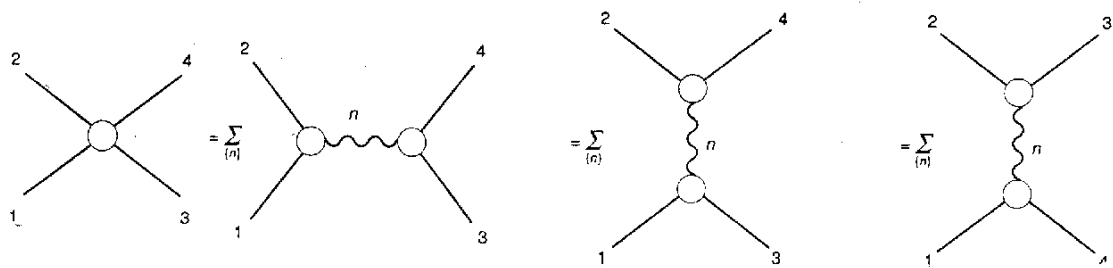


Figura 4: Rappresentazione di un'ampiezza di Veneziano

teorico. Questo fenomeno era chiamato *libertà asintotica*. La scoperta di Politzer, Gross e Wilczek nel 1973 della proprietà di *antiscreening* nelle teorie di gauge non abeliane (Premio Nobel per la fisica 2004), suggerì subito a Gell Mann e altri il fatto che la QCD fosse la teoria giusta per le interazioni forti.

²³ Nel secondo capitolo sarà ampiamente trattato con il contributo diretto del professor Veneziano il tema connesso alla sue ricerche della fine degli anni sessanta nell'ambito dei modelli duali.

Poi, successivamente, Veneziano insieme a Sergio Fubini (38) sviluppò un modello duale in cui dimostrò che lo spettro del modello era generato da una famiglia numerabile di oscillatori armonici, che furono interpretati, poco dopo, da H.B. Nielsen, Y. Nambu, D. Susskind come i modi d'oscillazione di una corda relativistica: la *stringa*. Ma questa nascente teoria delle stringhe relegata alle interazioni forti portava a delle apparenti incoerenze (per esempio non si capiva il perché questo modello prevedesse l'esistenza di una particella di massa nulla e *spin* 2), per cui fu in parte abbandonata in favore della cromodinamica quantistica.

Ma a metà degli anni settanta vi fu una nuova fase della teoria delle stringhe: il concetto di stringa trovò un ruolo diverso, più generale: fu proposto da J. Scherk e J. Schwartz nel 1974 che la teoria, invece di costituire un approccio fenomenologico alla fisica degli adroni per energie dell'ordine di *GeV*, rappresentasse la teoria generale delle interazioni quantistiche ad altissime energie, inclusa la *gravità quantistica*. Il *gravitone*, un ospite indesiderato nella vecchia interpretazione dei modelli duali (la particella di *spin* 2), ebbe la sua rivincita e la teoria delle stringhe divenne un candidato per la *quantizzazione della gravità*.

1.8 La teoria della matrice S: un caso da analizzare

La rapida ascesa della teoria della matrice S negli anni sessanta e il suo ancor più veloce declino già a metà di quel decennio, costituiscono un caso esemplare per una analisi storica ed epistemologica dello sviluppo delle teorie fisiche del Novecento e delle dinamiche di evoluzione della scienza. Questi eventi singolari nello sviluppo del pensiero scientifico sono “dati sperimentali” essenziali a uno storico o a un filosofo della scienza per sviluppare dei modelli che interpretino la storia della scienza secondo opportune categorie.

Per quanto il nuovo paradigma della matrice S e l'annunciata rivoluzione scientifica nel *senso kuhniano* del termine (39) non si realizzò mai (al contrario delle rivoluzioni di inizio secolo della meccanica quantistica e della relatività), risulta significativo riportare alla luce gli avvenimenti di quell'epoca, perché in parte dimenticati e in parte schiacciati da una visione unilaterale della scienza che vede il suo sviluppo secondo modelli lineari di accrescimento costante e progressivo delle cognizioni teoriche. Al contrario la teoria della matrice S confrontata con la teoria dei campi esprimeva nell'ambito della fisica moderna un tipo di

conflittualità tra modelli di teorie scientifiche che risultò evidente in quegli anni ma che è sembrata scomparire su scale di tempo più grandi.

Questo contrasto non solo è storicamente interessante in sé, ma soprattutto consente una analisi anche dei fondamenti delle due teorie rivali e quindi un'analisi comparativa dei loro pregi e dei loro difetti, altrimenti nascosti dall'unicità del singolo approccio, che risulti vincente o meno nella storia della scienza. In merito è calzante citare il filosofo americano Larry Laudan (40, pag. 94):

“La valutazione delle teorie è qualcosa di comparativo. Ogni volta che viene determinata la portata cognitiva di una teoria, ha una decisiva importanza il modo come essa si collochi in rapporto alle teorie rivali. Misure in termini assoluti delle credenzialità empiriche o concettuali di una teoria sono prive di significato; ciò che è decisivo è il giudizio sul modo in cui una teoria si pone rispetto alle sue rivali conosciute. Molto di quanto si è scritto in filosofia della scienza si fonda sull'assunto che la valutazione teorica abbia luogo in un vuoto competitivo. Invece io sostengo che la determinazione della validità di una teoria importa sempre delle modalità comparative”.

Un altro aspetto rilevante da considerare è il fatto che il caso della teoria della matrice S è nato in un contesto teorico della fisica moderna estremamente avanzato. Infatti, mentre la fisica tra la fine del Seicento e l'Ottocento presentava una semplicità di formalismo che forse più facilmente permetteva di accedere ai suoi fondamenti; per cui era anche più evidente il polarizzarsi di modelli di teoria scientifica completamente alternativi (basti pensare alla termodinamica in contrapposizione all'approccio della meccanica newtoniana e quindi della meccanica statistica); nel caso della fisica moderna invece, una qualsiasi analisi epistemologica diventa più ardua a causa della complessità dei formalismi usati. Quindi il fatto che negli anni sessanta si fosse presentato in una forma così limpida un nodo teorico che aveva costretto gli scienziati dell'epoca a riflettere nuovamente sui fondamenti della scienza, il più delle volte schierandosi apertamente, come fece Chew, evidenzia che la storia di quegli anni è essenziale per comprendere in una chiave più moderna l'evoluzione del pensiero scientifico.

Ora è importante capire quali categorie interpretative sono utili per leggere quel pezzo di storia. In effetti, gli stessi modelli interpretativi degli storici (che sono stati modulate su certe esperienze e solo sullo studio di alcune teorie passate) non sono strutture rigide che possono essere sempre e convincentemente applicate. Nel senso che le analisi e le categorie storiografiche, per esempio quelle di Thomas Kuhn, fondate sul concetto di *paradigma*, o

quelle di Imre Lakatos, fondate sull'idea di *programma di ricerca* o ancora quelle di alcuni sociologi americani, come Andy Pickering (*costruttivismo sociale*) o filosofi della scienza come Larry Laudan (ideatore del concetto di *tradizioni di ricerca* competitive), sono per lo più sviluppate solo in base all'analisi di alcuni casi storici rilevanti. Il fatto che si presenti un nuovo caso, come quello della teoria della matrice S con tutto il suo bagaglio teorico di complessità, pone dei problemi non solo all'interpretazione storica ed epistemologica del caso in sé, ma anche della valutazione degli stessi criteri e modelli interpretativi necessari per cercare di classificarlo. Cushing, come mostreremo, ha cercato di sviluppare un'analisi di quel periodo fondandosi sull'approccio storiografico di Lakatos ma si è reso conto della limitatezza di quelle categorie interpretative. Anche la stessa K. Shrader-Frechette, filosofo e storico della scienza, ha cercato di usare il modello di Kuhn per comprendere la ricerca in fisica di quegli anni (41), ma anche in quel caso ci si è arenati, perché in realtà negli anni sessanta non si realizzò mai una vera rivoluzione scientifica, anzi ci fu una vera e propria *restauratione*, per cui il concetto di *salto paradigmatico* di Kuhn è sostanzialmente inapplicabile. (Infatti il modello di Kuhn è funzionale a spiegare solo i cambiamenti della fisica di inizi Novecento).

Gli episodi degli anni sessanta pongono anche altri interrogativi di natura più generale: in che senso una teoria scientifica prevale su altre teorie? Secondo quali criteri una comunità scientifica sceglie una teoria piuttosto che un'altra?

Nell'ottica odierna la scelta tra la teoria della matrice S e la teoria dei campi nella forma della QCD risulta evidente dall'accumulo di risultati teorici e sperimentali in favore della seconda, ma dopo il 1965, cioè nel periodo in cui ci fu un cambiamento nelle linee guida della comunità scientifica, forse non si aveva un quadro teorico ancora chiaro come quello che abbiamo oggi, per cui sarà interessante discutere (nel secondo capitolo) direttamente con i protagonisti della fisica teorica del tempo sui perché del fallimento del programma di Chew e sul senso delle scelte dei *leader* dei gruppi di ricerca dell'epoca. In più, come vedremo, la teoria della matrice S vivendo in teorie più moderne, pone il problema di capire se effettivamente un certo approccio e un certo modello di realtà sia stato completamente abbandonato.

1.9 Teorie a confronto: QFT vs SMT

La singolarità epistemologica della teoria della matrice S (*SMT*) consiste nel fatto che probabilmente è stata la prima teoria che nasceva riflettendo sui suoi fondamenti e in generale sui fondamenti di tutta la fisica teorica del tempo. Spesso è invece accaduto il contrario.

Il più delle volte la convergenza di formalismi matematici e verifiche sperimentali andavano a costituire una massa critica a cui si attribuiva dopo un po' lo *status* di teoria. Spesso ci si trovava a dover dare successivamente un'interpretazione in senso realistico della teoria, per esempio dando uno *status ontologico* agli oggetti matematici che quella teoria manipolava. Per cui per esempio grazie principalmente a Niels Bohr, nacque la famosa *interpretazione di Copenhagen* della meccanica quantistica, ma solo alcuni anni dopo l'uso massiccio di un certo formalismo.

Il fatto che Heisenberg nel 1943 riflettesse sui fondamenti di una teoria alternativa, lui che spesso durante tutta la sua vita cercò di studiare anche la portata filosofica delle teorie scientifiche, rappresentò una situazione nuova nella fisica moderna. Lo scienziato tedesco non si trovò ad interpretare una teoria preesistente, ma tentò di sviluppare un impianto razionale di una nuova struttura teorica che affrontasse coerentemente i problemi che la teoria dei campi di allora non sapeva risolvere. Le incongruenze logiche e matematiche dell'approccio perturbativo della teoria dei campi quantistici (*QFT*) erano così evidenti che Heisenberg pensò a quale fosse il migliore approccio formale per poter risolvere quelle difficoltà. Ma il dato da sottolineare è che Heisenberg non costruì effettivamente una teoria nel 1943, ma studiò solo come strutturare un nuovo modello che fosse ben fondato dal punto di vista logico e matematico.

La successiva implementazione della teoria era tutta da venire e sostanzialmente non avvenne mai, per quanto i tentativi successivi, in particolar modo quello di Chew di venti anni dopo, produssero in ogni caso un grande avanzamento di tutta la fisica teorica.

Quindi, almeno dal punto di vista dei suoi fondamenti la teoria della matrice S, nella concezione di Heisenberg, nasceva con solide basi, al contrario di altre teorie che avevano bisogno di giustificazioni a posteriori e che venivano accettate solo perché empiricamente di successo (per quanto questa qualità risultò ovviamente determinante). Il punto fu che negli anni trenta la teoria dei campi non era neanche empiricamente di successo.

Quindi rispetto alle sole basi concettuali la teoria della matrice S aveva un notevole vantaggio nei confronti alla teoria dei campi, in quanto nasceva nel tentativo di superare

proprio le debolezze della teoria rivale. Questa enorme qualità, che si traduceva molto spesso anche in una visione filosofica alternativa del modello di realtà proposto, affascinò molti scienziati per vari anni: è evidente che quando Chew negli anni sessanta sembrò riuscire a sviluppare effettivamente un programma fondato sull'elegante approccio della matrice S , la cosa fece grande scalpore e divise la comunità dei fisici. Se il suo approccio avesse avuto anche una reale capacità predittiva di calcolo forse avremmo raccontato un'altra storia. Invece la sua sconfitta fu dovuta proprio all'incapacità di sviluppare e risolvere concretamente dei problemi, per quanto il suo bagaglio teorico comunque consentì in parte e in una forma fenomenologica la descrizione della fisica nucleare del tempo.

E' interessante notare che l'approccio di matrice S era stato già abbandonato negli anni quaranta dallo stesso Heisenberg per le difficoltà tecniche nell'implementarlo e perché la teoria rivale di fatto (pur conservando tutte le sue ambiguità logiche) risolse grazie a Feynman e alla rinormalizzazione una serie di problemi almeno nell'ambito dell'elettrodinamica. Nonostante ciò fu comunque ripreso negli anni sessanta perché in quel periodo la comunità dei fisici si ritrovò di nuovo in una situazione di *empasse* a causa dell'incapacità dell'approccio perturbativo nel descrivere questa volta le *interazioni forti*. Quindi i fisici non avevano dimenticato venti anni dopo la lezione di Heisenberg ed erano consci che l'approccio di matrice S , così logicamente ben fondato, poteva essere una risorsa teorica importante per produrre un modello alternativo alla teoria dei campi. Stava a loro trasformare un'ipotesi teorica affascinante in qualcosa che resolvesse effettivamente i problemi e non fornisse solo equazioni irresolubili. Ciò in realtà non fu mai realizzato. Forse uno degli errori che commise Chew, che verrà sottolineato dai protagonisti delle interviste nel secondo capitolo, fu proprio quello di assumere una posizione radicale. Per Chew tutto doveva essere interpretato nel contesto teorico della matrice S , per cui la teoria dei campi doveva essere completamente abbandonata.

Invece la storia ribaltò le parti in causa, restituendo coerenza alla teoria dei campi e ponendo limiti alla vastità di obbiettivi che Chew si prefigurava di risolvere. Però è anche vero che molte idee di teorie più moderne, come la teoria delle stringhe, nascono nell'ambito della teoria della matrice S . Inoltre, il fatto che una certa descrizione fenomenologica di processi nucleari sia ancora valida (basti pensare all'uso dei poli di Regge o delle ampiezze di Veneziano) o anche, come vedremo nel terzo capitolo, che attualmente vi sia un uso di tecniche di bootstrap per risolvere modelli bidimensionale nell'ambito della meccanica statistica, fa pensare che il castello teorico proposto in quegli anni non fu inutile.

In proposito è interessante citare le parole di Feynman pronunciate al congresso Solvay del 1961 (18):

“Durante tutto questo tempo, nessuna soluzione completa e nell’ambito delle equazioni della teoria dei campi e in quelle della matrice S è stata realmente prodotta. Alcuni di noi qui presenti sostengono: Perché non è tutto risolto dalla teoria dei campi? Altri invece dicono: Perché ogni cosa non è risolta dalla teoria della matrice S ?

Il problema reale è: Perché nulla può risolvere ogni cosa! Una delle ragioni perché non si risolvono i problemi è che non si lavora con sufficiente vigore. Una delle ragioni della difficoltà di lavorare intensamente su questi problemi è che la natura ha la qualità di essere molto più elaborata di quello che noi abbiamo pensato...”.

E’ ovvio che gli sviluppi teorici dei quarant’anni successivi in quel momento sfuggivano a Feynman, ma come sostiene il fisico Alan White (32) forse anche oggi, se non alla lettera, almeno come lezione di impostazione metodologica e di buon senso, quel giudizio risulta estremamente valido e attuale.

Lo stesso Daniele Amati sostiene che (22, pag. 650):

“Le aspettative dei sostenitori del bootstrap si rivelarono esagerate; il che non impedì a questo atteggiamento autoconsistente di dare utili indicazioni fenomenologiche; in generale la convinzione di possedere una teoria di base (la QCD) ha distolto l’interesse dall’analisi dei dettagli di molti fenomeni adronici, considerati in principio comprensibili, ma difficilmente calcolabili data la complessità della QCD per fenomeni non dominati dalle piccole distanze. Se si volessero analizzare questi fenomeni (che, pur non riflettendo direttamente l’interazione fondamentale, rappresentano il grosso dei dati nelle collisioni ad alte energie), la teoria della matrice S sarebbe ancora uno strumento valido.”.

Infatti sebbene la QCD ha avuto uno spettacolare successo nello spiegare i fenomeni delle alte energie, la sua relazione con la fisica nucleare degli anni sessanta non è affatto così stringente. La fisica nucleare del tempo era fortemente fenomenologica. Come sostiene Cao (42, pag. 614), è un po’ come cercare un legame tra la chimica e la fisica atomica nella descrizione che ne fa la *QED* (l’elettrodinamica quantistica). Nel senso che c’è un divario nella scala delle energie in questione.

La scala delle energie di base che indaga la QED è dell’ordine dei 0.5 MeV, data dalla massa dell’elettrone. La scala delle energie delle molecole è dell’ordine di pochi *elettronvolt* o anche meno. Similmente la scala fondamentale della QCD è dell’ordine dei 200 MeV,

sebbene poi la fisica nucleare ha a che fare con energie che sono dell'ordine di un centesimo o un decimo di queste. Per cui la QCD ha permesso di informare i fisici che i fenomeni della fisica nucleare hanno un livello di realtà sottostante più fondamentale e semplice (il che non è banale), per quanto il livello superiore rimane però complesso e sostanzialmente non indagato dalla QCD.

Da un punto di vista epistemologico è in un certo senso lo stesso rapporto che intercorre tra la meccanica statistica e la termodinamica: il fatto di possedere una teoria fondamentale che interpreti microscopicamente certe dinamiche non esclude l'approccio della termodinamica classica, utilissimo nella descrizioni di fenomeni più complessi ma meno fondamentali.

Come detto, nonostante gli iniziali successi, la teoria della matrice S si rivelò così matematicamente complessa che il programma si arenò, per quanto i suoi fondamenti concettuali fossero solidi. Era in un certo senso una teoria poco fruttuosa, per cui la transizione tra coloro che avevano abbandonato la teoria dei campi per la teoria della matrice S e poi erano ritornati alla teoria dei campi, fu dovuta anche a una razionale scelta di *convenienza*. Alla fin fine, come sostiene Cushing (43, pag. 75), coloro che lavorano effettivamente su un problema, che fanno i calcoli, che usano in pratica una teoria, ricavandone dei vantaggi teorici e applicativi, sono questi che stabiliscono la sua validità, indipendentemente se ci sono o meno apparenti inconsistenze logiche.

In proposito Albert Einstein giudicava così l'attitudine degli scienziati a giustificare più o meno direttamente le loro scelte in materia di fondamenti filosofici delle teorie (44, pag. 684):

“(...) lo scienziato perciò deve apparire a un epistemologo sistematico come un opportunista senza scrupoli: egli appare come un realista quando cerca di descrivere un mondo indipendente dagli atti della percezione, come un idealista quando guarda ai concetti e alle teorie come invenzioni libere dello spirito umano (non logicamente derivabili da quello che è lo spirito umano), come un positivista quando considera questi concetti e queste teorie giustificate solo alla luce del fatto che forniscono una rappresentazione logica delle relazioni tra esperienze sensoriali. Essi possono ancora apparire Platonici o Pitagorici nel momento in cui si considera il punto di vista della semplicità logica come uno strumento effettivo e indispensabile di questa ricerca.”.

Molto spesso viene invocato il criterio di *adeguatezza empirica* come unico *test* per stabilire se una teoria è migliore di un'altra. Se un certo esperimento è spiegato meglio da un

modello piuttosto che da un altro, allora la teoria che fa riferimento a quel modello è più adeguata empiricamente, per cui è migliore²⁴. In realtà l'esistenza di un *esperimento cruciale* che permetta di discernere tra la bontà di differenti modelli interpretativi in competizione non sempre è stato percepito come cruciale nel momento in cui storicamente era effettuato. Per esempio l'esperimento di Michelson e Morley per dimostrare l'*esistenza* dell'*etere* fu pensato all'interno del paradigma classico, e alla fine dell'Ottocento quei risultati non furono ritenuti cruciali per scegliere tra visioni della realtà differenti. Ci vollero quasi vent'anni e un signore che lavorava all'ufficio brevetti di Berna, Albert Einstein, per interpretare gli stessi dati come la prova dell'*inesistenza* dell'*etere*. Quell'esperimento che nel quadro concettuale di Michelson e Morley costituiva un risultato imbarazzante da interpretare, invece nella nuova visione teorica di Einstein e della relatività ristretta, aveva un enorme valore di conferma. Ma solo in una ricostruzione storica a posteriori si può dire che l'esperienza di Michelson e Morley divenne cruciale e consentì di validare una teoria piuttosto che un'altra; quando ormai, è da sottolineare, il salto concettuale tra due paradigmi incommensurabili era già avvenuto.

²⁴ Potrebbe accadere anche il caso in cui due teorie sono equivalenti empiricamente, cioè spiegano entrambe bene lo stesso esperimento. In questo caso viene a cadere il criterio di adeguatezza empirica per discernere quale sia la migliore. E' possibile che si verifichi un caso di sottodeterminazione delle teorie rispetto ai dati osservabili (45, pag. 609). Per cui l'osservazione sperimentale non consente di stabilire in linea di principio una gerarchia di validità tra le teorie stesse. La sottodeterminazione teorica si può sintetizzare nel modo seguente.

Date n entità osservabili $O_1 \dots O_n$ si potrebbero dedurre m (con m numerabile infinito) descrizioni scientifiche che possono catturarle egualmente, cioè essere empiricamente equivalenti. In questo senso le descrizioni sono sottodeterminate rispetto agli osservabili. A questo punto ci si può domandare se la diversità delle descrizioni è dovuta solo al modo in cui sono scritte ma in realtà sono linguisticamente equivalenti, quindi si tratta di una sola teoria scritta in forme diverse oppure se si tratta di teorie diverse.

Se sono teorie diverse diventa problematico stabilire quale sia quella vera o più valida in qualche senso. Questo dibattito fu molto acceso tra la fine dell'Ottocento e l'inizio del Novecento e coinvolse scienziati e filosofi come Boltzmann, Hertz, Helmholtz, Mach, Duhem, Poincaré, Bridgman ecc.

Se la sottodeterminazione è solo di tipo linguistico nel senso che le teorie equivalenti empiricamente sono anche equivalenti linguisticamente allora il problema della scelta non si pone nel senso che si tratta semplicemente della stessa teoria scritta in modi diversi. Ma si deve chiarire cosa significa equivalenti linguisticamente. Quando si scrivono per esempio le equazioni di Maxwell usando un formalismo vettoriale o uno tensoriale o facendo ricorso a forme differenziali in realtà cambia solo la veste matematica, ma la teoria non cambia (per quanto vi è comunque un'aggiunta di significato teorico matematico non banale in tali cambiamenti di formalismo, rispetto alle proprietà di trasformazione degli oggetti della teoria). E quando si parla di teorie linguisticamente equivalenti non si sta parlando di questo tipo di equivalenza.

Infatti in proposito è interessante citare il pensiero di N. R. Hanson (45, pag. 616) in relazione alla differenza tra la meccanica ondulatoria di Schrödinger e la meccanica delle matrici di Heisenberg, che il primo dimostrò nel 1926 essere matematicamente equivalenti (il problema era stato posto negli anni venti). Si pose allora la questione di capire se fossero due teorie diverse, empiricamente equivalenti, o se fossero due formulazioni di una stessa teoria, ma in linguaggi matematici diversi. Il punto è che, secondo Hanson, una teoria fisica non è solo matematica ma ha bisogno di una interpretazione fisica, inoltre la teoria in un secondo momento ha bisogno di una interpretazione epistemologica, cioè deve rispondere prima o poi a domande del tipo: è vera? È approssimativamente vera? E' una convenzione? E inoltre ci si deve interrogare sul suo valore conoscitivo: quali e quanti fenomeni riesce a descrivere e prevedere?

Hanson arrivò alla conclusione che la meccanica ondulatoria del 1926 era costituita dall'elegante algoritmo di Schrödinger unitamente all'interpretazione che ne faceva Schrödinger. La meccanica matriciale era costituita dall'algoritmo di Heisenberg-Jordan-Born unitamente a una corrispondente interpretazione. Per cui, secondo Hanson, l'equivalenza matematica tra il linguaggio differenziale e quello matriciale non comportava automaticamente l'equivalenza delle due meccaniche, in quanto non si era affatto provata l'equivalenza delle eventuali interpretazioni di Schrödinger e Heisenberg di quei formalismi. In questo senso ci trovavamo di fronte a due teorie linguisticamente equivalenti ma di fatto diverse perché erano diverse le loro interpretazioni.

Non sempre quindi un esperimento può testare in assoluto i nostri modelli, privilegiandone uno solo²⁵. L'ideazione di una esperienza, la tecnica con cui la si effettua, l'interpretazione dei risultati, la scelta di effettuarla sono tutti elementi strettamente legati al quadro teorico nel quale viene pensato quell'esperimento. Il contesto all'interno del quale si sviluppa l'analisi dei dati sperimentali è determinante nell'interpretazione dei risultati, che alle volte è il frutto stesso della teoria che l'esperimento vorrebbe testare.

Ciò che della Natura si va a osservare e la metodologia di osservazione è sempre una scelta dell'osservatore: una scelta *carica di teoria*, come ha teorizzato nel 1958 N.R. Hanson nella sua *Theory ladenness* (46). Secondo il filosofo della scienza americano esiste una natura attiva dell'osservazione e una conseguente *pregnanza teorica* delle nostre osservazioni. Il ricercatore è in un certo senso prigioniero di una determinata visione del mondo, incommensurabile rispetto a visioni alternative.

Un altro problema che costituiva nella seconda metà degli anni sessanta motivo di scontro teorico e filosofico tra i sostenitori dell'approccio del bootstrap da una parte e quelli del modello a quark (inquadrato nell'ambito di una teoria di campo) dall'altra, era legato all'effettiva interpretazione fisica degli oggetti descritti nei due approcci.

Secondo Cushing (47, pag. 25) i problemi fondazionali della teoria quantistica dei campi non erano sostanzialmente diversi da quelli della meccanica quantistica non relativistica (la creazione e annichilazione di particelle, i concetti di particelle e di campi, la sovrapposizione di stati e la misura, la rinormalizzazione ecc.); cioè risiedevano nell'interpretazione realistica del formalismo quantistico e nel senso ontologico da dare agli oggetti fisico-matematici della teoria.

Il problema della natura dei quark fu visto da Chew come uno dei difetti principali del modello di Gell-Mann, e in totale contrapposizione alla sua visione di democrazia nucleare. Il fatto che i quark fossero stati postulati²⁶ essendo in principio non osservabili come particelle libere ponevano il problema della loro reale esistenza. Il loro status di oggetti puntiformi era un ulteriore motivo di perplessità. Chew in un articolo del 1974 (48) sosteneva:

²⁵ In realtà nel caso della teoria della matrice S, come apparirà più chiaro dalle interviste a Daniele Amati e a Gabriele Veneziano (presenti nel secondo capitolo), ci furono dei risultati sperimentali negli anni settanta che erano palesemente in accordo con le predizioni della QCD piuttosto che con quelle della teoria della matrice S. Le esperienze evidenziavano la presenza di strutture puntiformi all'interno degli adroni, per cui gli andamenti delle ampiezze di scattering previsti dalla teoria della matrice S non erano corretti.

²⁶ L'approccio di matrice S era nato negli anni sessanta nel tentativo di interpretare i dati di scattering degli acceleratori di particelle, per cui i ricercatori dell'epoca erano impegnati a sviluppare induttivamente tecniche per descrivere particelle che in partenza effettivamente venivano osservate; nel caso dei quark invece, accadde esattamente il contrario: Gell-Mann infatti postulò l'esistenza di questi enti fondamentali, che permisero con altri ingredienti di costruire più facilmente una teoria di campo, e poi successivamente vennero fatti degli esperimenti per cercare gli effetti che ne confermassero l'esistenza. Quindi anche storicamente la QCD e la teoria della matrice S nacquero con due modalità completamente opposte.

“Una particella veramente elementare – completamente priva di struttura – non sarebbe soggetta ad alcuna forza che possa permetterci di rilevarne l’esistenza. Si può dire che il fatto stesso che una particella esiste ci fa pensare che essa possieda una struttura interna!”.

Ovviamente il giudizio di Chew pur ponendo un problema di interpretazione fondamentale è da contestualizzare nelle conoscenze limitate dell’epoca. Molti dei risultati sperimentali che avrebbero confermato l’esistenza dei quark vennero successivamente e gli erano oscuri.

Secondo Cushing però se la teoria quantistica dei campi non si rivelasse una teoria veramente fondamentale, riconoscendo per esempio alla teoria delle stringhe questo ruolo, non avrebbe molto senso stabilire uno status ontologico degli oggetti del formalismo della QCD. Lo stesso Weinberg nel 1985 (47, pag. 33) aveva sostenuto che la teoria quantistica dei campi poteva non avere un reale contenuto fisico e poteva semplicemente essere un modo conveniente di implementare gli assiomi di una teoria del tipo matrice S.

Riportiamo infine nella tabella (Tab. 1) seguente una sintesi dell’interpretazione del 1997 di Tian Yu Cao delle principali caratteristiche relative ai fondamenti teorici e concettuali delle due teorie in competizione negli anni sessanta (20, pag. 228).

<i>Teoria della Matrice S (SMT)</i>	<i>Teoria dei campi quantistici (QFT)</i>
Il <i>fondamento ontologico</i> della teoria sono i <i>processi</i>	Il <i>fondamento ontologico</i> della teoria è l’esistenza di <i>campi elementari</i> che corrispondono a <i>particelle elementari</i> , le quali permettono di costruire particelle composte
Le <i>forze</i> sono espressione alla <i>struttura di singolarità</i> della matrice S	Le <i>forze</i> sono dovute alla propagazione di <i>quanti virtuali</i>
La differenza tra <i>bosoni</i> e <i>fermioni</i> non è esplicitata	Il numero di <i>fermioni</i> è conservato mentre quello di <i>bosoni</i> no
La SMT produce ampiezze analitiche <i>senza singolarità fissate</i>	La QFT produce ampiezze con <i>singolarità fissate</i> , che rappresentano particelle elementari con <i>spin fissato</i> ; questa distinzione porta a una differenza nel loro comportamento alle alte energie

Nella SMT ci sono solo <i>particelle composte</i> i cui <i>parametri</i> possono essere univocamente <i>determinati dalle equazioni dinamiche</i>	Nella QFT ci sono <i>particelle elementari</i> con <i>parametri arbitrari</i>
Metodologicamente la SMT sviluppa i suoi calcoli con <i>quantità osservabili</i> e non introduce entità non osservabili. La <i>dinamica</i> del sistema si deduce da <i>principi generali</i> senza introdurre una meccanica non osservabile. Il risultato è che <i>nessuna rinormalizzazione</i> è richiesta	La QFT sviluppa i suoi calcoli a partire da campi elementari (<i>non osservabili</i> nel caso di <i>quark</i> e <i>gluoni</i>) e la dinamica è fissata da <i>gruppi di gauge</i> . Il <i>metodo perturbativo</i> e la <i>procedura di rinormalizzazione</i> si applicano per ottenere risultati comparabili con gli esperimenti
Nella SMT si realizza una forma di <i>unificazione orizzontale</i> , grazie al <i>meccanismo di bootstrap</i> e alla <i>democrazia nucleare</i>	Nella QFT si sviluppa una teoria in senso <i>verticale</i> , prima vi è una <i>riduzione</i> (particelle) <i>elementare</i> e poi una <i>successiva ricostruzione</i> (processi, particelle composte)

Tabella 1: Le principali differenze tra la teoria della matrice S e la teoria quantistica dei campi secondo Cao (1997).

1.10 L'interpretazione di Cushing secondo le categorie di Lakatos

Cushing ha tentato di ricostruire la storia della fisica moderna successiva alle due grandi rivoluzioni di inizio secolo (costituite dall'affermarsi della meccanica quantistica e della relatività) mediante le categorie interpretative usate dallo storico e filosofo ungherese Imre Lakatos (1922-1974). Cercando di rappresentare in un certo senso la contrapposizione di due grandi filoni di ricerca che spiegherebbe anche il costituirsi dei due approcci antitetici della teoria dei campi e della teoria della matrice S.

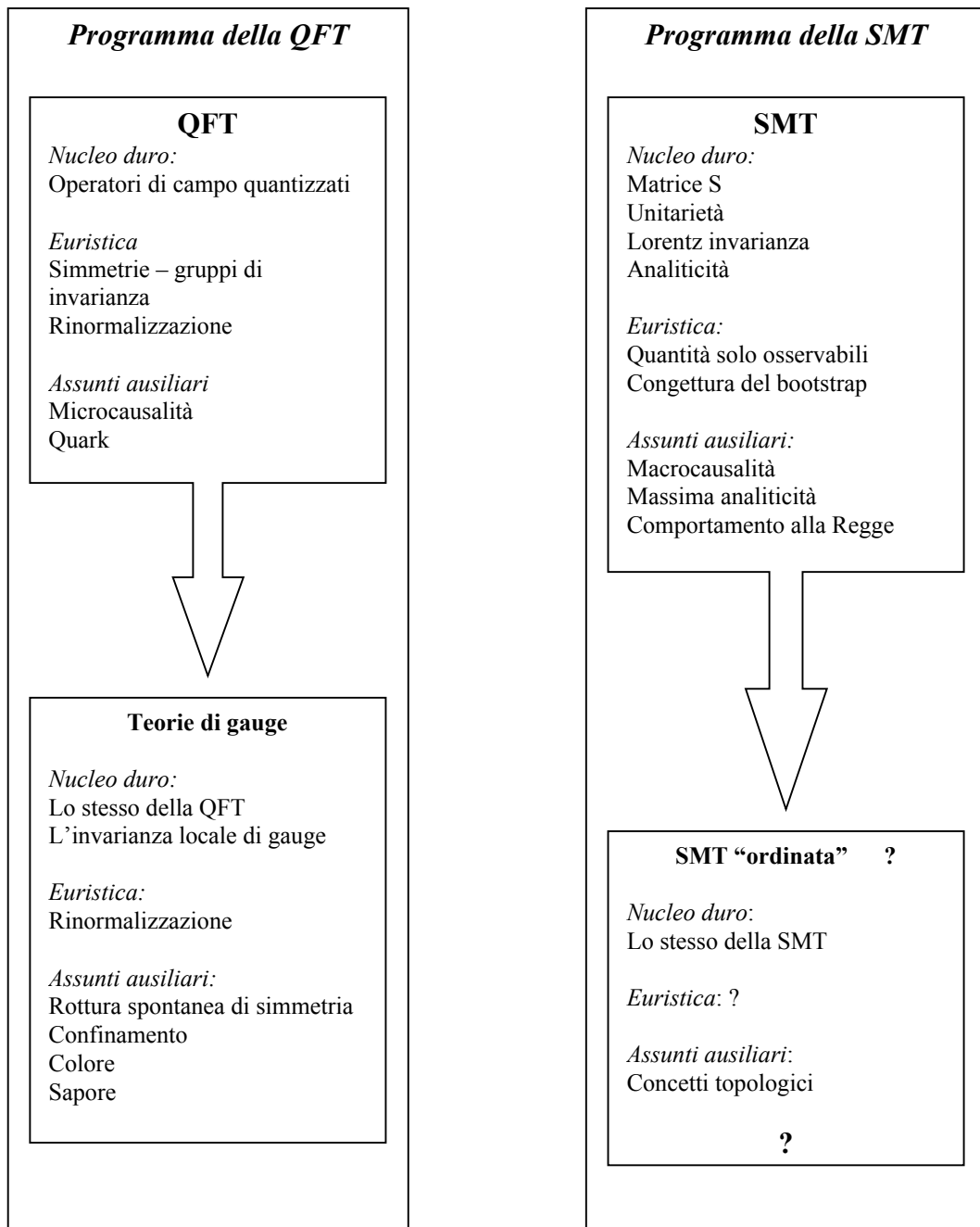
Quindi brevemente è essenziale ricordare il modello epistemologico con cui Lakatos ha tentato di spiegare la dinamica dell'evoluzione delle teorie scientifiche. Il concetto portante del modello di Lakatos è quello di *programma di ricerca* (49), che in un senso più concreto traduce l'idea di paradigma kuhniano. Le componenti di un programma di ricerca scientifico sono:

- 1) Un *nucleo duro* di assunti che sono considerati *non falsificabili* dalla scelta metodologica.

- 2) Le *ipotesi ausiliarie* a cui il criterio di *falsificabilità di Popper* è diretto quando sorgono *anomalie*.
- 3) L'*euristica*, cioè un insieme di *assunti ragionevoli* per modificare le ipotesi ausiliarie.

Nel modello di Lakatos la terza componente, l'*euristica*, permetterebbe in un certo senso di descrivere la dinamica delle teorie (che avviene per una successione di spostamenti dovuti alla degenerazione della teoria precedente, il tutto all'interno di un determinato programma di ricerca). Le *ipotesi ausiliarie* sono proprio i principi su cui si costruisce la singola teoria di un programma di ricerca. In aggiunta vi è un criterio di *adeguatezza empirica* che svolge la funzione di *pressione selettiva*, consentendo di selezionare nel tempo le teorie e i programmi di ricerca migliori.

Nello schema seguente Cushing (43, pag. 70 e 71) mostra come applicare questo modello ai due programmi di ricerca alternativi della SMT e della QFT.



Schema di Cushing per confrontare mediante le categorie di Lakatos i programmi di ricerca della QFT e della SMT

Si nota nello schema di destra (che descrive l'evoluzione del programma della matrice S) un blocco finale in cui Cushing indica l'ipotetico sbocco di quella linea di ricerca alla fine degli anni settanta. In effetti lo schema sviluppato dall'autore è del 1982, e in quegli stessi anni Chew cercò, come ultimo ma infruttuoso tentativo, di ridefinire il programma del bootstrap introducendo al suo interno elementi di topologia, che avrebbero dovuto

semplificare la costruzione della matrice S . Come vedremo meglio nel secondo capitolo grazie alla testimonianza diretta di Gabriele Veneziano, Chew utilizzando dei precedenti lavori di C. Rosenzweig (50) cercò di definire una matrice S , detta *planare*, la quale doveva approssimare in qualche modo la matrice S effettiva, introducendo una particolare nozione di *ordine*. In un certo senso questa semplificazione derivava dall'*ordinare* i diagrammi di Feynman, con cui la matrice era costruita, secondo schemi topologici ben definiti. Vi era per esempio l'idea che le interazioni in prima approssimazione dovevano essere descritte da grafici *disegnabili* su un piano, da qui il concetto di *planarità*.

Nello schema di Cushing, tratto dal modello di Lakatos, è rappresentata una dinamica storica in cui a partire da un certo nucleo e da assunti ausiliari, mediante un'applicazione creativa di una euristica che guida alla generazione di una sequenza di teorie, viene garantita una continuità da una teoria alla successiva all'interno del programma di ricerca. Per esempio nel programma *dell'etere di Lorentz*, varie teorie o versioni di questa teoria possono essere descritte in termini di un fissato nucleo (le leggi di Newton del moto, le equazioni di Maxwell, l'invarianza di Galileo e la forza di Lorentz), di assunti ausiliari (per esempio l'ipotesi delle contrazioni di Lorentz); il tutto in un quadro teorico di una euristica secondo cui i fenomeni fisici sono governati da azioni trasmesse attraverso l'etere.

Analogamente nella teoria della matrice S , l'unitarietà, l'invarianza di Lorentz e l'analiticità formavano il nucleo teorico di riferimento. I principi euristici alla base di quel programma consistevano nel considerare solo delle grandezze fisiche osservabili (infatti la teoria della matrice S non descriveva processi virtuali ma era una teoria *on shell*), e poi nella congettura del bootstrap. Questi principi guidavano alla scelta di vari assunti ausiliari, come per esempio la massima analiticità.

Nella visione di Cushing vi è una differenza epistemologica essenziale tra i due programmi di ricerca in competizione. L'uno, quello della matrice S , esprimeva un principio filosofico di *necessità* (51). Nel senso che la realtà descritta dal modello di Chew doveva essere *necessariamente* quella generata da un insieme di equazioni (frutto del bootstrap e della democrazia nucleare) che ammettevano in principio un'unica soluzione. L'Universo nelle sue parti costituenti, ma non nella sua storia, era univocamente determinato dalle soluzioni di questo unico schema autoconsistente.

In un certo senso e in una chiave più moderna Chew riproponeva alcune delle idee del famoso scienziato, nonché filosofo dell'Ottocento Ernst Mach. Secondo Mach "*l'Universo non ci è dato due volte...*" (52), perché necessariamente deve essere *unico* e questa necessità è il frutto univoco della coerenza tra le sue parti. La frase di Mach nasceva all'interno della

critica ai *Principia* di Isaac Newton per spiegare l'esistenza delle *forze centrifughe*, e si concentrava nello scardinare la tesi di Newton secondo cui doveva esistere uno spazio assoluto, metafisico e *incorruttibile* a cui facevano riferimento i moti assoluti, e uno spazio relativo, in cui vi fossero moti relativi osservabili. Lo stesso Einstein sostenne che la critica di Mach all'interpretazione delle forze d'inerzia fornì uno spunto concettuale fondamentale per la sua descrizione in termini geometrici dello spaziotempo nella relatività generale: nella quale la curvatura dello spazio era assegnata una volta definita la distribuzione di massa (e quindi di energia); e *necessariamente* la dinamica era assegnata una volta definita la geometria di quello spazio, in uno schema di equazioni non lineari.

Differentemente, da un punto di vista puramente filosofico, Cushing sostiene che la teoria dei campi esprimeva il concetto contrario a quello di necessità, e cioè un concetto di *contingenza*. Nel senso che alcuni elementi della teoria, come per esempio le costanti di accoppiamento o altri parametri, erano introdotti dall'esterno nei calcoli e non venivano ricavati *necessariamente* dalla teoria stessa: erano il frutto di una *contingenza sperimentale* che supportava l'incapacità della teoria a ricavare gli elementi essenziali per la sua costruzione. Inoltre lo status ontologico per esempio dei quark, cioè di particelle puntiformi, diverse da tutte le altre e più fondamentali, era un elemento ingiustificabile e singolare all'interno di uno schema in cui tutto doveva essere circolarmente coerente, senza alcuna forma di *privilegio* teorico.

Ritornando allo schema precedente di Cushing è da sottolineare che il suo stesso autore è critico nei confronti di quel modello dedotto dalla categorie di Lakatos. Infatti, secondo Cushing, non è semplice individuare un *nucleo duro* di un programma di ricerca scientifico e differenziarlo dagli *aspetti euristici* delle teorie, perché il nucleo di riferimento non è in realtà completamente formato, ma evolve nel tempo. Quello che al più si può fare per definire un qualche riferimento stabile in un certo tempo nella storia dello sviluppo di un programma, è considerare un campione di scienziati i cui lavori sono ritenuti essenziali a definire quel programma. Ma questo *consenso* evolve nel tempo con lo sviluppo del programma stesso. Il metodo per quanto operativamente semplice ha dei problemi, nel senso che può non risultare stabile nella storia di quel programma.

Un altro approccio per determinare un nucleo duro è quello di definirlo retrospettivamente come una semplice sovrapposizione della sequenza delle teorie di quel programma, e questo è ciò che fa Cushing, per quanto non è data nessuna spiegazione per la necessità logica di quella costruzione. Inoltre il modello di Lakatos, così come le categorie kuhniane, non danno delle regole per capire e precisare quando uno scienziato aderisce

effettivamente a un periodo di *scienza normale* o a un paradigma. E' semplicemente una elaborazione di una visione storica successiva: è possibile infatti evidenziare una dinamica solo quando un programma è sufficientemente degenerato da essere abbandonato.

Cushing ritiene valido invece un modello dinamico dell'evoluzione della scienza che è vicino alle tesi di Laudan, secondo cui l'attività scientifica risulta da uno schema reticolare frutto di un'influenza reciproca di una triade di termini: *pratica*, *metodo* e *obiettivi*. Laudan concepisce la scienza essenzialmente come attività rivolta alla *soluzione di problemi*, non solo di tipo *empirico*, ma anche *concettuali*. Un *problema empirico* consiste in qualunque cosa riguardi il mondo naturale e che abbia bisogno di una spiegazione. Ma Laudan riconosce che tali problemi sorgono all'interno di un certo contesto di ricerca e sono parzialmente definiti da tale contesto, ossia che non esistono problemi empirici in assoluto, bensì problemi che nascono soltanto in alcuni contesti di ricerca teorica. Riguardo ai *problemi concettuali*, essi possono nascere sia all'interno di una data teoria, sia nei rapporti tra più teorie. Tali problemi possono aver origine dalla struttura interna delle teorie, dal contrasto tra teorie o dal contrasto di teorie con i metodi consolidati, oppure con una data concezione del mondo.

Sulla base di queste idee Cushing ritiene che a monte della triade costituita dalla quotidiana pratica scientifica, dalla metodologia di ricerca e dagli obiettivi di un programma, vi è una struttura piramidale al cui apice vi è sempre un limitato e creativo gruppo di *leader* che possono generare nuove teorie, testate poi dal resto della comunità. Questa struttura è un fattore chiave nella produzione di stabilità e convergenza dell'opinione scientifica. Secondo Cushing quindi, nel caso degli anni sessanta, la ricerca fu fondamentalmente indirizzata da Chew, Goldberger, Gell-Mann e Veneziano. Il punto è che solo il primo di questi quattro negli anni settanta pensò di proseguire in una forma radicale un certo percorso teorico, che invece, se pur ritenuto importante, fu abbandonato dagli altri tre.

Secondo Cushing inoltre, alcuni fattori sociologici nelle scelte dei gruppi di ricerca che negli anni sessanta lavorarono alla fisica delle alte energie furono presenti ma non furono determinanti nell'abbandono del programma di ricerca della matrice S. Ciò in parte contraddice le tesi dei sociologi Andy Pickering e Peter Galison. Infatti, in particolare Pickering è stato uno dei maggiori sostenitori di un modello estremo di *costruttivismo sociale* della scienza, per cui non sarebbero stati certo degli esperimenti comparativi a determinare la fine di una teoria piuttosto che di un'altra. Semplicemente, secondo Pickering (53), la comunità dei fisici decise coscientemente a un certo punto di investire risorse economiche e intellettuali in alcune direzioni piuttosto che in altre; e anche molti degli stessi esperimenti della fisica delle alte energie degli anni settanta erano contestualizzati in un panorama teorico

che doveva fornire non tanto le prove della *falsificabilità* della teoria della matrice S, che non interessava ormai più a nessuno, quanto piuttosto dell'efficacia del nuovo modello della QCD. Nuovo nella forma ma antico nei suoi fondamenti concettuali.

Nel suo libro del 1990 Cushing conclude la sua analisi facendo riferimento al fatto che alla fin fine l'unico criterio discriminante tra teorie in competizione, è il loro *successo predittivo*. Per quanto forse la teoria della matrice S concettualmente avesse basi più solide, dovette cedere il passo a una teoria di maggior *successo*. Questa soluzione pragmatica è ben sintetizzata nelle idee di Laudan (40, pag. 105):

“Una valutazione oggettiva di una tradizione di ricerca è legata in modo decisivo al processo di soluzione dei problemi. La stessa idea che un'entità come una tradizione di ricerca (che non effettua predizioni, che non risolve problemi specifici, che è fondamentalmente normativa e metafisica) possa essere oggettivamente valutata, può sembrare paradossale. Ma niente può essere più esatto di questo, perché noi possiamo dire con tutta chiarezza che una tradizione di ricerca che ottiene successo, è una tradizione di ricerca che, attraverso le sue teorie componenti, porta alla soluzione adeguata di un numero sempre maggiore di problemi empirici e concettuali.

(...) La ragione per accettare o rigettare una teoria è fondamentalmente basata sull'idea di progresso nel risolvere problemi. Se una tradizione di ricerca ha risolto più problemi importanti di quanti ne abbiano risolto le sue rivali, allora accettare tale tradizione è ragionevole precisamente nel grado in cui aspiriamo al 'progresso', cioè a massimizzare la portata dei problemi risolti. In altre parole: la scelta di una tradizione di ricerca invece di altre tradizioni rivali costituisce una scelta che realizza un progresso (e quindi è razionale), nei limiti in cui la tradizione scelta risolve problemi meglio di quanto facciano le tradizioni sue rivali.”.

Appendice 1:

Fisica e politica a Berkeley negli anni '60: la storia di Geoffrey Chew

Geoffrey Chew è nato nel 1924, e appartiene a una generazione di fisici teorici appena successiva quella di Richard Feynman e Julian Schwinger. E' cresciuto a Washington, dove suo padre lavorava nel Dipartimento dell'Agricoltura degli Stati Uniti. Diplomato a 16 anni, nei quattro anni successivi aveva completato a tempo di record il suo percorso universitario alla *George Washington University*. Essendo il 1944, uno dei suoi tutor universitari, George Gamow, lo invitò a dirigersi a Los Alamos, dove in una speciale divisione lavorava Edward Teller, impegnato nello sviluppo di idee su una nuova superbomba all'idrogeno.

Chew cominciò il suo dottorato all'Università di Chicago, nel febbraio del 1946, e in meno di due anni e mezzo lo completò sotto la tutela di Enrico Fermi. Dopo di che insieme al suo compagno di corso Marvin Goldberger cominciò la sua attività di post dottorato sotto Robert Serber ai *Radiation Laboratory* di Berkeley. Da subito Chew acquisì la fama di fisico brillante. Alla fine del 1949 il Dipartimento di Fisica lo nominò *professore assistente*. Il passaggio dalla costa Est a quella Ovest determinò il suo destino intellettuale e professionale e quello di molti fisici venticinquenni del tempo. Questo quadro semplificato del progresso professionale di Chew è in realtà più complesso. E la complessità è dovuta anche al suo impegno politico. Chew infatti cominciò già negli anni quaranta a interessarsi di politica. Per capire la sua attività si deve capire la situazione politica a Berkeley negli anni cinquanta e quella dei fisici americani dopo la Seconda guerra mondiale in piena guerra fredda. Gli effetti derivanti dal maccartismo ebbero forti conseguenze anche a Berkeley, determinando la carriera di molti giovani fisici.

Pochi dipartimenti di fisica americani hanno avuto una transizione così improvvisa e sofferente verso lo scenario politico del dopo guerra, come quella del *campus* di Berkeley dell'Università della California. Negli anni cinquanta La *House Un-American Activities Committee* (HUAC) aveva rivolto la sua attenzione allo spionaggio atomico, sulla scia delle sensazionali indagini su presunte spie comuniste nell'industria cinematografica.

Il Radiation Laboratory di Berkeley fu costruito durante gli anni trenta, grazie a Ernest O. Lawrence e avevano assunto un ruolo di grande prestigio internazionale; inoltre lì vari *team* avevano lavorato alla separazione dello scarso ma fissionabile isotopo uranio 235, dal suo cugino più abbondante uranio 238. Quando Chew arrivò nel 1948 per la sua attività di

post dottorato, qualcuno della HUAC era già infiltrato nello staff che lavorava ai laboratori. Nel settembre di quell'anno infatti un fisico, che fu identificato dalla HUAC come lo "scienziato X", fu accusato insieme a altri 5 fisici di aver venduto segreti atomici vitali ai sovietici; naturalmente, sostiene lo storico David Kaiser (8, pag. 242), l'indagine era basata su false testimonianze. Di questi solo uno rimase ai laboratori.

Nel settembre del 1949 il caso suscitò localmente grande attenzione quando la storia fu pubblicata sul giornale degli studenti di Berkeley, il "Daily Californian", con il titolo *Assistente interrogato su presunti legami con il comunismo*. David Fox era l'insegnante in questione. Fox aveva lavorato ai laboratori durante la guerra e l'unica sua colpa era quella di essersi rifiutato di fare dei nomi agli investigatori dell'HUAC, invocando per 25 volte il quinto emendamento. Tre mesi dopo, il Consiglio dell'Università della California licenziò Fox, senza formalmente prendere una posizione contro di lui. Già prima che il senatore Joseph McCarthy cominciasse la sua attività anticomunista, a cui il suo nome sempre è stato associato, i fisici di Berkeley avevano maturato antipatie verso il maccartismo.

A Berkeley negli anni cinquanta tutti i professori dovevano sottoporsi a un giuramento di fedeltà. Chew si rifiutò e decise di dimettersi perché la situazione era precaria e intimidatoria. Il suo caso insieme a quello di Fox aveva annullato le ultime resistenze all'interno della facoltà e anche i pochi segni di solidarietà furono spazzati via dopo lo scoppio della guerra in Corea nel giugno 1950.

Chew scrisse a un amico in una lettera del 24 luglio del 1950 (8, pag. 243) le seguenti parole:

"In uno stato di guerra, quale sicurezza può avere un anticonformista? (...) con lo scoppio dei combattimenti, i pochi non firmatari del patto di fedeltà sono diventati dei lebbrosi da tenere a debita distanza...".

Chew sosteneva sempre in quella lettera che le autorità amministrative del Radiation Laboratory, avevano chiarito la loro posizione per cui

"(...) non sono benvenuti i non firmatari. Sebbene mi è consentito di mantenere la mia affiliazione al laboratorio, l'atmosfera di indifferenza non è per nulla piacevole. Questa costituisce una forma ancora più sottile di intimidazione."

Sebbene per Chew non fu una decisione facile, nel luglio del 1950 lasciò Berkeley per trasferirsi all'Università dell'Illinois. Fu promosso da assistente a *full professor* nel 1955 all'età di 31 anni.

Nel corso degli anni cinquanta, mentre insegnava nell'Illinois, Chew divenne tra i più attivi sostenitori del *the atomic scientists' movement*. Fondò una branca locale della *Federation of American Scientists* (FAS), un'organizzazione nazionale dedicata a perorare cause di libertà. Già a partire infatti dalla fine degli anni quaranta, la FAS era diventata un'organizzazione dedicata alla raccolta di informazioni sui più gravi abusi del maccartismo. Sotto la direzione di Chew, la FAS fu molto attiva non solo nell'organizzazione di incontri periodici di discussione su argomenti di natura politica, ma anche nel trattamento di casi di ingiustizia come quello del mancato rilascio di passaporti agli scienziati per ragioni politiche. Famoso è il caso di Linus Pauling che ottenne il passaporto solo nel 1954, dopo due anni di attesa, e solo nel momento in cui si sarebbe dovuto recare in Svezia per ricevere il premio Nobel per la Chimica.

Chew tra le altre cose diede un'importante testimonianza alla commissione del senato americano sui diritti umani nella quale affrontò appunto il problema dei passaporti agli scienziati, e proprio in quella circostanza il fisico americano sottolineò il fatto che

“il passaporto era un diritto del cittadino degli Stati Uniti e non un privilegio e che gli scienziati erano parte dell'America democratica come qualsiasi altro cittadino.” (8, pag. 249).

La sua attività politica si esprime anche in quegli anni in una serie di sforzi per un *rinnovamento pedagogico*. I suoi studenti dovevano esser certi di poter partecipare allo stesso modo al lavoro senza temere discriminazioni. Con questo metodo formò tra i suoi studenti un gruppo di collaboratori per sviluppare il suo programma autonomo sulla matrice S e anche quando alcuni anni dopo questo fu abbandonato dalla maggior parte dei fisici delle particelle, Chew continuò a proporre nel suo gruppo una partecipazione democratica alla ricerca.

Per quanto nell'ottobre del 1952 la Corte Suprema della California si esprime in favore dei non firmatari del patto di fedeltà che erano stati licenziati a Berkeley, solo nel 1956 la questione fu legalmente risolta. Già nel 1951 però alcuni fisici anziani di Berkeley avevano pensato di far tornare Chew nel Dipartimento. Ma solo nel 1957 Chew decise di rientrare quando il Dipartimento di Fisica era sotto la guida di Carl Helmholtz che riuscì a fargli avere un contratto da *full professor*.

Chew si impegnò immediatamente nella formazione di un grosso gruppo di studenti, nella maggior parte fisici teorici, e cercò da subito di farli lavorare insieme, cosa allora

inusuale. Spesso 10 o più studenti erano seguiti contemporaneamente da Chew e lui stesso lavorava in collaborazione con 4 o 5 di loro allo stesso tempo. Chew seguì un modello analogo a quello adoperato da Robert Oppenheimer negli anni trenta: gli studenti lavoravano collettivamente e discutevano dei loro progetti di ricerca regolarmente con l'intero gruppo.

Questo approccio era in contrasto con quello di Julian Schwinger che fu famoso durante gli anni cinquanta e sessanta ad Harvard per lavorare raramente con l'intero gruppo dei suoi studenti.

Inoltre, rispetto al modello di Oppenheimer che comunque prevedeva una distanza gerarchica tra il docente e gli studenti, l'approccio di Chew permetteva invece una collaborazione paritaria e informale. Chew organizzava settimanalmente dei seminari segreti, che spesso si svolgevano a casa sua²⁷, in cui gli studenti ascoltavano le presentazioni dei reciproci lavori. Queste sessioni erano segrete al fine di non permettervi la partecipazione di altri docenti che avrebbero intimidito la libera esposizione e il confronto tra gli studenti.

Quindi in conclusione Chew è stato un personaggio chiave della fisica teorica degli anni sessanta²⁸, ma anche un portatore di importanti valori democratici nella società americana e un innovatore per quanto concerne la didattica universitaria di quegli anni.

Appendice 2:

Estratti dagli Atti del Congresso Solvay del 1961 a Bruxelles

Il Congresso Solvay di Bruxelles nel 1961 (18) fu importante perché non solo fece il punto della situazione della fisica teorica del tempo, che era in gran fermento all'epoca, ma fu anche il palcoscenico dove si focalizzarono una serie di discussioni sui fondamenti delle teorie, estremamente significative e di grande valore storico.

Inoltre in quel congresso si incontrano due generazioni, i vecchi fisici, padri fondatori della meccanica quantistica, come Bohr e Heisenberg e la nuova classe emergente di fisici

²⁷ Definita dagli studenti di Chew la *little red schoolhouse* (8, pag. 252).

²⁸ Chew fu un autore estremamente prolifico in quegli anni, basti pensare che pubblicò tra il 1950 e il 1969, solo sulla rivista americana "Physical Review", quasi una sessantina di articoli. In più sono estremamente noti due suoi libri, uno del 1962, *The S-Matrix Theory of Strong Interactions* (30), e l'altro del 1966, *The Analytic S-Matrix: A Basis for Nuclear Democracy* (31).

teorici come Gell-Mann, Chew, Mandelstam, Feynman, Lehmann e molti altri. Riportiamo di seguito solo degli estratti delle discussioni che seguirono gli interventi di alcuni relatori.

“Durante tutto questo tempo, nessuna soluzione completa e nell’ambito delle equazioni della teoria dei campi e in quelle della matrice S , è stata realmente prodotta. Alcuni di noi qui presenti sostengono: Perché non è tutto risolto dalla teoria dei campi? Altri invece dicono: Perché ogni cosa non è risolta dalla teoria della matrice S ?

Il problema reale è: Perché nulla può risolvere ogni cosa! Una delle ragioni perché non si risolvono i problemi è che non si lavora con sufficiente vigore. Una delle ragioni della difficoltà di lavorare intensamente su questi problemi è che la natura ha la qualità di essere molto più elaborata di quello che noi abbiamo pensato...”.

Questo giudizio di Feynman, già riportato alla fine del primo capitolo, è tratto dalla discussione svoltasi dopo l’intervento del fisico Gunnar Källén sugli aspetti del formalismo della teoria dei campi. In realtà l’intervento di Feynman era una ricostruzione dello stato dell’arte della fisica delle particelle elementari in una discussione partita proprio da una domanda di Chew sul senso del nuovo approccio della matrice S e sulla possibilità di sviluppare un intero programma alternativo alla teoria dei campi. Le risposte in sequenza furono quelle di Heisenberg:

“Quando ho lavorato sulla matrice S negli anni che vanno dal 1943 al 1948, ho sempre tentato di costruire una teoria della matrice S pura. Ma se si tenta di costruire la matrice S da semplici assunti, il risultato è spesso una grandezza non analitica in luogo di qualcosa che dovrebbe esserlo.

Io ho incontrato molte difficoltà nel costruire matrici S analitiche. Il solo modo di ottenere il corretto comportamento analitico sembra essere una deduzione dall’hamiltoniana alla vecchia maniera”.

Poi intervennero Gell Mann, che si mostrò fiducioso sul nuovo approccio della matrice S , senza sbilanciarsi più di tanto, e infine chiuse Dyson:

“Il problema centrale della teoria di campo è quella di definire una precisa nozione di convergenza che permetta di trovare una soluzione matematicamente significativa di un insieme infinito di equazioni. Abbiamo trovato quattro insiemi infiniti di equazioni, ciascuno di questi ha buone motivazioni per rappresentare il contenuto fisico della teoria dei campi: l’ordinaria teoria delle perturbazioni, le equazioni Tamm-Dancoff, le equazioni di Lehmann-

Zimmermann-Glaser e le equazioni di Chew-Mandelstam. Ciascun insieme a turno ha occupato l'attenzione dei fisici negli ultimi 10 anni. Ma nessuna nozione di convergenza è stata trovata per nessuno di questi quattro insiemi, certamente è auspicabile che le equazioni di Chew-Mandelstam, che costituiscono un approccio nuovo rispetto a quello degli altri tre insiemi, possano superare questa difficoltà, per quanto onestamente, al pari degli altri metodi, attualmente questo problema non è stato superato.”

Sempre nella stessa discussione seguita alla relazione di Källen intervenne anche il fisico tedesco Gregor Wentzel dando questo commento in favore della teoria dei campi:

“Abbandonando la teoria dei campi completamente a favore dello schema delle relazioni di dispersione, ciò mi appare nello spirito simile all'abbandonare la meccanica statistica a favore di una termodinamica fenomenologica. Io credo nella meccanica statistica come una teoria esauriente (globale) sebbene solo in casi semplici può calcolare effettivamente una funzione di partizione. Se questo calcolo è tecnicamente anche difficile, noi possiamo soddisfare noi stessi applicando la termodinamica, usando i dati sperimentali. Tuttavia, nessuno potrebbe non ammettere che la meccanica statistica è una teoria di livello superiore. Similmente, spererei che anche la teoria dei campi in una forma o un'altra, si riterrà una disciplina superiore.”

Chiusero la discussione generale del congresso Feynman e Bohr, a commento degli interventi di Goldberger e Mandelstam sulle relazioni di dispersione e sul presupporre o meno l'accantonamento della teoria dei campi:

Feynman:

“(…) C'è una caratteristica nello studio delle matrici S che sarà un problema da analizzare in futuro. Data la matrice S per lo scattering di due particelle $A + B$, per $B + C$ e per $C + A$, ecc. possiamo dedurre lo scattering per A , B e C insieme. Possiamo capire la fisica di situazioni complicate combinando conoscenze relative a sistemi semplici. Il modo di fare ciò nel caso dell'elettrodinamica e per sistemi non relativistici è noto, cosicché noi possiamo trattare ‘corpi’ di 10^{23} particelle conoscendo lo scattering di due particelle, ma io non conosco l'analoga tecnica per una matrice S relativistica”.

Bohr:

“Ovviamente io sono consapevole dei problemi che ha menzionato Feynman, che sono noti a tutti. Tuttavia ci sono differenti approcci ai nuovi problemi, derivanti da differenti propositi: perciò l’uso delle relazioni di dispersione è un modo molto ingegnoso per tentare di ricavare informazioni su questi problemi senza la teoria dei campi; ma uno deve considerare la convenienza di tali metodi, senza guardare ad approcci più fondamentali. Per illustrare questa situazione vi racconterò un episodio.

In una discussione con Schrödinger, dopo la pubblicazione del suo famoso articolo in cui trattava i problemi della dispersione, Heisenberg e io abbiamo tentato di spiegare a Schrödinger che se si prende rigorosamente in considerazione il suo punto di vista, non si potrebbe mai ottenere la formula di Planck, poiché quest’ultima dipende da certe caratteristiche peculiari di processi quantici che egli non ha preso in considerazione...

Questo serve a illustrare il fatto che si può essere legati a un definito approccio, tuttavia questo può essere utile solo per un limitato tipo di problemi (...) non è innaturale pensare di conservare una mente aperta per accogliere nuovi aspetti che possono probabilmente acquisire considerazione”.

Bibliografia del primo capitolo

- 1) J. T. Cushing – *Theory construction and selection in modern physics: The S matrix* – Cambridge University Press, Cambridge 1990.
- 2) J. T. Cushing - *Applied Analytical Mathematics for Physical Scientist* – John Wiley and Sons, Inc. 1975.
- 3) J. T. Cushing – *The Importance of Heisenberg's S-Matrix Program for Theoretical High-Energy Physics of the 1950's* – Centaurus (1986) – Volume 29 – p.110-149.
- 4) J. T. Cushing and Ernan McMullin (eds.) – *Philosophical Consequences of Quantum Theory* – University of Notre Dame Press, Notre Dame 1989.
- 5) J. T. Cushing - *Quantum Mechanics: Historical Contingency and The Copenhagen Hegemony* – The University of Chicago Press, Chicago 1994.
- 6) J. T. Cushing - *Science and Reality: Recent Work in the Philosophy of Science* – University of Notre Dame Press, Notre Dame 1984.
- 7) J. T. Cushing - *Philosophical Concepts in Physics* – Cambridge University Press, Cambridge 1994.
- 8) D. Kaiser – *Nuclear Democracy: Political Engagement, Pedagogical Reform, and Particle Physics in Postwar America* – The History of Science Society 2002 (93), p. 229-268.
- 9) M. Gell-Mann – *Particle Theory from S-Matrix to Quarks* (20) – in M.G. Doncel, *Symmetries in Physics*, p. 475-487.
- 10) J. Wheeler – *On the Mathematical Description of Light nuclei by the Method of Resonanting Group Structure* – Physical Review (1937) - 52 – p. 1107-1122.
- 11) J. Schwinger – *Quantum Electrodynamics. I. A covariant formulation* – Physical Review 1948 (74), p. 1439-61.
- 12) F. J. Dyson – *The S matrix in quantum electrodynamics* - Physical Review 1949 (75), p. 1736-55.
- 13) D.C. Cassidy – *Cosmic ray showers, high energy physics, and quantum field theories: programmatic interactions in the 1930's* – Historical Studies in the Physical Sciences, 12, p. 1-39.
- 14) W. Heisenberg – *Die beobachtbaren Grossen in der Theorie der Elementarteilchen I* – Zeitschrift fur Physik 1943 (120), p. 513-538.

- 15) W. Heisenberg – *Die beobachtbaren Grossen in der Theorie der Elementarteilchen II* – Zeitschrift fur Physik 1943 (120), p. 673-702.
- 16) W. Heisenberg – *Quantum Theory of Fields and Elementary Particles* – Reviews in the Modern Physics 1957 (29), p. 269-278.
- 17) M.L.G. Redhead – *Some philosophical aspects of particle physics* – Studies in History and Philosophy of Science 1980 (11), p. 279-304.
- 18) R. Stoops (ed.) – *The Quantum Theory of Fields* – Proceedings of the Twelfth Solvay Conference on Physics – New York, Interscience Publishers, 1961.
- 19) S.T. Ma – *Redundant zeros in the discrete energy spectra in Heisenberg's theory of characteristic matrix* – Physical Review, 1946 (69) p. 668.
- 20) T.Y. Cao – *Conceptual developments of 20th century field theories* – Cambridge University Press, Cambridge 1997.
- 21) S. Mandelstam – *Two-dimensional representations of scattering amplitudes and their applications*. In Stoops, op. cit. , p. 209-233.
- 22) D. Amati – *Matrice S* – Enciclopedia delle Scienze Fisiche – Treccani, Roma - 7 - p. 645-650.
- 23) G.F. Chew and F.E. Low – *Effective-range approach to the low-energy p-wave pion-nucleon interaction* – Physical Review, 1956 (101), p. 1570-1579.
- 24) G.F. Chew and S. Mandelstam – *Theory of low energy pion-pion interaction* – Physical Review, 1960 (119), p. 467-77.
- 25) M. Gell-Mann – *Il quark e il giaguaro* – Bollati Boringhieri, Torino 1996.
- 26) F. Zachariasen, C. Zemach – *Pion resonances* - Physical Review 1962 (128), p. 849-58.
- 27) G.F. Chew and S. Mandelstam – *Theory of low energy pion-pion interaction II* – II Nuovo Cimento, 1961 (19), p. 752-776.
- 28) G.F. Chew and S. C. Frautschi – *Principle of equivalence for all strongly interacting particles within the S-matrix framework* – Physical Review, 1961 (7), p. 394-7.
- 29) W. Heisenberg – *Physics and Philosophy* – Harper Torchbooks, New York 1958.
- 30) G. Chew – *The S-Matrix Theory of Strong Interactions* – W. A. Benjamin, Inc. – New York, 1962.
- 31) G.F. Chew – *The Analytic S-Matrix: A Basis for Nuclear Democracy* – W. A. Benjamin, Inc. – New York 1966.

- 32) A. White – *The Past and Future of S-Matrix Theory – Contribution to “Scattering”*, edited by E. R. Pike and P. Sabatier – Academic Press – Marzo 2000, p. 1-42.
- 33) G. Gale – *Chew’s Monadology* – J. Hist. Ideas 1974 (35), p. 339.
- 34) G.F. Chew – “Bootstrap”: *A Scientific Idea?* – Science (1968), p. 762-765.
- 35) G.F. Chew – *Hadron Bootstrap: triumph or frustration?* – Physics Today 1970 (23), p. 23-8.
- 36) V. de Alfaro – *Fisica all’Università di Torino 1720-1980* – in C.S. Roero, *La facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali dell’Università di Torino, 1848-1980*, vol. 1, Torino 1999.
- 37) G. Veneziano – *Construction of a crossing-symmetry, Regge-behaved amplitude for linearly rising trajectories* - Il Nuovo Cimento, 1968 (57 A), p. 190-7.
- 38) S. Fubini, G. Veneziano – *Level structure of dual-resonance models* - Il Nuovo Cimento, 1969 (64 A), p. 811-40.
- 39) T.S. Kuhn – *The Structure of Scientific Revolutions* – University of Chicago Press – Chicago, 1969.
- 40) L. Laudan – *Il progresso scientifico* – Armando, Roma 1979.
- 41) K. Shrader-Frechette – *Atomism in crisis: an analysis of the current high energy paradigm* – Philosophy of Science, 1977 (44), p. 409-440.
- 42) T.Y. Cao - *History of Nuclear Physics*– in *Science in the Twentieth Century* – edited by John Krige & Dominique Pestre, Parigi 1997.
- 43) J.T. Cushing – *Models and Methodologies in Current Theoretical High-Energy Physics* – Synthese 1982 (50), p. 5-101.
- 44) A. Einstein – *Reply to Criticism*, in P.A. Schilpp (eds) – *Albert Einstein: Philosopher-Scientist* – Open Court, La Salle 1970, p. 655-688.
- 45) G. Boniolo e P. Vidali – *Filosofia della Scienza* – Edizioni Bruno Mondatori, Milano 1999.
- 46) N.R. Hanson – *Patterns of Discovery. An Inquiry into Conceptual Foundation of Science*, Cambridge University Press, Cambridge 1958.
- 47) J.T. Cushing – *Foundational Problems in and Methodological Lessons from Quantum Field Theory* – in H.R. Brown and R. Harré - *Philosophical Foundation of Quantum Field Theory* – Clarendon Press, Oxford 1988, p. 25-43.
- 48) G.F. Chew – *Impasse for the elementary-particle concept* - in W. Benton - *The Great Ideas Today* – Chicago 1974, p. 99.

- 49) I. Lakatos – *History of Science and its rational reconstructions*, in Howson (ed.) – *Method and Appraisal in the Physical Sciences* – Cambridge University Press, Cambridge, 1976.
- 50) C. Rosenzweig, G. Veneziano – *Regge couplings and intercepts from the planar dual bootstrap* – Physics Letters 1974 (52 B), p. 335-40.
- 51) J.T. Cushing – *Is there just one possible world? Contingency vs the bootstrap* – Studies in History and Philosophy of Science, 1983, p. 31-48.
- 52) E. Mach – *Die Mechanik in ihrer Entwicklung historisch-kritisch dargestellt* – 1883, traduzione di A. D’Elia - *La meccanica nel suo sviluppo storico-critico* – Universale Bollati Boringhieri, Torino 1977.
- 53) A. Pickering – *Constructing Quarks – A Sociological History of Particle* - University of Chicago Press, Chicago 1984.