

Cattedra Enrico Fermi 2015-2016

La teoria delle stringhe:
l'ultima rivoluzione in fisica?

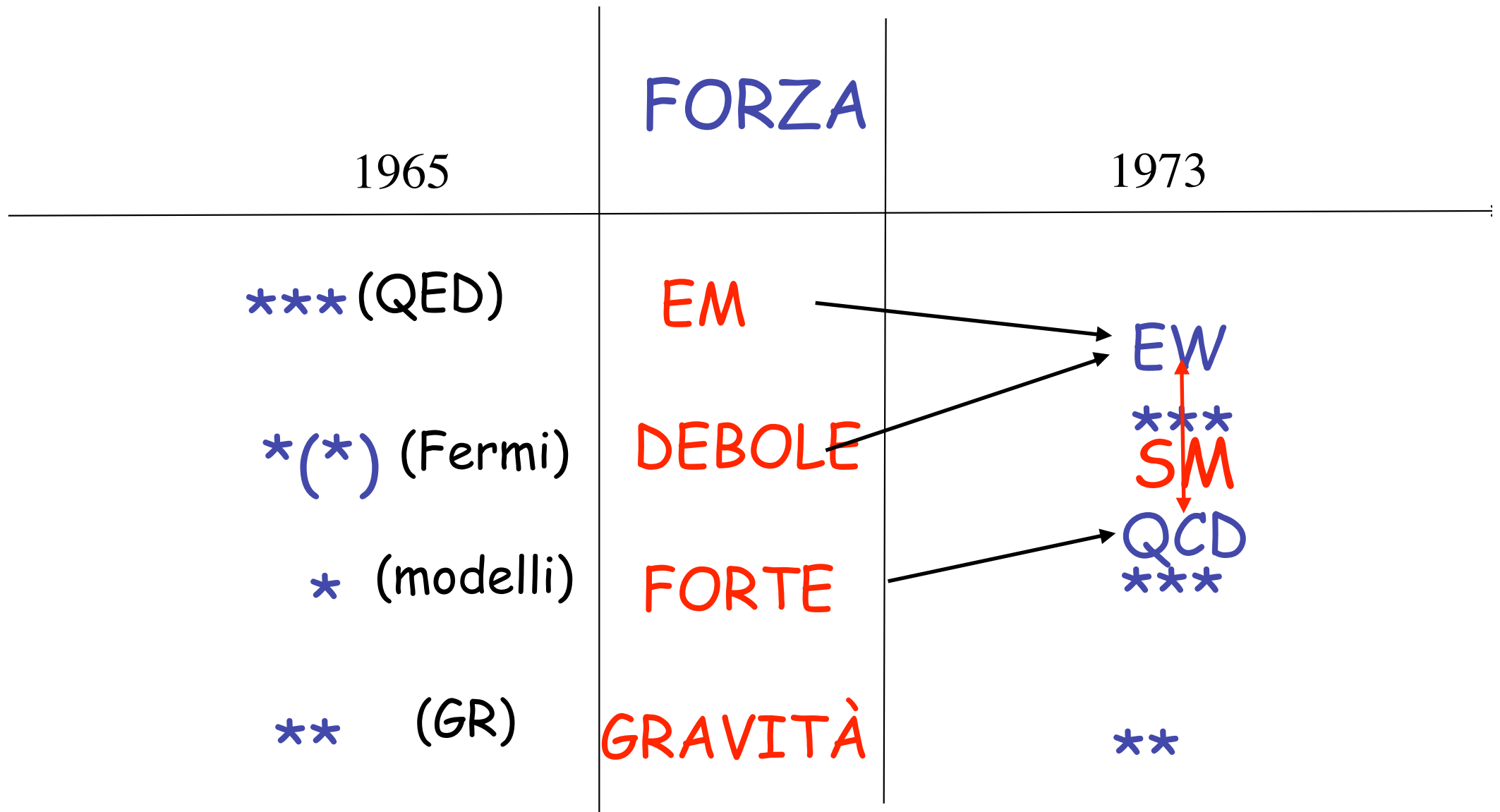
Gabriele Veneziano

Lezione # 7: 17.03.2016

Breve richiamo delle lezioni di
Novembre-Dicembre 2015

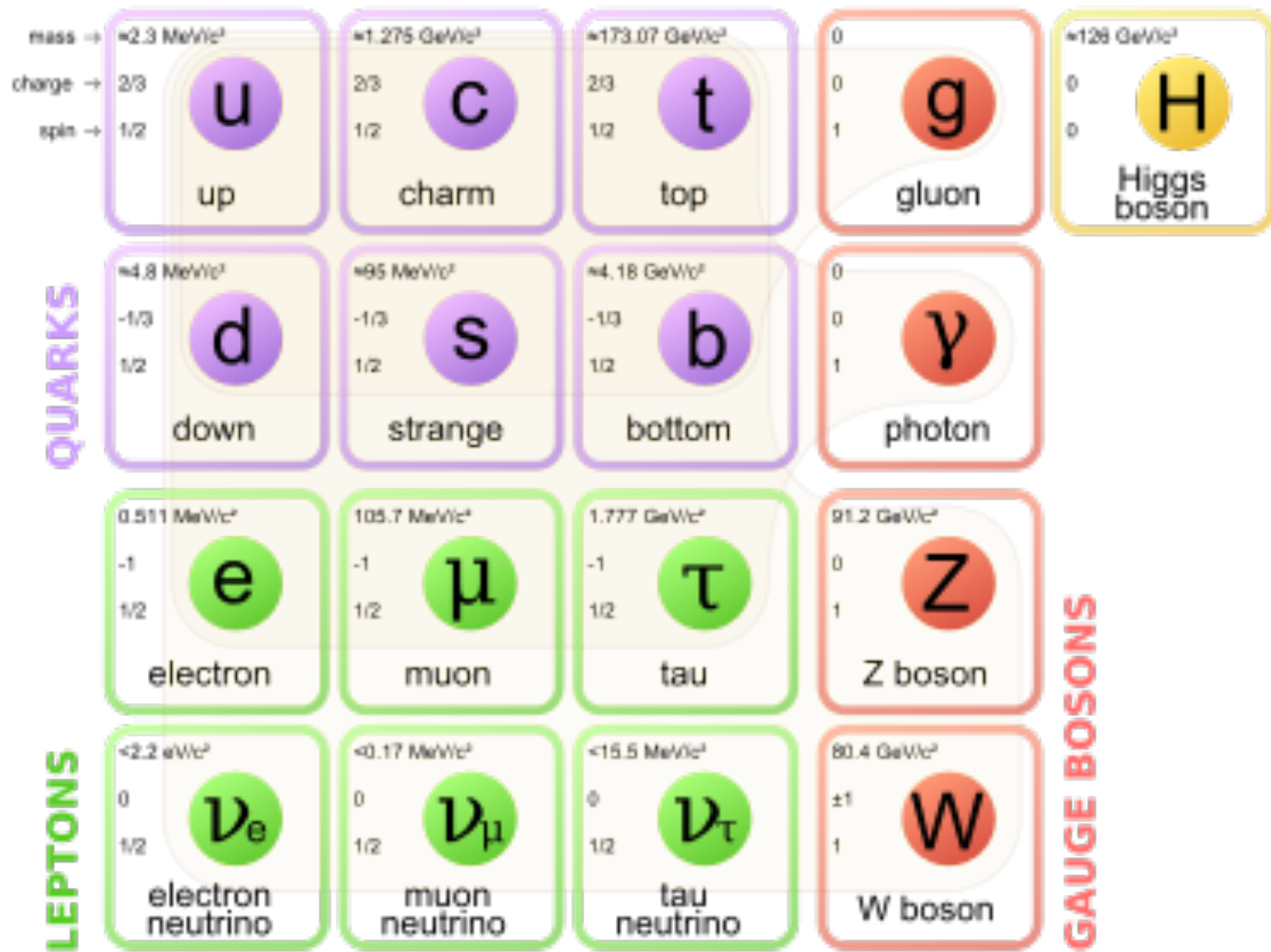
- Abbiamo iniziato con una visione d'insieme su quello che possiamo chiamare il **decennio aureo** delle particelle elementari (~1965-1975).
- Alla metà degli anni sessanta **solo l'elettromagnetismo** era descritto da una teoria relativistica e quantistica soddisfacente, la **QED** (elettrodinamica quantistica).
- Nel decennio 1965-'75 si aggiunsero alla QED **due teorie** con le stesse caratteristiche: una per l'interazione debole, unificata alla QED nella cosiddetta **teoria elettro-debole**, ed una, a se stante, per le interazione forti, la **QCD** (cromodinamica quantistica).

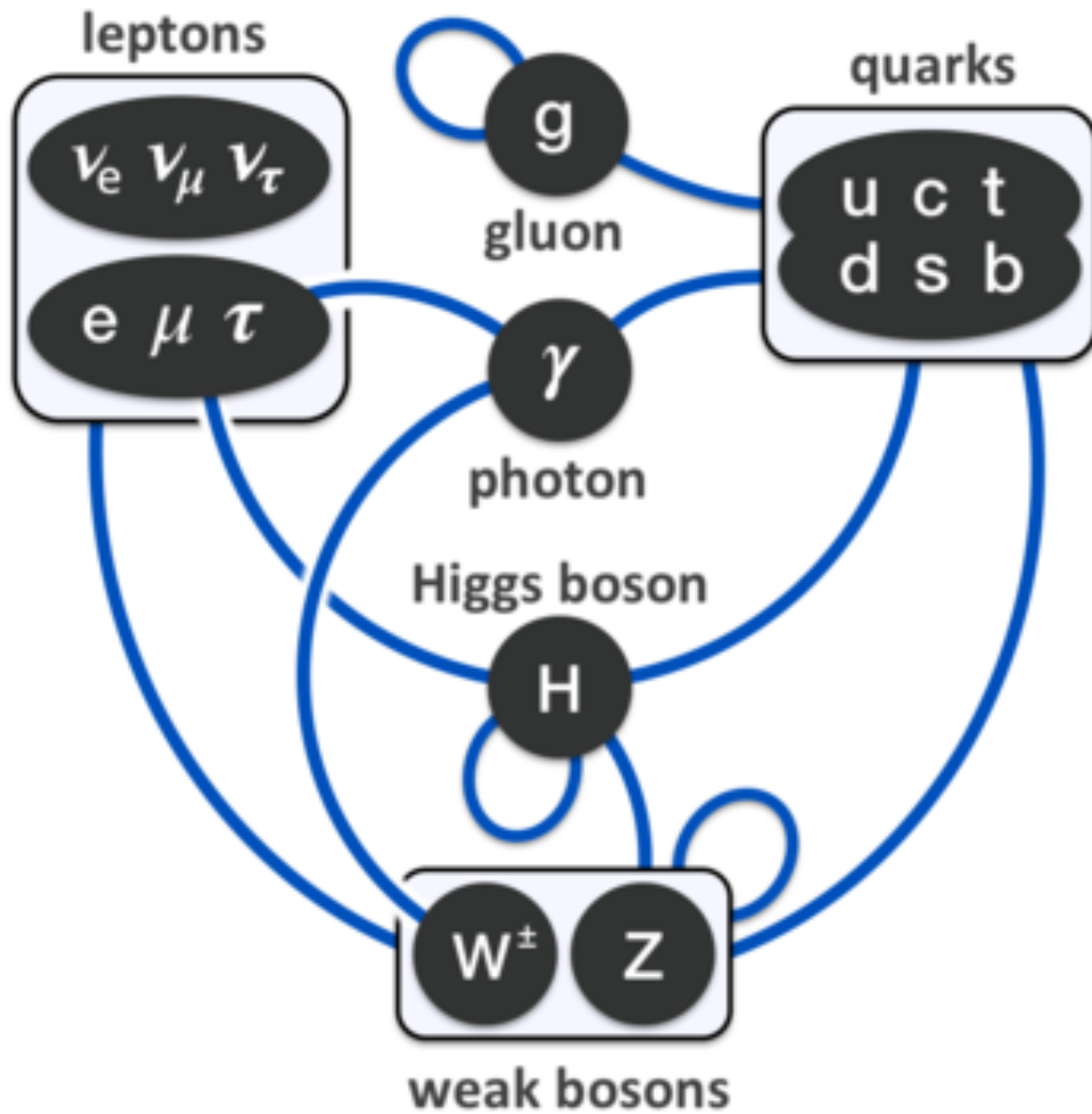
La (pen)ultima rivoluzione in fisica?



- Dopo una discussione generale su teorie di gauge, bosoni e fermioni (insistendo in particolare sulla distinzione fra fermioni chirali e non), abbiamo descritto il caso particolare del modello standard.

Ecco uno schema qualitativo che illustra il caso realistico di tre famiglie e delle loro interazioni.





- Ecco invece la classificazione (rispetto al gruppo di gauge del MS) dei componenti elementari della prima famiglia di quark (u,d) e di leptoni (e,ν_e).

Numeri quantici delle particelle del MS

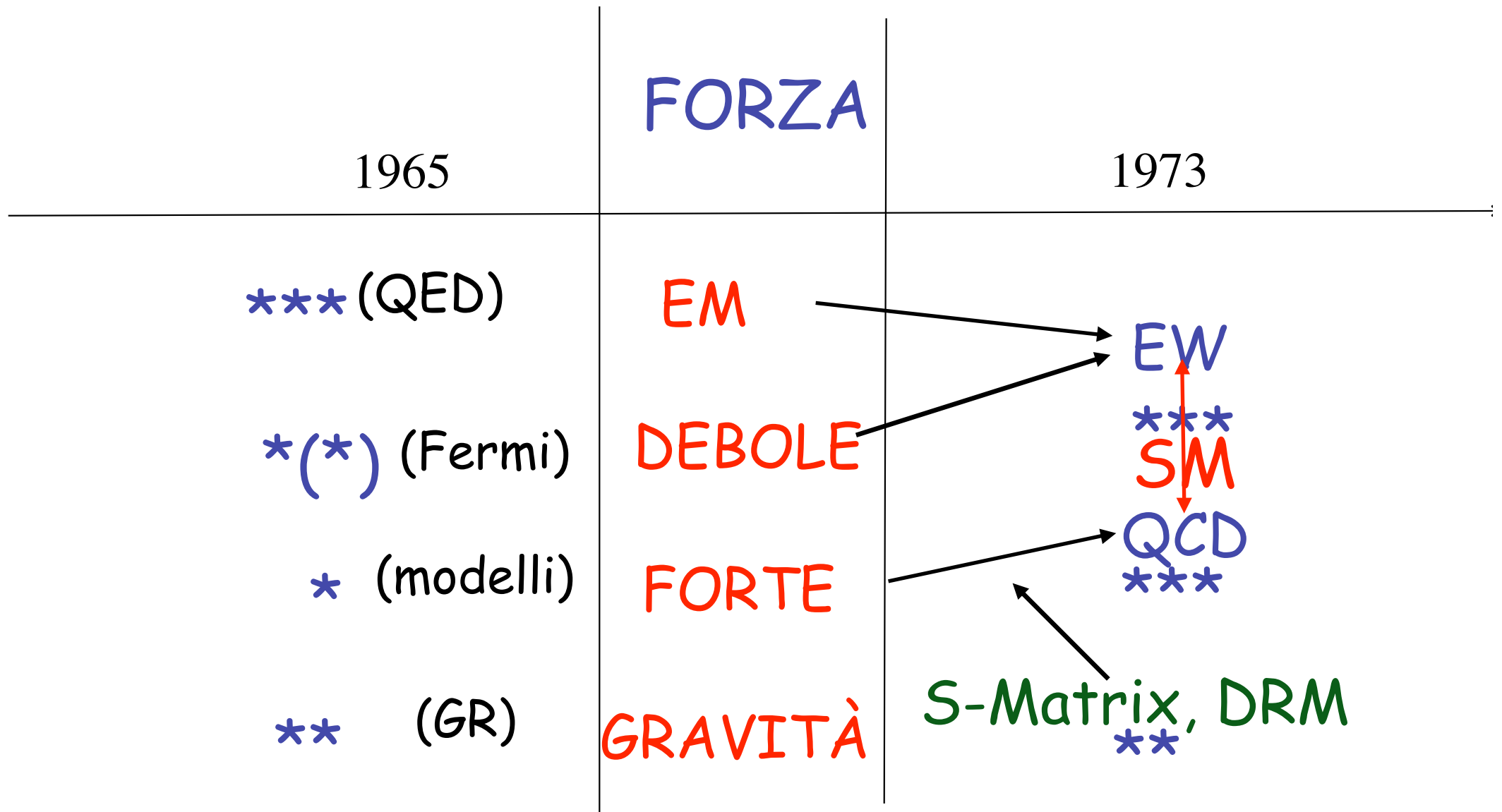
(per una famiglia di fermioni sinistrorsi)

	SU(3)	SU(2)	U(1)
(u,d) = Q	3	2	1/6
(1	2	-1/2
u	3*	1	-2/3
d	3*	1	+1/3
e	1	1	+1
(1	2	1/2

+ i campi destrorsi complessi coniugati + un $\Phi^* = (\phi^{0*}, \phi^-)$
 + neutrino sterile?

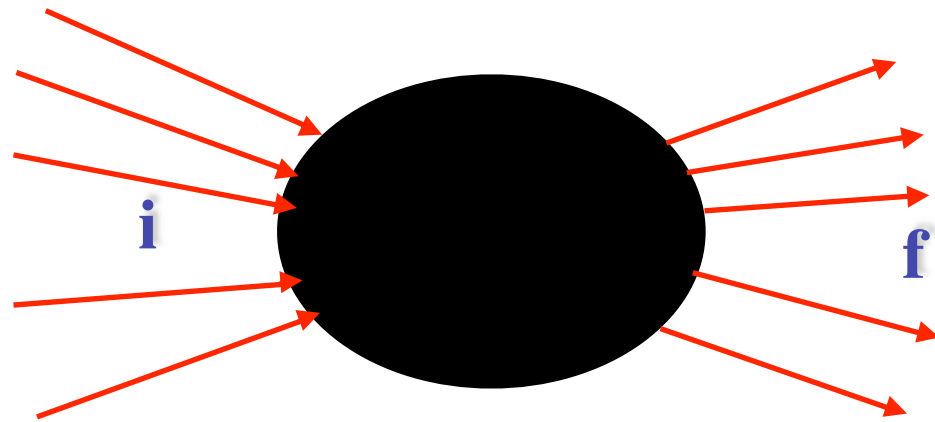
- Abbiamo poi iniziato il corso vero e proprio presentando la situazione delle interazioni forti alla metà degli anni sessanta e l'apparente inadeguatezza della teoria dei campi per descriverle.
- Un approccio basato sulla matrice S prese il sopravvento.

La (pen)ultima rivoluzione in fisica?



La matrice S (Heisenberg 1943)

S_{fi} = complex number ; $|S_{fi}|^2$ = probability for $i \rightarrow f$



- Abbiamo descritto le proprietà generali della matrice S , in particolare i vincoli che seguono da:
- **Decomposizione** a blocchi (cluster decomposition)
 $\Rightarrow S = 1 + \dots A$.
- Invarianza di **Lorentz** $\Rightarrow A = A(s, t, \dots)$
- **Analiticità** di A (conseguenza della causalità),
- **Crossing** \Rightarrow una sola A descrive vari processi
- **Unitarietà** (cons. probabilità) $\Rightarrow \text{Im } A = A A^* + \dots$
- Ci siamo poi concentrati sulle **singolarità** dell'ampiezza di A e in particolare sui **poli** in s, t dovuti a scambi di particelle singole stabili o meta-stabili (risonanze)

Poli in $A(s,t)$

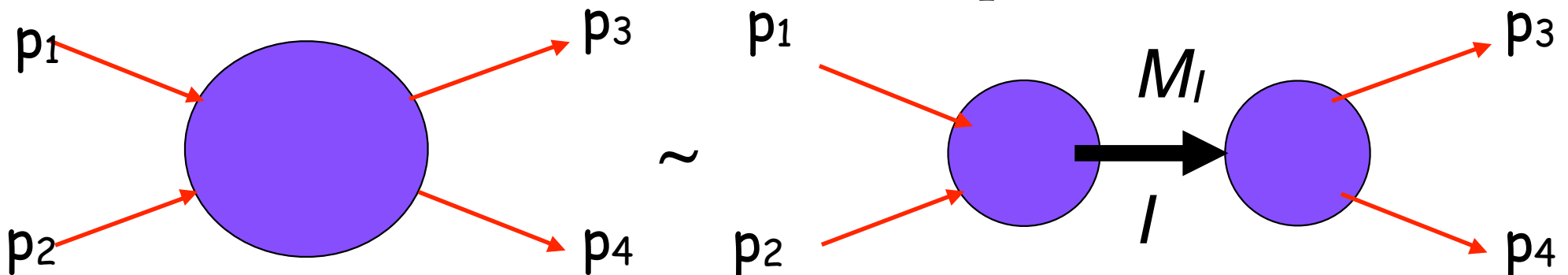
Una particella singola scambiata in un canale produce **un polo** nella variabile di Mandelstam corrispondente.

Il polo è situato **alla $(\text{massa})^2$ della particella**.

L'unitarietà richiede la fattorizzazione del residuo.

Esempio ($s = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2$):

$$A(s, t) \sim \frac{g_{12I} g_{I34}}{s - M_I^2 + i\epsilon}$$



Particelle stabili e instabili

Se la particella scambiata è stabile il polo è sull'asse reale, altrimenti è a una distanza da esso inversamente proporzionale alla sua vita media.

Unitarietà predice (**formula di Breit-Wigner**):

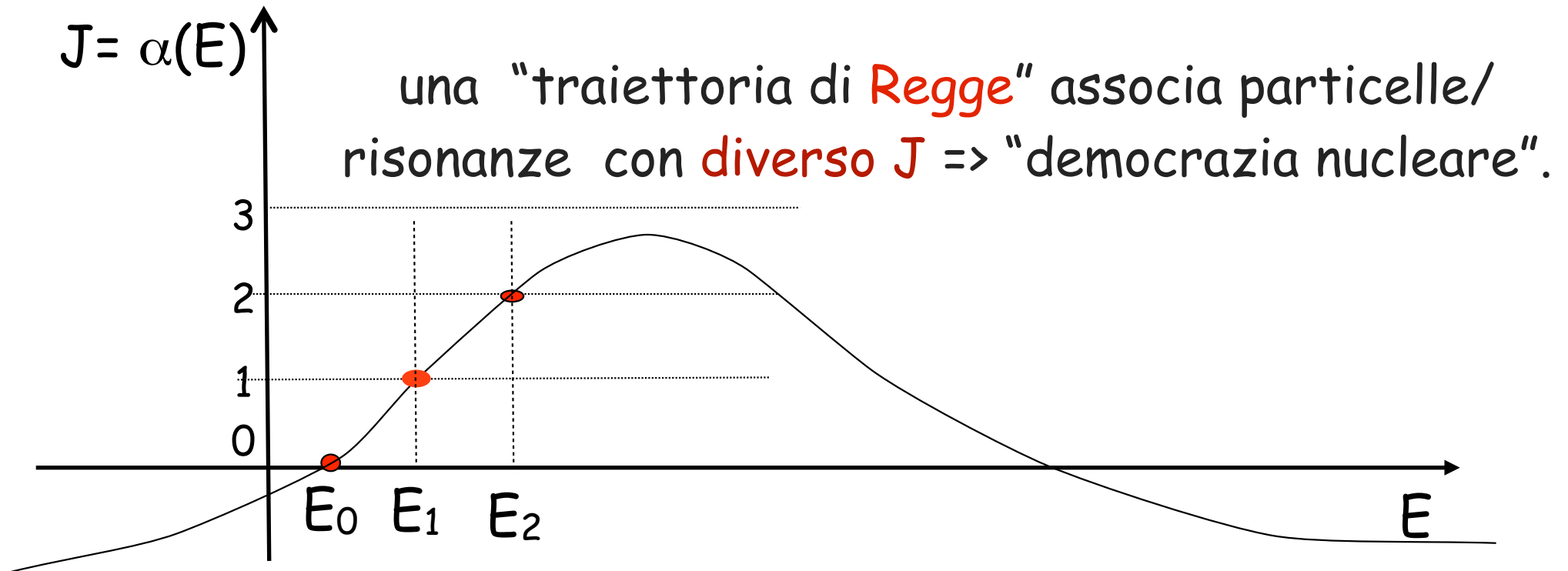
$$A(s, t) \sim -\frac{g_{12I} g_{I34}}{s - M_I^2 + iM_I\Gamma_I}$$

dove Γ_I è la velocità di **decadimento** (h/vita media):

Una particella instabile si manifesta sperimentalmente nella sez. d'urto $\sigma \sim |A|^2$ come una campana di Lorentz centrata in M^2 e di larghezza $\sim \Gamma$

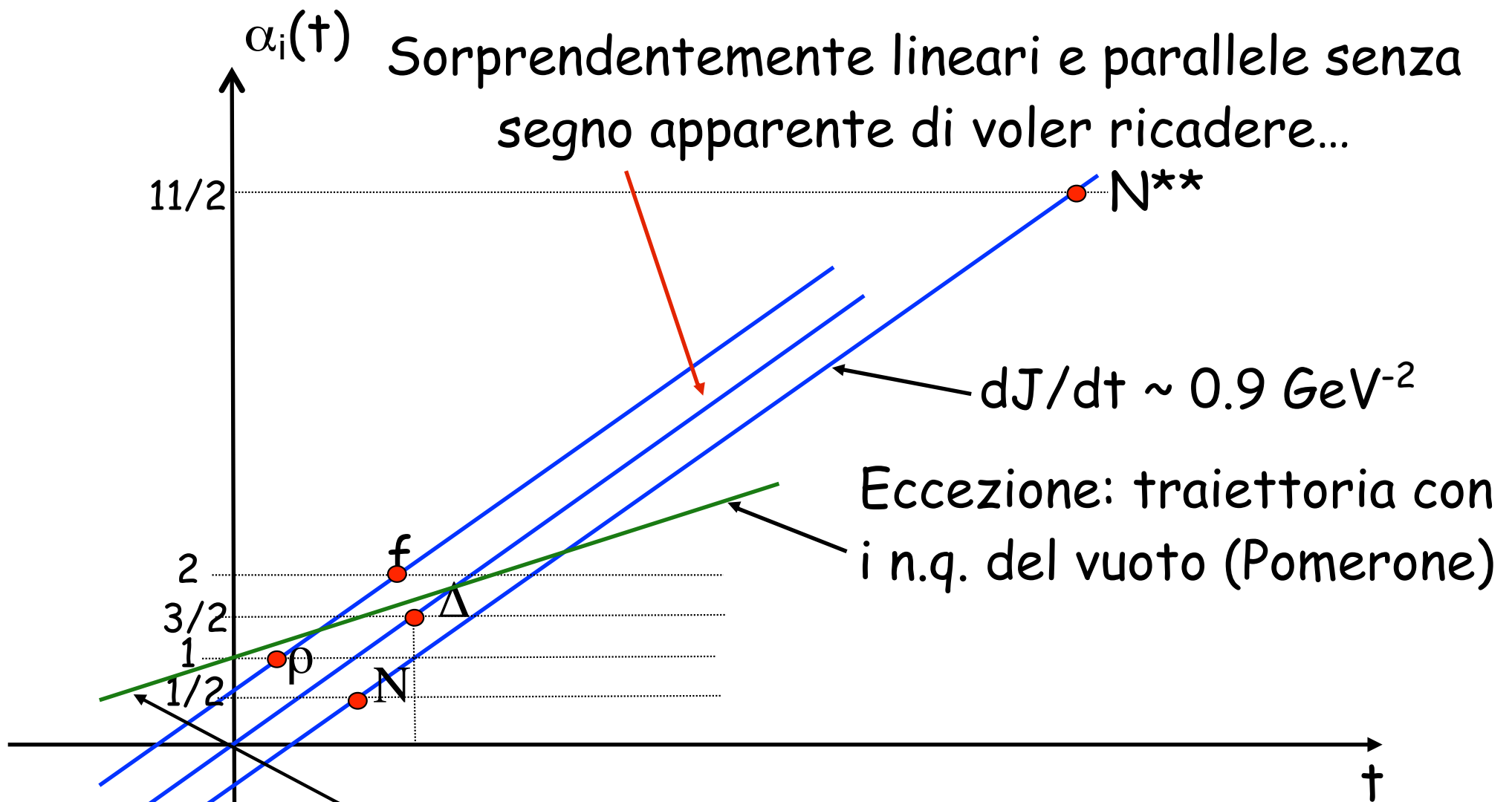
- Abbiamo introdotto il concetto di momento angolare (J) complesso e della possibile presenza di **poli (di Regge) in J** .
- Questi poli hanno due possibili significati e due applicazioni:
- Da un lato (nella regione $t > 0$) servono per **classificare gli adroni** interpolando fra particelle di spin diverso.
- Dall'altro (regione $t < 0$) determinano l'**andamento ad alte energie** (s grande) dell'ampiezza di diffusione.

Tipica "traiettoria di **Regge**" nella diffusione non relativistica da potenziale



E nel caso relativistico delle interazioni forti?

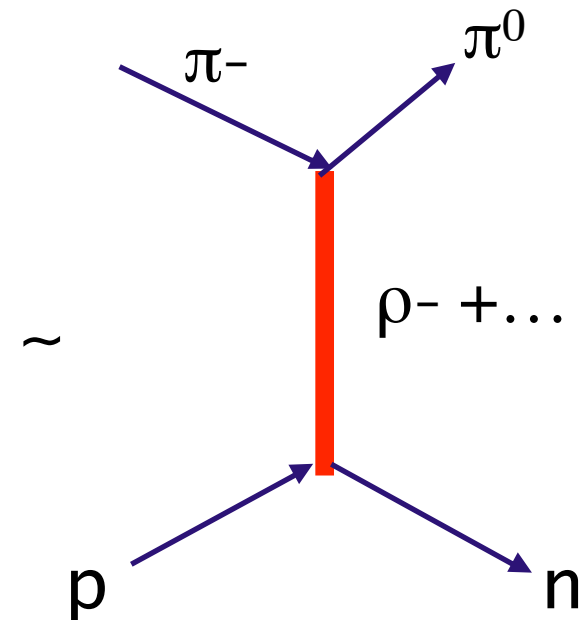
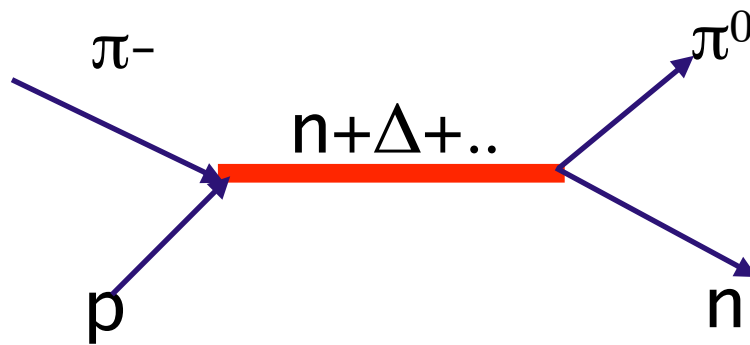
Scoperta degli anni sessanta:



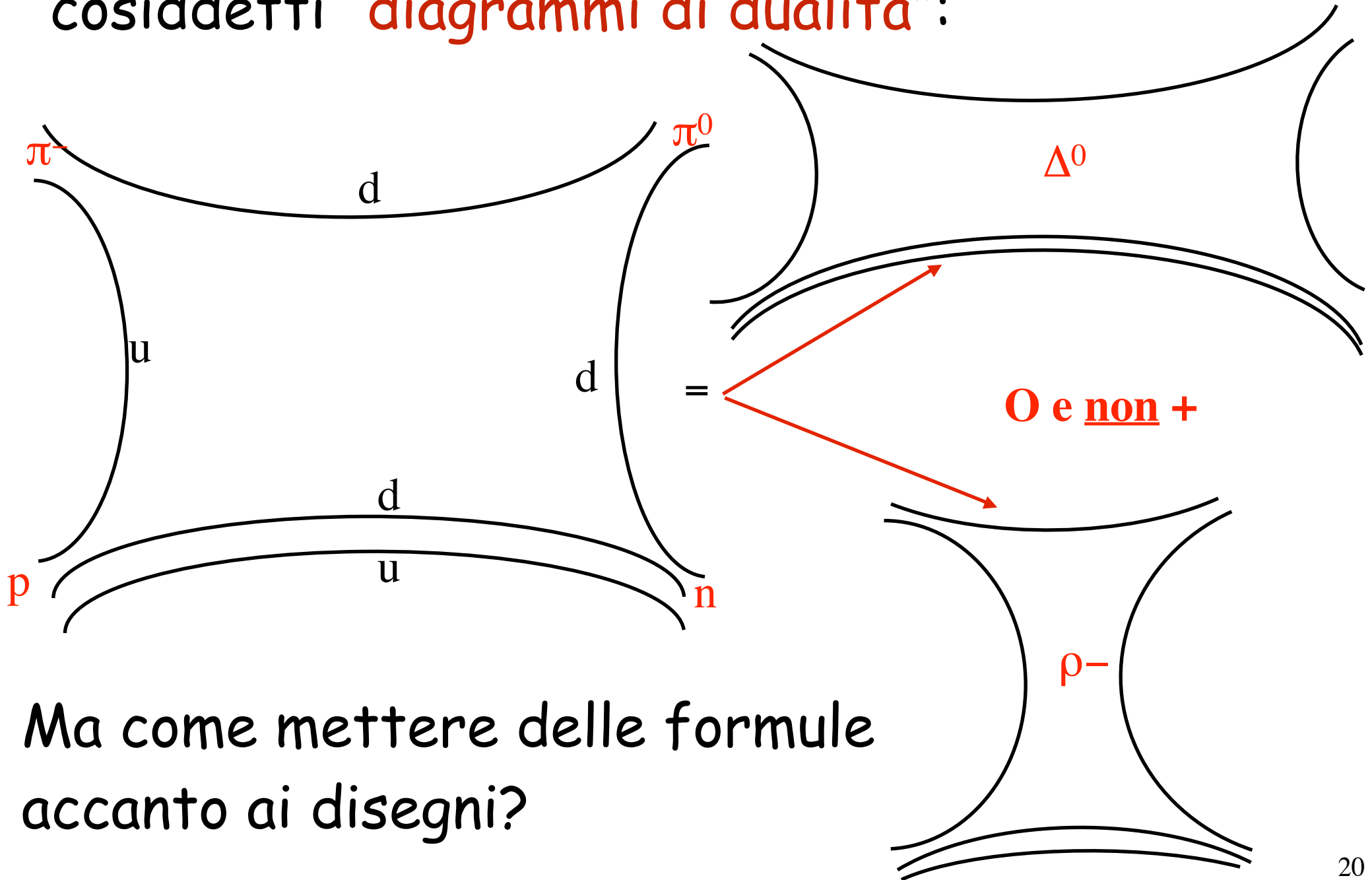
Il valore di $\alpha(t)$ in questa regione determina l'andamento della A a grandi energie e momento trasferito fisso ($t \sim -q^2$): $A \sim (s)^{\alpha(t)}$

Dualità di DHS: un bootstrap a buon mercato

1967: Dualità di Dolen-Horn-Schmit (DHS),
verificata nei dati della diffusione pione-nucleone:
le descrizioni in termini di canale s e t sono "grosso
modo" equivalenti, complementari, **DUALI**



La dualità di DHS suggerì a Harari e Rosner i cosiddetti "diagrammi di dualità":



Ma come mettere delle formule accanto ai disegni?

La diffusione πN sembrava troppo complicata
Si decise di considerare un caso più semplice:

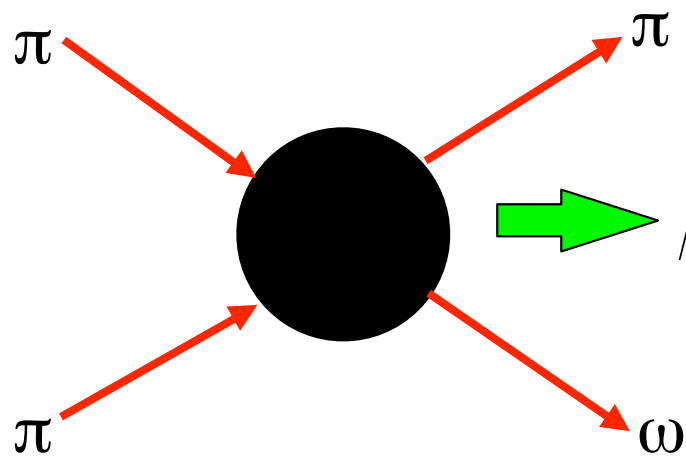
$\pi \pi \rightarrow \pi \omega$ (molto simmetrico & selettivo)
(ρ, ρ^* ..in tutti i canali)

Fra l'autunno del 1967 and l'estate del 1968
facemmo*) molto progresso nel cercare soluzioni
accurate di questo "bootstrap a buon mercato".

*) Ademollo, Rubinstein, Virasoro, GV

Estate 1968: una **soluzione esatta** del "bootstrap a buon mercato"

$$A(s, t) = \beta \frac{\Gamma(1 - \alpha(s)) \Gamma(1 - \alpha(t))}{\Gamma(2 - \alpha(s) - \alpha(t))} = \beta B(1 - \alpha(s), 1 - \alpha(t))$$



simmetria di crossing completa da:

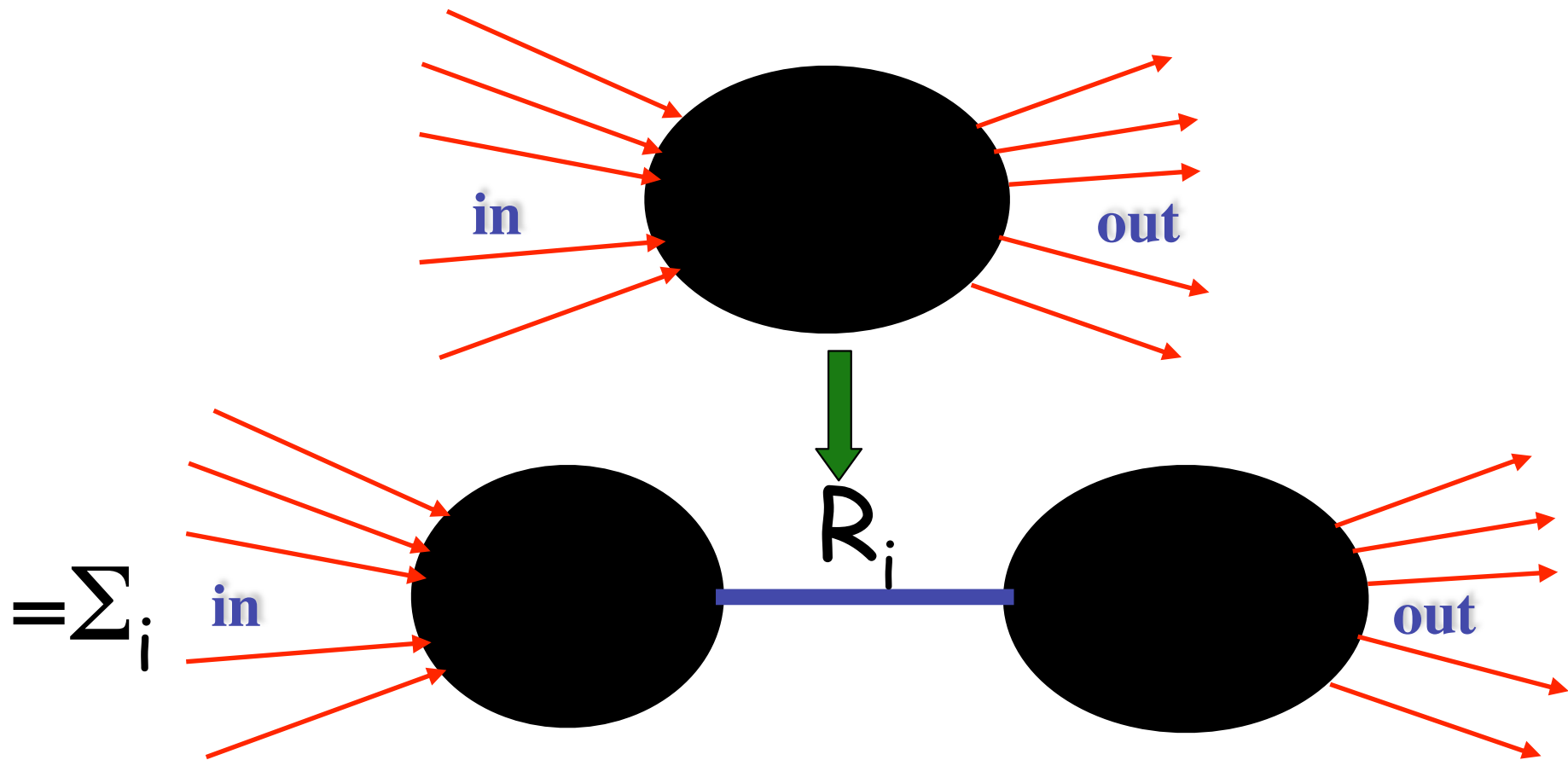
$$\begin{aligned} \beta^{-1} A(s, t) &= B(1 - \alpha(s), 1 - \alpha(t)) \\ &+ B(1 - \alpha(u), 1 - \alpha(t)) \\ &+ B(1 - \alpha(s), 1 - \alpha(u)) \end{aligned}$$

Pauro di fantasma (ghosts)

- L'ampiezza di diffusione aveva solo poli (sull'asse reale). Bisognava verificare che queste particelle erano "buone" cioè a norma positiva, altrimenti il modello avrebbe contenuto "fantasma", stati prodotti con probabilità **negativa**.
- Come prima cosa era necessario identificare e contare **tutti gli stati**.
- Per far ciò si è dovuto prima generalizzare il modello a **processi più generali** (da B_4 a B_N), ma questo fu fatto nel giro di pochi mesi.

Il conteggio degli stati (via fatt. residui)

D: Quanti termini sono necessari e sufficienti (nella somma su i) per avere, **per qualsiasi stato in e out**:



Il risultato fu sorprendente

Un insieme **sufficiente** di stati è dato dagli autostati dell'energia-impulso e del numero di occupazione di un set **infinito** di oscillatori armonici indipendenti (vedi lez. 5.1):

$$[q_\mu, p_\nu] = i\eta_{\mu\nu}, \quad [a_{n,\mu}, a_{m,\nu}^\dagger] = \delta_{n,m}\eta_{\mu\nu}, \quad \eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, \dots, 1)$$

$$(n = 1, 2, \dots; \mu = 0, 1, 2, \dots, D-1)$$

$$|N_{n,\mu}, k\rangle \sim \prod_{n,\mu} (a_{n,\mu}^\dagger)^{N_{n,\mu}} e^{iqk} |0\rangle \quad ; \quad a_{n,\mu} |0\rangle = p_\mu |0\rangle = 0$$

$$-\alpha' k^2 = \alpha' M^2 = -1 + \sum_{n,\mu} n a_{n,\mu}^\dagger a_n^\mu$$

Il **segno "sbagliato"** dei commutatori temporali implica dei **fantasmi**. Fine della storia?

Ultima speranza: e se tutti quegli stati fossero **sufficienti** ma solo un sottoinsieme (senza fantasmi?) fosse **necessario**?

Alcuni stati ridondanti furono subito trovati (FV 1969) ma erano di gran lunga insufficienti.

Ma, nello stesso anno, Virasoro scoprì che, per un preciso valore di $\alpha_0 (= \alpha(t=0))$, si poteva fare a meno di un numero di stati "altrettanto infinito" quanto quello dei fantasmi. Questo accese la **speranza di esorcizzare** completamente il DRM.

E tale speranza fu coronata nel 1972 da un famoso "**no-ghost theorem**" dimostrato da R. Brower e, indipendentemente, da P. Goddard & Ch. Thorn.

Ma c'era un bel prezzo da pagare per esorcizzare il DRM

1. α_0 doveva essere esattamente 1 \Rightarrow una particella **senza massa e di spin 1** nonché un "tachione" ($M^2 < 0$) di spin 0;
2. D doveva essere ≤ 26 (dunque $D=4$ sembrava OK).
3. Ma, nel frattempo, Lovelace aveva visto che le correzioni di loops (vedi prossime lezioni) erano compatibili con l'unitarietà **solo per $D=26$!** Essi implicavano anche uno stato **a massa nulla di spin 2.**

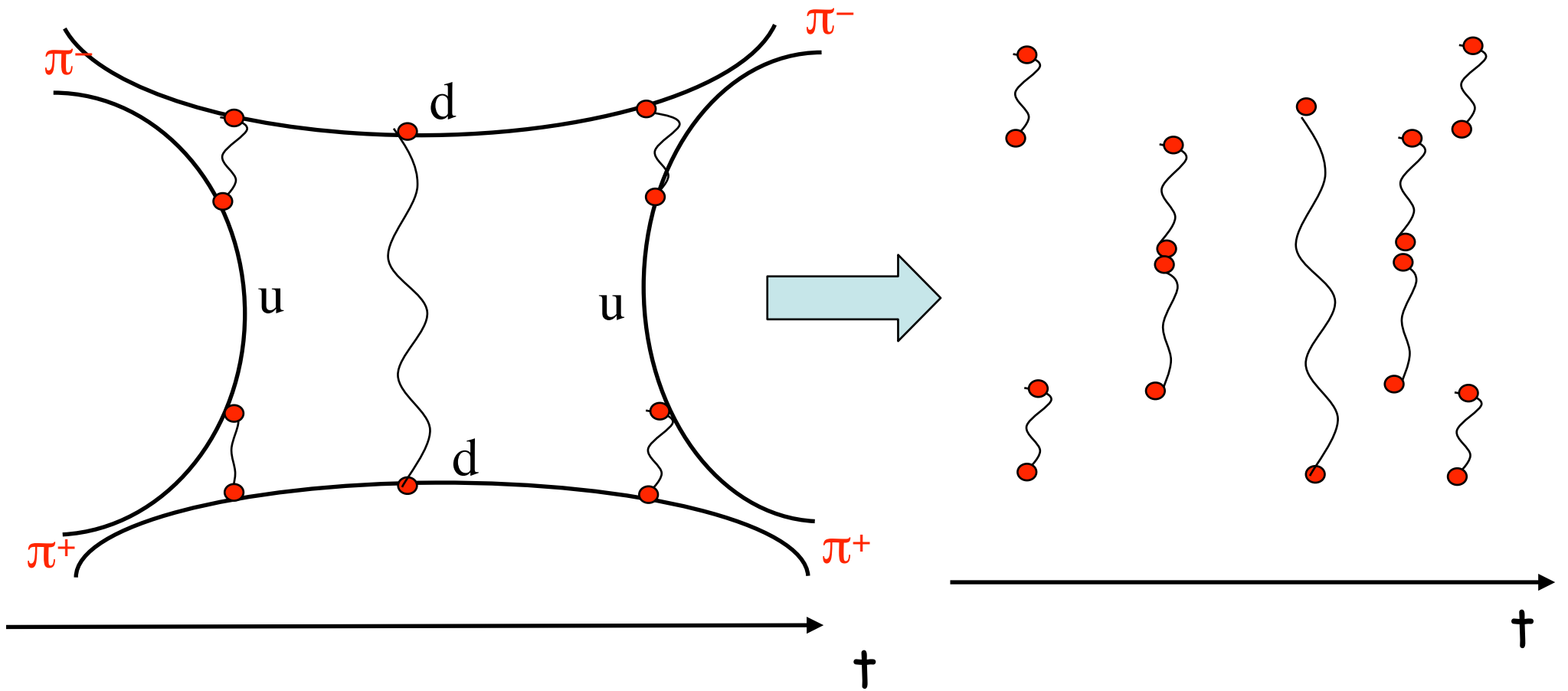
Per $D=26$ e $\alpha_0=1$ il DRM era coerente, a parte la presenza del tachione ($M^2 = -1/\alpha'$).

NB. Anche dopo l'eliminazione dei fantasmi il numero degli stati **cresceva esponenzialmente con la massa** \Rightarrow temperatura massima di Hagedorn $T_H \sim \alpha'^{-1/2} \sim 200 \text{ MeV}$ ($k_B = 1$).

Suggerimenti non raccolti di una stringa sottostante ?

1. Dalle **traiettorie** di Regge **lineari** ($dM^2/dJ = \text{Tens.}$)
2. Dai **diagrammi di dualità**
3. Dagli infiniti **oscillatori** armonici con precise frequenze
4. ...

Diagrammi di dualità e stringhe



L'azione di Nambu-Goto

Un passo avanti decisivo fu fatto nel 1970-'71 da **Nambu** e **Goto** che scrissero l'azione di una stringa relativistica in analogia con quella del punto materiale relativistico (vedi prossima lezione)

Le proprietà della stringa **classica** di NG somigliano a quelle del DRM ma ne differiscono in modo essenziale per gli stati più leggeri (in particolare a massa nulla + tachioni).

Quantizzazione della stringa di NG

(Goddard, Goldstone, Rebbi, Thorn, 1973)

Queste **discrepanze spariscono** quando la stringa di NG viene **quantizzata**.

Spettro, vincoli vari, interazioni coincidono perfettamente.

Dalla stringa bosonica si passò prima (**Neveu-Schwarz-Ramond**) a una stringa con **bosoni e fermioni** (che aveva ancora un tachione e dimensioni dello spazio-tempo **D=10**).

Infine, tramite una restrizione consistente degli stati (la proiezione di **GSO**), si riuscì ad eliminare anche il tachione e ad avere una teoria altamente simmetrica fra bosoni e fermioni (la cosiddetta **supersimmetria**).

Questa è la **superstringa**, purtroppo ancora con **D=10**.

Una magnifica teoria con troppi difetti fenomenologici

La costruzione di teorie di stringa prive di problemi teorici aveva dato alla stessa una certa rispettabilità.

Alcune delle sue proprietà era in accordo spettacolare con i dati (in particolare linearità e parallelismo delle traiettorie di Regge) altre invece erano problematiche. Ad es:

1. $D = 10$;
2. Presenza di **particelle senza massa con J fino a 2**.

Il vero "killer": la sofficià!

La stringa di NG è "soffice" i.e. non permette processi "duri" in cui due stringhe si scambiano un grande impulso. Tali processi sono esponenzialmente soppressi. Sperimentalmente, invece, si accumulava evidenza che processi "duri" non erano poi così rari:

1. $R = \sigma(e^+ e^- \rightarrow \text{adroni}) / \sigma(e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-) \rightarrow \text{costante}$.
2. Bj scaling in $e^- p \rightarrow e^- + X$ (SLAC) \Rightarrow partoni?
3. Eventi a grande p_T in collisioni pp agli ISR (CERN).
- 4....

Tutte evidenze a favore dell'esistenza di **strutture puntiformi all'interno degli adroni** (ma assenti per la stringa di NG).

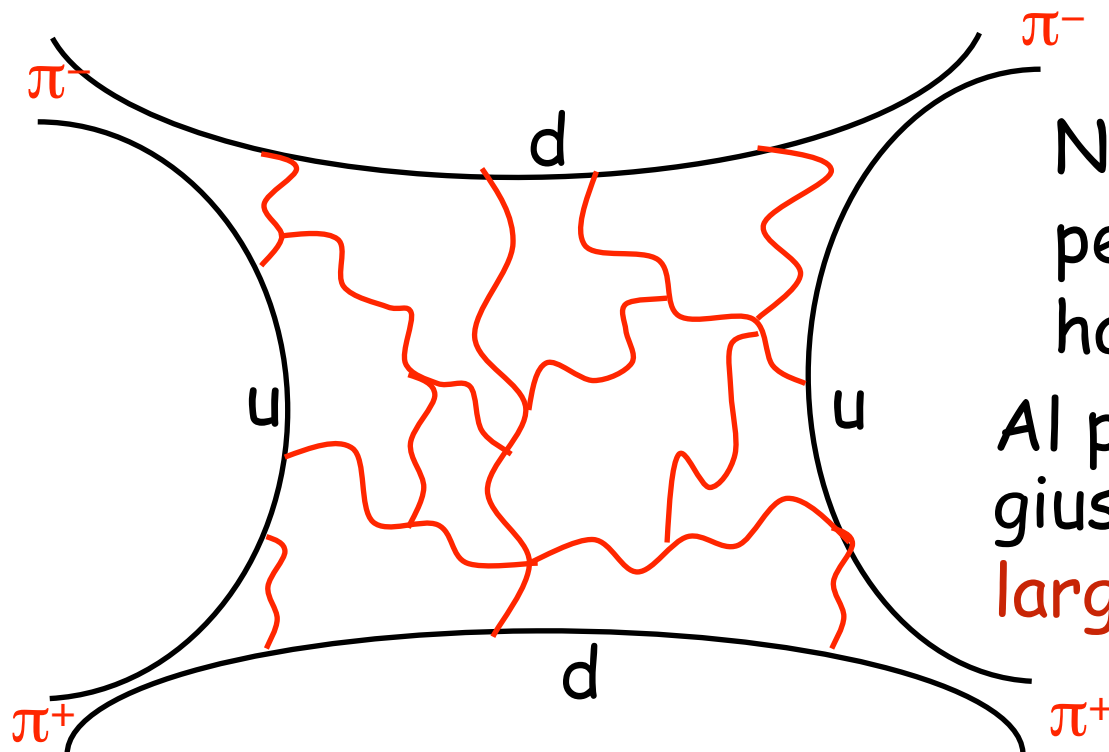
La rivincita della teoria dei campi

~ 1973 avvento della QCD con

1. La sua dimostrata **libertà ultravioletta** (asintotica) che spiegava quei processi duri tramite l'esistenza di quark (e gluoni) all'interno degli adroni.
2. La (allora) congetturata **schiavitù infrarossa** che spiega perché non esistano quark liberi (confinamento) => una teoria dei campi che non avevamo immaginato nel 1965...
3. Il confinamento avverrebbe tramite formazione di **tubi di flusso** cromo-elettrico (duale dell'effetto Meissner in superconduttività), che simulano stringhe fra i quark...
Era comunque (psicologicamente?) difficile abbandonare: cosa ne era della dualità di DHS e della **struttura topologica così** diversa da quella di una QFT "normale"?

Personalmente mi arresi quando nel 1974 't Hooft mostrò che anche DHS e tutto il resto vengono fuori dalla QCD se si considera uno **sviluppo in $1/N$**

In **$SU(N)$ -QCD**, a N grande, i diagrammi di dualità assumono un significato preciso: sono la somma dei diagrammi di Feynman **planari** recintati da linee (ma senza loop) di **quark**.



Non è la teoria delle perturbazioni ordinaria e ha la **dualità di DHS**

Al prim'ordine in $1/N$, giustifica l'approssimazione di **larghezza nulla** del DRM.

Altre virtù di QCD

- Sebbene classicamente non abbia parametri dimensionali (se si trascurano le masse dei quark) essa **genera una scala** al livello quantistico ("trasmutazione dimensionale") e così può dar origine a una "**tensione della stringa**" anche se non è la stringa di NG.
- Una differenza importante: la temperatura massima (di Hagedorn) viene reinterpretata come temperatura di **deconfinamento** dei quark e gluoni (evidenza a LHC...).
- Tutto sembrava cadere al posto giusto...
- Dunque la bella superstringa era solo una chimera?

Scherk & Schwarz (1974)

- Intorno al 1974 nessuno pensava più che la stringa potesse essere la teoria giusta delle interazioni forti.
- Invece, la presenza nel suo spettro di stati di **spin 1 e 2 a massa nulla**, con interazioni (a basse energie) identiche a quelle delle **teorie di gauge e della gravità** rispettivamente, suggerirono a Scherk e Schwarz di formulare una **congettura** coraggiosa:
- E' possibile che, dopo opportuno riscaldamento di α' , la teoria delle stringhe possa descrivere le **particelle elementari** della QCD, i **quarks** e i **gluoni** e allora, perchè no, anche i **bosoni di gauge del MS** e, perchè no, il **gravitone** e le interazioni gravitazionali? Una **TOE...** (teoria di tutto)

Il seguito dopo Pasqua!