

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

Lo stato di Hoyle e il principio antropico

Relatore:
Prof. Paolo Finelli

Presentata da:
Simone Casadei

Sessione II
Anno Accademico 2014/2015

Solo lo stupore conosce.
San Gregorio di Nissa

Si conosce solo cio' che si ama.
Sant'Agostino

Sommario

Una delle scoperte più importanti del novecento, nel ambito della fisica nucleare e della nucleosintesi degli elementi all'interno delle stelle, è sicuramente rappresentata dallo stato di Hoyle, scoperto dall'astrofisico inglese Fred Hoyle nel 1954. Lo stato di Hoyle è un livello eccitato del nucleo dell'atomo di carbonio-12 a 7,65 MeV, la cui importanza risiede nel fatto che grazie alla sua presenza la produzione di carbonio-12 nei nuclei delle giganti rosse (uno stadio dell'evoluzione stellare) aumenta di circa un fattore 10^7 , permettendo così l'esistenza di forme di vita intelligenti basate sul carbonio, ovvero noi. Proprio a causa di questa mia ultima affermazione esso viene, in letteratura, spesso affiancato a un principio, chiamato principio antropico, formulato nel 1973 dallo scienziato australiano Brandon Carter e secondo il quale noi ci dobbiamo aspettare di osservare soltanto quelle condizioni che sono necessarie per la nostra presenza e osservazione.

Visto lo stretto legame che sembra esistere tra la scoperta di Hoyle e il principio formulato da Carter, l'obbiettivo di questa tesi sarà quindi quello di trattare lo stato di Hoyle con un particolare occhio di riguardo al suo legame con il principio antropico.

Indice

1	Introduzione	3
2	Il principio antropico	5
2.1	Sviluppo storico	5
2.2	Dirac e Dicke	7
2.3	Brandon Carter	12
2.4	Prime reazioni al principio antropico	15
2.5	Una rinascita di credenze teleologiche?	18
3	Stato di Hoyle	21
3.1	Sviluppo storico	21
3.2	Modello teorico	28
3.2.1	Il problema nucleare a multi-corpi	30
3.2.2	The Unitary Correlation Method (UCOM)	34
3.2.3	Fermionic Molecular Dynamics (FMD)	39
3.2.4	Carbonio-12	41
3.3	Stato sperimentale	47
4	Un mito antropico	53
4.1	Hoyle e il fine tunig	53
4.2	È una predizione antropica?	56
4.3	Riassumendo	60
5	Conclusioni	61
A	Dottrina di Everett	63
B	Reazioni rispetto all'ipotesi dei grandi numeri	64
C	Triplo processo alfa	66
D	Reazioni di risonanza	68

Capitolo 1

Introduzione

Lo stato di Hoyle è un livello energetico del nucleo dell'atomo di carbonio-12, ipotizzato teoricamente (e poi subito confermato sperimentalmente) dallo scienziato inglese Fred Hoyle nel 1954. La grande importanza di questa scoperta risiede nel fatto che grazie alla presenza di questo livello energetico si riesce a spiegare la grande produzione di carbonio-12 presente nelle giganti rosse (uno stadio dell'evoluzione stellare), e che fa da anello di congiunzione tra la sintesi degli elementi chimici più leggeri e quelli più pesanti. Senza la presenza di tale livello energetico la produzione di carbonio-12 sarebbe circa 10^7 volte minore, in quanto la reazione di sintesi, chiamata triplo processo alfa, non potrebbe procedere per risonanza. Vista la notevole importanza che esso ricopre nella nucleosintesi degli elementi, che avviene all'interno delle stelle, esso è considerato una delle più grandi scoperte del novecento, nell'ambito dell'astrofisica nucleare. Proprio per questo la sua trattazione è l'obiettivo di questa tesi. Non si può però parlare dello stato di Hoyle senza prendere in considerazione il principio antropico. Brandon Carter formulò il principio antropico nel 1973 e con esso egli intende affermare che noi, in quanto osservatori, ci dobbiamo aspettare di osservare soltanto quelle condizioni che sono necessarie per la nostra presenza e osservazione. Nonostante la formulazione del principio antropico da parte di Carter sia successiva a quella dell'ipotesi di Hoyle, i due argomenti sono molto legati tanto che come scriverò, in letteratura, la scoperta di Hoyle viene spesso considerata come un esempio dell'applicazione del principio di Carter.

In questo lavoro di tesi riserverò quindi tutto il secondo capitolo al principio antropico, col suo sviluppo storico, le sue formulazioni e i primi dibattiti che esso ha fatto nascere all'interno della comunità scientifica. Nel terzo capitolo affronterò, invece, lo stato di Hoyle, inizialmente da un punto di vista storico e successivamente da un punto di vista teorico e sperimentale. Nel quarto capitolo tratterò, poi, la relazione esistente tra il principio antropico e lo stato di Hoyle, soffermandomi sulla domanda se sia effettivamente possibile affermare che l'ipotesi di Hoyle sia

uno dei più grandi esempi di applicazione del principio antropico per effettuare una scoperta scientifica. Infine nel quinto capitolo saranno presenti le conclusioni di questo lavoro di tesi.

Capitolo 2

Il principio antropico

Fin dalla sua prima formulazione negli anni settanta il principio antropico è sempre stato al centro di numerose discussioni e dibattiti tra gli scienziati.

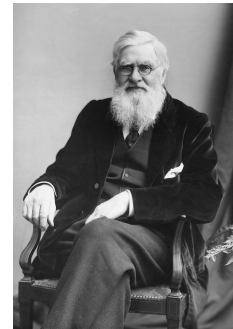
Se dovessimo assegnare una data alla nascita del principio antropico sceglieremmo probabilmente il 12 settembre 1973, giorno in cui Brandon Carter durante un incontro dell'unione astronomica internazionale coniò il termine “principio antropico” e ne spiegò il significato, riassumibile a grandi linee col fatto che tutto ciò che osserviamo deve essere compatibile con la nostra esistenza. La formulazione del principio a cui arrivò Carter non è però un fulmine a ciel sereno ma ha un ricco bagaglio storico che parte addirittura dalla cultura greca e romana.

2.1 Sviluppo storico

Come accennato un'idea primordiale di principio antropico può già essere riscontrata nella cultura greca e romana. Un'esempio potrebbe essere rappresentato dal “De rerum natura” di Tito Lucrezio Caro nel quale egli ipotizza che il mondo debba essere giovane in quanto la storia umana non è molto lunga [1].

Andando avanti nel tempo, i filosofi della scolastica discussero dell'idea di una natura antropica in cui era Dio creare il mondo allo scopo di renderlo abitabile per l'uomo.

Un altro esempio, andando sempre più verso i giorni nostri, è dato da Bernard Le Bovier de Fontenelle il quale nel 1686 era segretario della Royal Academy of Sciences e scrisse “Entretiens sur la pluralité des mondes” in cui egli motivava l'orbita molto ellittica delle comete scrivendo che in caso contrario (ovvero se l'orbita fosse più simile a quella di un pianeta) la Terra sarebbe stata distrutta [2].



Alfred Russel
Wallace,
1823-1913



Ludwing Boltzmann,
1844-1906

Più tardi, durante l'ottocento, fu il naturalista ed evolucionista Alfred Russell Wallace a pubblicare un lavoro molto discusso dal titolo "Man's place in the universe", nel quale propose una cosmologia antropocentrica [3]. Egli, infatti, affermava che un universo senza esseri umani sarebbe stata una assurdità in quanto lo scopo dell'universo era quello di ospitare gli uomini come esseri spirituali (proprio per questo pensava anche che la Terra fosse al centro della via lattea). Un altro scienziato moderno che è spesso citato come precursore del principio antropico è Ludwing Boltzman, il quale intorno al 1890 ipotizzò che il basso valore di entropia oggi presente è dovuto al fatto che il mondo si trova in uno stato molto improbabile. La sola ragione per cui noi oggi

siamo testimoni di questo è dovuta al fatto che questa situazione dipende dalla nostra esistenza, ovvero dalla poca probabilità della nostra presenza nel mondo. Boltzmann allora in accordo con la sua definizione di entropia introdotta nel 1877, postulò che l'esistenza del nostro mondo debba essere in accordo con un universo grande abbastanza da renderla probabile, un universo grande a tal punto da rendere probabile che ci sia una "terra" che si trova lontano dall'equilibrio termico che domina l'universo [4].

Anche un contemporaneo di Boltzmann, il fisico e ingegnere inglese Samuel Tolver Preston ebbe idee simili. In un articolo del 1879 osservò che l'universo deve essere molto grande se vogliamo che sia abbastanza probabile che un insieme di variabili possano produrre in un certo punto di esso le condizioni per l'esistenza della vita [5]. Negli anni venti del novecento fu poi James Jeans in una serie di conferenze ad anticipare il principio antropico parlando del ruolo della vita nell'universo. In un articolo del 1926 scrisse che le condizioni fisiche sotto le quali si può sviluppare la vita sono solo una piccolissima parte di tutto l'insieme di condizioni che sono presenti nell'universo [6]. Nè Jeans nè altri al suo tempo collegarono però il valore delle costanti della natura all'esistenza della vita come invece verrà fatto in seguito.



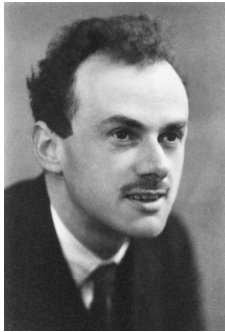
Samuel Tolver
Preston, 1844-1917

Arthur Eddington negli anni trenta del novecento pensava di poter spiegare le coincidenze tra le costanti numeriche della natura. Egli credeva che il numero delle particelle nell'universo e le altre costanti della natura fossero determinate dalla mente umana, a causa della limitatezza dei "sensori" di cui l'uomo è provvisto e con i quali osserva la natura. Le conclusioni tratte dalla mente umana sono quindi influenzate dalla limitazione delle osservazioni che con tali sensori riusciamo a ottenere [7].

Successivamente Hermann Bondi e Thomas Gold introdussero con un loro articolo del 1948 l'ipotesi di un universo stazionario partendo dall'osservazione che la stessa esistenza dell'uomo, lo richiedeva [8].

2.2 Dirac e Dicke

Uno dei misteri più profondi tra quelli che circondano i valori delle costanti di natura è senza dubbio l'ubiquità di certi grandi numeri che sembrano comparire nelle più disparate considerazioni apparentemente prive di qualsiasi correlazione tra loro. Il numero di Eddington è un notevole esempio in questo senso. Il numero totale dei protoni che si trovano nel raggio dell'universo osservabile (numero di Eddington) è prossimo a 10^{80} . Se poi ci chiediamo quale sia il rapporto tra le intensità delle forze elettromagnetiche e gravitazionali che agiscono tra due protoni, la risposta non dipende dalla loro distanza, ma è approssimativamente uguale a 10^{40} . È già abbastanza singolare che dei numeri puri che determinano le costanti di natura risultino diversi da 1 per un fattore molto maggiore di cento, ma 10^{40} e il suo quadrato, 10^{80} , sono qualcosa di davvero stravagante. Che significato dobbiamo attribuire a questi grandi numeri? C'è qualche senso cosmico nel numero 10^{40} e nel suo quadrato?



Paul Dirac,
1902-1984

La comparsa di alcuni grandi numeri era stata causa di stupore fin dal tempo della loro scoperta da parte di Hermann Weyl nel 1919. Eddington aveva tentato di costruire una teoria che rendesse intelligibile la loro presenza, ma non era riuscito a convincere un numero significativo di cosmologi di essere sulla via giusta. Era però riuscito a convincere la gente che c'era qualcosa che richiedeva una spiegazione. Del tutto inaspettatamente, fu uno dei suoi famosi vicini di Cambridge a scrivere la breve comunicazione alla rivista "Nature" che riuscì a suscitare interesse intorno al problema con un'idea che rimane una possibilità aperta anche ai giorni nostri. Paul Dirac, professore lucasiano di matematica a Cambridge per parte del tempo in cui Eddington visse presso gli Osservatori. Gli aneddoti su Dirac e sul suo modo ingenuo e rigorosamente logico di affrontare la vita e le relazioni sociali sono innumerevoli ed è in perfetta armonia con il loro particolare tenore che la sua inattesa incursione nella questione dei grandi numeri sia avvenuta mentre era in luna di miele, nel febbraio 1937 [9]. Poco convinto dell'impostazione numerologica con cui Eddington trattava la presenza dei "grandi numeri" tra le costanti di natura, Dirac sostenne che era altamente improbabile che grandissimi numeri adimensionali che assumevano valori come 10^{40} e 10^{80} rappresentassero casi isolati e indipendenti: doveva esistere qualche formula matematica non ancora scoperta che connetteva le

grandezze interessate. Essi dovevano essere conseguenze piuttosto che coincidenze. Dirac formulò così la sua ipotesi sui grandi numeri affermando che due qualsiasi dei grandissimi numeri adimensionali che ricorrono in natura sono connessi da una semplice relazione matematica, i cui coefficienti sono dell'ordine dell'unità [10]. I grandi numeri che Dirac schierava per motivare quest'audace nuova ipotesi erano desunti dal lavoro di Eddington, ed erano tre:

Nome	Definizione	Valore
N_1	$R_{Uni.Oss}/R_e$	$ct/(e^2/m_e c^2)$
N_2	F_{em}/F_g tra p ed e	$e^2/Gm_e m_{pr}$
N	N_{pr}	$c^3 t/Gm_{pr}$

Tabella 2.1: I grandi numeri che Dirac utilizzava per motivare la sua nuova ipotesi.

Dove t rappresenta l'età attuale dell'universo, m_e è la massa dell'elettrone, m_{pr} è la massa del protone, G è la costante di gravitazione, c è la velocità della luce ed e è la carica dell'elettrone.

Secondo l'ipotesi di Dirac, i numeri N_1 , N_2 e \sqrt{N} erano effettivamente uguali a meno di piccoli fattori numerici dell'ordine dell'unità. Con ciò egli voleva dire che devono esserci leggi di natura che comportano formule come $N_1 = N_2$ o anche $N_1 = 2N_2$. Un numero come 2 o 3, non molto differente da 1, era ammesso in quanto enormemente minore dei grandi numeri presenti nella formula (con le sue parole "coefficienti dell'ordine dell'unità"). L'ipotesi dell'uguaglianza tra i grandi numeri non è di per sé un'idea originale di Dirac. Eddington e altri avevano scritto relazioni di questo tipo in precedenza, ma Eddington non aveva distinto tra il numero delle particelle nell'intero universo, che potrebbe essere infinito, e il numero delle particelle nell'universo osservabile, che è definito come una sfera centrata su di noi con raggio pari al prodotto della velocità della luce per l'età attuale dell'universo. Il mutamento radicale introdotto dall'ipotesi sui grandi numeri di Dirac è che essa ci richiede di credere che un insieme di costanti di natura tradizionali, come N_2 , debba variare man mano che l'universo invecchia con il tempo:

$$N_1 \approx N_2 \approx \sqrt{N} \propto t$$

Poich Dirac aveva incluso nel suo elenco di grandi numeri due combinazioni che contenevano l'età dell'universo, t , la relazione da lui proposta richiedeva che una combinazione di tre delle tradizionali costanti di natura non fosse affatto costante ma dovesse aumentare continuamente di valore con l'invecchiamento dell'universo, cosicché $e^2/Gm_{pr} \propto t$. Dirac scelse di rendere compatibile questa condizione abbandonando l'invariabilità della costante di gravitazione di Newton, G , e propose che quest'ultima, su scale temporali cosmiche, diminuisse in modo inversamente

proporzionale all'età dell'universo: $G \propto 1/t$. Quindi in passato G era più grande e in futuro sarà più piccola di quanto risulti dalle misurazioni attuali. A questo punto risulta chiaro che $N_1 \approx N_2 \approx \sqrt{N} \propto t$ e che l'enorme valore dei tre grandi numeri è una conseguenza dell'età elevata dell'universo: essi aumentano tutti con il passare del tempo.

L'effetto a breve termine delle prime congetture sui grandi numeri connessi alle costanti di natura fu un concentrarsi dell'interesse sulla possibilità che alcune tradizionali costanti di natura potessero variare molto lentamente nel corso dei miliardi di anni di storia cosmica (vedi appendice). Nuove teorie della gravità furono elaborate, estendendo la relatività generale di Einstein in modo da includere la variazione di tale forza. Invece di essere trattata come una costante, la G di Newton fu equiparata alla temperatura, suscettibile di variare di valore da luogo a luogo e con il passare del tempo. Per fortuna, tale grandezza non è così disperatamente arbitraria come a prima vista potrebbe sembrare. Infatti le variazioni di G devono rispettare le leggi di causa ed effetto, non devono comportare la propagazione di mutamenti a velocità superiori a quella della luce e non devono violare il principio di conservazione dell'energia. La rappresentazione più semplice e completa di tale teoria fu formulata dal fisico americano Robert Dicke e dal suo giovane collaboratore Carl Brans nel 1961. Dicke era un fisico fuori dell'ordinario, che si trovava a suo agio sia nel ruolo di matematico sia in quello di fisico sperimentale, sia nell'analizzare complicati dati astronomici sia nel progettare sofisticati strumenti di misura. I suoi interessi scientifici erano della massima ampiezza. Egli comprese che l'idea di una "costante" di gravitazione variabile potesse essere sottoposta a un gran numero di verifiche osservative basate sui dati della geologia, della paleontologia, dell'astronomia e della fisica di laboratorio. La sua motivazione non era soltanto il desiderio di spiegare i grandi numeri. Intorno alla metà degli anni Sessanta c'era un'ulteriore ragione per formulare un'estensione della teoria della gravità di Einstein che includesse la variazione di G . Per qualche tempo sembrò che le predizioni di Einstein circa l'oscillazione dell'orbita del pianeta Mercurio non si accordassero con le osservazioni, se si teneva conto della leggera asfericità del Sole. Dicke mostrò che, se si ammetteva una variazione di G con il tempo, la velocità di variazione poteva essere scelta in modo che avesse un valore compatibile con le osservazioni dell'orbita di Mercurio. Purtroppo anni dopo si scoprì che era stato tutto inutile. La discrepanza con la teoria di Einstein era prodotta da imprecisioni nelle misurazioni del diametro del Sole, che facevano apparire la sua forma diversa da quella reale. Le dimensioni del Sole non sono così facili da misurare ai livelli di precisione richiesti a causa



Robert Dicke,
1942-1997

dell'attività turbolenta che ha luogo alla sua superficie. Quando questo problema fu risolto, nel 1977, la necessità di una G variabile per conciliare le osservazioni con la teoria venne meno [11]. Nel 1957, mentre cominciava a elaborare delle teorie con G variabile, Dicke preparò un'ampia disamina delle prove geofisiche, paleontologiche e astronomiche in favore di possibili variazioni delle tradizionali costanti fisiche. Egli fece l'interessante osservazione che il problema di spiegare i "grandi numeri" di Dirac doveva avere qualche aspetto biologico. L'età dell'universo "ora" non è casuale ma è condizionata da fattori biologici perché variazioni dei valori dei grandi numeri avrebbero reso impossibile l'esistenza di un essere che considerasse il problema [12]. Quattro anni più tardi Dicke rielaborò questa importante intuizione in modo più approfondito, con particolare riferimento alle coincidenze tra i grandi numeri di Dirac, in una breve lettera pubblicata sulla rivista "Nature" [13]. In questa nuova pubblicazione, Dicke sosteneva che le forme di vita biochimica come la nostra hanno la loro base in elementi quali il carbonio, l'azoto, l'ossigeno e il fosforo i quali vengono sintetizzati dopo miliardi di anni di evoluzione stellare lungo la sequenza principale. Quando le stelle muoiono questi elementi biologici vengono disseminati nello spazio dall'esplosione delle supernovae, per poi essere incorporati nei granelli di polvere, nei planetesimi, nei pianeti e nelle molecole "intelligenti" che si autoreplicano come il Dna e, alla fine, nei nostri organismi. Non possono comparire osservatori finché non è terminata la fase di combustione dell'idrogeno di una stella della sequenza principale, ed è difficile che essi sopravvivano una volta che le stelle si siano estinte. Questa scala temporale è controllata dalle costanti fondamentali di natura, cosicché

$$t(stella) \approx (Gm_{pr}^2/hc)^{-1}h/m_{pr}c^2 \approx 10^{40} \times 10^{-23} \text{secondi} \approx 10 \text{ miliardi di anni}$$

Non dovremmo aspettarci di osservare l'universo in epoche significativamente successive a $t(stella)$, perché allora tutte le stelle stabili dovrebbero essersi dilatate, raffreddate ed estinte. E neppure ci sarebbe possibile vedere l'universo in epoche molto precedenti a $t(stella)$ perché in esse non potremmo esistere. Non ci sarebbero infatti né stelle né elementi pesanti come il carbonio. Sembra che le caratteristiche della vita biologica ci consentano di contemplare l'universo e di formulare teorie cosmologiche soltanto dopo che sia trascorso un tempo $t(stella)$ dal Big Bang. Quindi il valore del grande numero $N(t)$ di Dirac non è affatto casuale: deve essere prossimo a quello che $N(t)$ assume quando t è vicino a $t(stella)$. Se consideriamo il valore di N al tempo $t(stella)$ verificiamo che è esattamente uguale alla coincidenza tra i grandi numeri di Dirac ($c^3t/Gm_{pr} \approx 10^{80}$). Ciò che quest'ultima ci dice è semplicemente che viviamo in un'epoca della storia cosmica successiva alla formazione delle stelle e precedente la loro morte. Questo non è sorprendente. Dicke ci dice che è inevitabile che osserviamo la coincidenza di

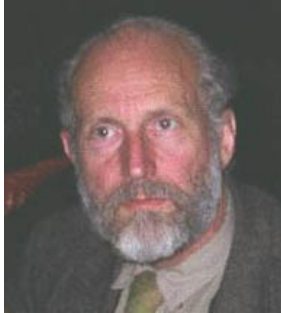
Dirac: si tratta infatti di un prerequisito per l'esistenza del nostro tipo di vita. Non c'è alcuna necessità di abbandonare la teoria della gravitazione di Einstein prescrivendo, come implicitamente faceva Dirac, che G vari e neppure è necessario dedurre una connessione numerologica tra l'intensità della gravità e il numero delle particelle dell'universo, come aveva pensato Eddington. La coincidenza tra i grandi numeri non è più sorprendente dell'esistenza della vita stessa.

È interessante notare che altri eminenti cosmologi come Milne avessero argomentato in precedenza in senso opposto a Dicke. Milne considerava sospetta la comparsa delle coincidenze tra i grandi numeri nella teoria di Dirac. Egli credeva che nessuna "teoria fondamentale" della natura potesse mai sperare di spiegare le coincidenze tra grandi numeri proprio perché questi ultimi sono connessi all'età attuale dell'universo. Poiché non c'è nulla di speciale nell'epoca attuale in cui viviamo, nessuna teoria fisica fondamentale può predirla né individuarla, e quindi nessuna teoria può spiegare le coincidenze [14]. Dicke mostrò che, viceversa, era certamente possibile predire qualcosa di assai definito in merito all'età dell'universo, se a fare la predizione erano esseri la cui vita si basava sul carbonio. La tesi di Dicke può essere riformulata in un modo ancor più sorprendente. Perché un universo nato da un Big Bang contenga i mattoni fondamentali necessari per la successiva evoluzione della complessità biochimica, deve avere un'età almeno pari al tempo che occorre perché le reazioni nucleari nelle stelle producano tali elementi. Ciò significa che l'universo osservabile deve avere almeno dieci miliardi di anni e quindi, dal momento che si espande, deve avere dimensioni di almeno dieci miliardi di anni luce. Non potremmo esistere in un universo che fosse significativamente più piccolo.

La reazione di Dirac a questo modo inconsueto di considerare le osservazioni cosmologiche (le sue prime considerazioni scritte di argomento cosmologico dopo oltre vent'anni) fu che in base all'ipotesi di Dicke pianeti abitabili potrebbero esistere soltanto per un periodo limitato di tempo, invece secondo la sua ipotesi essi potrebbero esistere indefinitamente nel futuro e la vita potrebbe non aver mai fine. Non c'è alcuna argomentazione risolutiva che consenta di decidere tra queste due ipotesi. Benché disposto ad ammettere l'improbabilità dell'esistenza della vita prima della formazione delle stelle, Dirac era restio a concedere che essa non potesse continuare a lungo dopo la loro estinzione. Secondo la concezione di Dirac di una G variabile, le coincidenze avrebbero continuato a sussistere in ogni tempo, mentre secondo l'ipotesi di Dicke esse si sarebbero verificate soltanto in prossimità dell'epoca attuale. Il fisico inglese pensava che, in base alla sua teoria, non ci fosse alcun problema per l'esistenza di pianeti abitabili in un futuro lontano. Tuttavia, ammesso che la gravità si stia indebolendo, non è chiaro se stelle e pianeti possano esistere in un futuro remoto. Come minimo sarebbe necessario che altre costanti varino per mantenere l'equilibrio tra la gravità e le altre forze di natura che rende

possibile la loro esistenza.

2.3 Brandon Carter



Brandon Carter

Brandon Carter, nato a Sydney nel 1942, fu lo scienziato che coniò il termine *principio antropico* e che ne diede una definizione precisa. Dopo essersi laureato alla Cambridge University si occupò per alcuni anni del ruolo che rivestivano i parametri microfisici in cosmologia e nel 1967 vi scrisse un lungo lavoro, di cui la prima parte aveva come titolo “*The Significance of Numerical Coincidences in Nature*” [15], ma al quale nessuno prestò molta attenzione. Carter era, però, comunque intenzionato ad estendere il suo lavoro utilizzando delle coincidenze trovate in fisica nucleare e astrofisica, e con una sezione a parte anche per la cosmologia.

Dal punto di vista del principio antropico, sviluppato in seguito, è interessante notare non tanto quello che è presente nel suo lavoro del 1967, ma quello che non è presente. Infatti, stranamente, sembra che Carter non fosse a conoscenza del lavoro di Dicke e di conseguenza non ne seguì il ragionamento e non menzionò l’ipotesi di Dirac sui grandi numeri. Formulò quindi il suo principio antropico senza fare uso di una connessione tra le coincidenze numeriche e l’osservatore umano. In poche parole Carter nel suo primo lavoro del 1967 ancora non era probabilmente a conoscenza del lavoro di Dicke (lo conobbe nel 1968 quando passò del tempo a Princeton dove Dicke era professore di fisica).

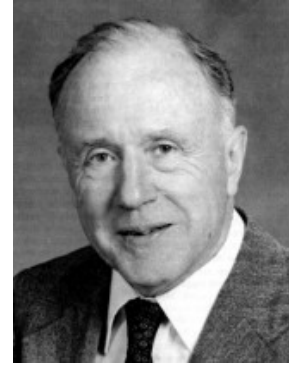
Il 21 febbraio del 1970 Carter presentò una serie di lavori intitolata “*Large Numbers in Astrophysics and Cosmology*” nella quale introdusse alcune idee che diventeranno conosciute come il principio antropico. Allo stesso tempo ora era a conoscenza del lavoro di Dicke e anche del principio di Dirac sui grandi numeri.

In ogni caso nessun suo lavoro dal 1967 al 1970 fu pubblicato ed il loro contenuto, prima del 1974, era conosciuto solo ad alcuni cosmologi. Finché Carter, motivato dalla lettura dei lavori di Dicke e Dirac, e dalle discussioni con John Wheeler, si convinse a renderli conosciuti a un pubblico più vasto. Questo accadde in un incontro dell’Unione Internazionale Astronomica tenutosi a Cracovia nel settembre del 1973 e dedicato al cinquecentesimo anniversario della nascita di Copernico nella quale Wheeler invitò Carter a presentare le proprie idee sul ruolo dell’osservatore umano nell’universo.

Successivamente nel suo articolo “*Large Number Coincidences and the Anthropic Principle in Cosmology*” Carter disapprova una estensione acritica del “principio copernicano” secondo il quale il genere umano non occupa un posto privilegiato nell’universo in quanto sfortunatamente, secondo Carter, c’è una forte tendenza ad

estendere il “principio copernicano” a dogma secondo il quale la nostra situazione non è privilegiata in nessun senso. Infatti, non ci sono posti privilegiati nell’universo ma c’è un tempo privilegiato (contrariamente al principio cosmologico perfetto della teoria dello stato stazionario), chiamato epoca della vita [17].

Come Dicke, Carter era convinto che le coincidenze dei grandi numeri non fossero evidenze in favore di teorie esotiche simili a quelle proposte da Dirac. Egli propose di capire queste coincidenze usando il principio antropico, secondo il quale noi ci dobbiamo aspettare di osservare soltanto quelle condizioni che sono necessarie per la nostra presenza e osservazione. In altre parole, quello che noi osserviamo è uno stato fisico ben preciso e particolare in quanto è quello che permette la presenza di osservatori. La nostra esistenza richiede delle condizioni speciali, che sono il messaggio chiave del principio antropico. In accordo con questo principio antropico debole (PAD) gli osservatori umani sono un tipo di strumento di misura e per questo è necessario tenere in considerazione alcune proprietà nel momento in cui interpretiamo i dati, così come facciamo per qualsiasi altro strumento di misura. I dati che osserviamo sono selezionati dalla nostra esistenza, così come i dati presi con uno strumento di misura sono selezionati dalle caratteristiche dello strumento stesso.



John Wheeler,
1935-2007

Oltre alla formulazione debole Carter introdusse anche una formulazione forte del principio antropico (PAF), secondo la quale l’universo (e quindi i parametri fondamentali dal quale dipende) devono essere tali da ammettere l’esistenza a un certo punto di osservatori (aggiunse anche parafrasando Cartesio: “*Cogito ergo mundus talis est*”) [17]. Secondo Carter, è possibile derivare alcune delle coincidenze numeriche considerate da Dirac e Eddington sulla base del principio antropico forte, al quale potrebbe pertanto essere assegnato un potere predittivo. Come esempio egli derivò la relazione di Eddington tra il numero cosmico e la radice della costante di accoppiamento gravitazionale ($nH^{-3} \sim m_p^{-3}$ con n numero cosmico, H costante di Hubble e m_p massa del protone).

L’utilizzo del verbo “dovere” nella formulazione di Carter del PAF è ovviamente problematica in quanto potrebbe essere interpretata come una richiesta metafisica. Infatti come John Barrow notò un po’ di anni più tardi, se ristretto a un singolo universo il PAF suggerisce l’idea di un progetto e quindi una religiosità [18]. Carter dal lato suo non offre nessun tipo di aiuto per l’interpretazione se non che il principio antropico forte è incapace di fornire una spiegazione per i fenomeni fisici.



John Barrow

Carter propone che sia solo il PAD ad avere un potere di spiegazione se associato all'idea di un *ensemble* di mondi, ovvero sia l'assunzione di molti universi con tutte le possibili combinazioni di condizioni iniziali e costanti fondamentali. Queste condizioni non potrebbero essere mere possibilità Leibniziane, ovvero possibilità ideali con solo il nostro mondo ad essere l'unico realizzato fisicamente, nel qual caso sarebbe difficile evitare una interpretazione teleologica del principio antropico. Carter assume quindi che gli altri universi siano veramente esistenti. Nonostante l'ipotesi a molti mondi sembrerebbe filosoficamente indesiderabile, trova una base teorica nella dottrina di Everett (vedi appendice A). Nonostante Carter suggerisca che i parametri fondamentali

varino da un universo ad un altro, non accettò l'ipotesi che essi varino all'interno del nostro universo col tempo.

Il riferimento alla "dottrina di Everett" fatto da Carter è da interpretare come la proposta del 1957 fatta da Hugh Everett sulla meccanica quantistica, secondo cui tutte le possibilità di eventi non osservate in meccanica quantistica esistono in un altro mondo non meno reale del nostro. In seguito una versione differente venne esposta da Bryce DeWitt nel 1970 e la strana idea di un mondo in continua suddivisione in altri mondi diventa conosciuta ai fisici e adottata da molti teorici che lavorano sulla cosmologia quantistica. Mentre nè Everett nè DeWitt hanno messo in relazione l'idea dei molti mondi alla cosmologia, molti altri l'hanno fatto. Lo stesso Carter pensava che uno fosse forzato dalla logica interna della teoria quantistica ad accettare l'interpretazione molti mondi. Quando Carter si riferiva all'interpretazione di Everett e DeWitt sosteneva che fosse l'unica possibilità per giustificare i molti mondi che sembravano necessari dal principio antropico. Solo con il modello inflazionario¹ dei primi anni ottanta una teoria fisica più realistica dell'interpretazione a molti mondi è emersa.

Hugh Everett,
1930-1982

Carter, chiaramente, credeva che il suo nuovo principio antropico fosse un approccio scientifico importante (era felice del fatto che i valori delle costanti fondamentali potessero essere ricavate matematicamente con il suo principio), ma capì anche le sue potenziali problematiche. Per esempio, se volessimo una spiegazione

¹In cosmologia l'inflazione è una teoria che ipotizza che l'universo, poco dopo il Big Bang, abbia attraversato una fase di espansione estremamente rapida. In questo modo è possibile spiegare l'evidenza empirica dell'isotropia e dell'uniformità dell'universo [129]

del perchè la Terra è ricoperta da uno strato di ozono la motivazione sarebbe che questo strato protegge gli abitanti della terra da una radiazione ultravioletta, in quanto non esisterebbe una forma di vita avanzata senza questa protezione. Questa è una spiegazione ovvia che non soddisfa nessuno. Se accettiamo come valida questa spiegazione, perchè cercare un'altra spiegazione in termini di complessi processi fisici e chimici all'interno dell'atmosfera? Carter era consapevole del problema. A tal proposito scrisse che una previsione antropica non può completamente soddisfare un punto di vista fisico in quanto rimane la possibilità di trovare una teoria più profonda che spieghi la relazione che è stata predetta.

2.4 Prime reazioni al principio antropico

Tra i fisici e i cosmologi che erano a conoscenza e si riferivano all'idea antropica di Carter prima della pubblicazione nel 1974 c'erano Martin Rees, Freeman Dyson, John Wheeler, Barry Collins e Stephen Hawking. Alcuni di loro (Dyson, Wheeler e Hawking) avevano anche partecipato al meeting del 1970 nel quale Carter espone per la prima volta suo nuovo approccio.

Dyson, e come lui molti altri fisici, era convinto che l'ipotesi di Dirac su una costante gravitazionale decrescente fosse sbagliata. Nel 1972 riguardo alla possibilità di una variazione temporale delle costanti della natura si riferì brevemente a quello che chiamò principio di conoscibilità di Carter (*Carter's principle of cognizability*) con il quale intendeva che la presenza nell'universo di osservatori coscienti poneva dei limiti fisici [19].



Hugh Everett,
1930-1982

Durante un meeting avvenuto a Trieste lo stesso anno, in occasione del settantesimo compleanno di Dirac, Wheeler menzionò la spiegazione di Brandon Carter sulla possibilità di un universo ciclico ² e il fatto che noi ora viviamo in un particolare ciclo nel quale le costanti naturali permettono la vita [20]. Un'idea simile appare anche in un suo libro del 1974 scritto insieme a Martin Rees e Remo Ruffini [21], nel quale Wheeler spiega la sua idea di un universo selezionato dalla presenza dell'uomo (l'uomo esiste quindi l'universo deve essere fatto in un certo modo). Perchè, da questo punto di vista, l'universo è così grande? Perchè solo in questo modo noi potremmo essere qui. Brevemente, le considerazioni di Carter e Dicke sembrerebbero sostenere l'idea di una selezione biologica delle costanti fisiche.

²Per universo ciclico si intende un universo nel quale si susseguono collassi gravitazionali e successive espansioni che danno vita ogni volta a un nuovo universo nel quale è possibile avere costanti fondamentali diverse da quelle conosciute.

In ogni caso per selezionare è necessario avere delle opzioni tra cui effettuare la selezione. Per la prima volta tali opzioni sembrerebbero essere venute fuori solo grazie ai continui collassi gravitazionali dell'universo e alle successive espansioni (universo ciclico).

Nel suo articolo pubblicato nel 1974 Carter non fa però mai riferimento all'idea di un universo ciclico ma solo a un *ensemble* di universi, nonostante egli fosse consapevole della possibilità di un universo ciclico, del quale aveva discusso con Wheeler a cavallo degli anni settanta.



Stephen Hawking

Nel 1973, l'anno in cui Carter tenne la sua lezione a Cracovia, Collins e Hawking usarono quello che loro chiamavano idea di Dicke-Carter per dare una risposta più attraente [22] alla domanda del perchè l'universo abbia un tale alto grado di isotropia. Essi ragionando con i dati a loro disposizione, giunsero alla conclusione che un universo non isotropo si evolverebbe verso uno stadio in cui la non isotropia è ancora maggiore e che questo precluderebbe la formazione delle galassie. Visto che l'esistenza delle galassie è presumibilmente una condizione necessaria per lo sviluppo di vita intelligente il nostro universo deve essere isotropo. Ripensando perciò all'idea antropica proposta da Carter di un *ensemble* di universi ognuno con le proprie condizioni iniziali, Collins e Hawking concludono dicendo che la vita è possibile solo in un piccolissimo sottoinsieme di tutti gli universi dell'*ensemble*. Il fatto che noi osserviamo l'universo isotropo è quindi una conseguenza della nostra esistenza, tanto che i due fisici conclusero il loro lavoro scrivendo che la risposta alla domanda sul perchè l'universo è isotropo, è perchè noi siamo qui ³ [22].

Successivamente Hawking spiegò che quello che intendeva dire era che l'isotropia dell'universo e la nostra esistenza sono entrambi risultati del fatto che l'universo è in espansione con una certa velocità [23]. Chiaramente c'è una grande differenza tra le due formulazioni.

Il principio antropico fece la sua definitiva entrata in scena nella fisica e nella cosmologia negli anni settanta, inizialmente senza fare rumore e senza controversie. In un articolo sugli aspetti antropici dell'universo, pubblicato su *Nature* nel 1979, Bernard Carr, professore di matematica e astronomia alla *Queen Mary University of London*, e Martin Rees, presidente della *Royal Society* dal 2005, hanno affrontato tutti gli argomenti antropici conosciuti al tempo. Nonostante però sia Carr che Rees trovassero il principio interessante furono molto cauti con esso. Essi scrissero infatti, come già aveva fatto lo stesso Carter, che da un punto di vista fisico la spiegazione antropica delle varie coincidenze della natura è insoddisfacente,

³*The answer to the question why is the universe isotropic? is because we are here*

aggiungendo che tale principio non potrebbe mai aspirare ad essere qualcosa di più di una curiosità filosofica [24].

Dopo questo articolo, in una o più delle sue varie versioni, il principio antropico incominciò presto ad apparire sia in articoli scientifici sia in libri divulgativi come quello del fisico inglese Paul C. W. Davies intitolato “*Other Worlds*” del 1980 e “*The Accidental Universe*” del 1982. Il nuovo modo di pensare l’universo divenne ancora più conosciuto grazie anche ad articoli comparsi nelle riviste divulgative di scienza come *Scientific American* e *Sky and Telescope* [25]. La pubblicazione nel 1986 del libro di John Barrow e Frank Tipler intitolato “*The Anthropic Cosmological Principle*”, è ancora oggi un lavoro insuperato per dettagli e speculazioni sul principio antropico diventando molto diffuso all’interno della comunità scientifica [26].

Nel 1988, ci fu a Venezia la prima conferenza internazionale riguardante il principio antropico e le sue implicazioni, alla quale parteciparono anche Carter, Hoyle e Barrow [130]. L’anno seguente un altro meeting internazionale fu organizzato a San Pietroburgo [131].

È certamente possibile apprezzare la sensibilità della struttura della materia ai piccoli cambiamenti nei valori dei parametri fondamentali senza accettare il principio antropico. Il fine-tuning non è necessariamente un argomento a favore di una posizione speciale occupata dalle forme di vita intelligenti. Questa è la conclusione che l’astrofisico russo Iosif Rozental ha tratto nel suo lavoro del 1980 sugli effetti di un ipotetico cambiamento delle costanti naturali [132]. Egli trova perciò ingiustificato concludere a favore del principio antropico come invece hanno fatto Carr e Rees.

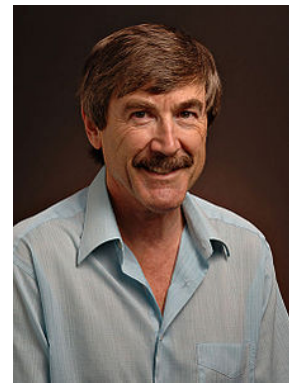
Come già disse Carter nel 1974 una spiegazione antropica ha forza solo nel contesto di un multi-universo, cioè l’ipotesi di un insieme di universi con proprietà differenti. Carter spiegò che quello che intendeva era un insieme di universi caratterizzati da tutte le possibili combinazioni delle condizioni iniziali e delle costanti fondamentali e che l’esistenza di un organismo che possa essere un osservatore sarà possibile solo per un certo numero ristretto di combinazioni di parametri. L’associazione del principio antropico con la locuzione *ensemble* di mondi o multi-universo non è necessariamente immediata e non fu generalmente accettata fino agli anni ottanta. Solo più tardi divenne naturale vedere l’intima connessione tra i due concetti, con un multi-universo che spiega il fine-tuning antropico. Molti scienziati non erano e non sono a loro agio con il postulato di una infinità di universi per poter spiegare le proprietà del mondo in cui noi viviamo. Comprensibilmente non sembra un approccio molto economico.

Piuttosto che pensare in termini di molti universi spazialmente separati, uno potrebbe pensare un singolo universo oscillante e concepire il principio antropico in relazione ai vari cicli che si susseguono temporalmente. Questa idea che fu breve-

mente menzionata da Wheeler nel 1972 non attrasse però i fisici che lavoravano sul principio antropico tranne che Dicke il quale nel 1982 spiegò meglio come vedeva la connessione tra un universo ciclico e il principio antropico: secondo la sua idea ogni ciclo (contrazione gravitazionale e successiva espansione) avrebbe prodotto un universo sempre più grande, finché ad un certo punto sarebbe nato un universo grande abbastanza, con una scala di tempo tale per cui l'esistenza dell'uomo sia possibile [27].

2.5 Una rinascita di credenze teleologiche?

Un altro problema, oltre all'esistenza dei tanti universi, che è venuto fuori fin da subito e che ha reso il principio antropico ancora più controverso è stata la sua implicita natura teleologica⁴ e una apparente connessione a un modo religioso di pensare. Infatti, i fisici non erano i soli a prendere sul serio il principio antropico, esso era preso seriamente in considerazione anche da filosofi e teologi. In un proprio articolo del 1983 Paul Davies focalizzò la propria attenzione sul principio antropico forte in quanto fornisce spiegazioni dei fenomeni fisici in un modo totalmente diverso rispetto a quello convenzionale della scienza. Secondo tale principio l'universo è in qualche modo costruito per essere abitato da organismi viventi e più nello specifico da una forma di vita intelligente come gli esseri umani. Da questo punto di vista Davies scrive che il principio antropico forte è simile alla spiegazione religiosa tradizionale del mondo secondo cui Dio ha creato il mondo in modo tale da poter essere abitato dall'uomo [28].



Paul Davies

La stessa controversia tra la teleologia e il principio antropico fu fatta notare da Carr in una conferenza del 1982 dal titolo "Cosmo e Creazione". Dopo una attenta indagine delle coincidenze cosmiche che costituiscono l'evidenza del principio antropico, Carr cita le possibili spiegazioni in termini sia di molti universi che di un universo ciclico, ma entrambe le trova bizzarre. Egli propone allora che non possano essere trovate spiegazioni fisiche ordinarie per queste coincidenze in quanto uno potrebbe concludere che entrambi i tipi di universo proposti in supporto del principio antropico sono solo coincidenze o che l'universo è invece fatto da un sarto su misura per la vita. Egli sottolinea anche come questa ultima ipotesi sia più adatta ai teologi, in modo che possano identificare il sarto, che non hai fisici [29].

⁴La teleologia è una dottrina filosofica che concepisce l'esistenza di una finalità in ogni azione dell'uomo, anche involontaria, e nella natura.

Il principio antropico non fu, però, il benvenuto per la maggior parte degli astronomi e fisici. William Press, un astronomo della Harvard University, vide il principio come una rinascita di credenze teleologiche nella scienza e le riteneva pericolose per la scienza moderna [30]. Malcom Longair, un astrofisico alla Cambridge University, si riferì brevemente al principio in una conferenza del 1985 affermando che non amava per nulla per nulla questa teoria e la considerava l'ultima risorsa, da utilizzare solo se tutti gli altri argomenti fisici falliscono [31]. Altri fisici obiettarono al principio antropico di essere troppo ambizioso, in quanto aveva la pretesa di rispondere ai “perché” e non ai “come”, che sono le domande di cui tradizionalmente la scienza si occupa. L'astrofisico di Chicago, David Schramm, non pensava che il ragionamento antropico fosse entro l'ambito proprio della scienza in quanto esiste una circolarità in questo tipo di ragionamento e sarebbe prematuro cercare di associare qualcosa di fisico alle coincidenze [27].

Lo scetticismo generale verso il principio antropico alla fine degli anni ottanta, al tempo in cui l'inflazione fu accettata dalla maggior parte dei cosmologi, può essere ulteriormente rappresentato dal libro “*The Early Universe*” scritto da due astrofisici teorici del FermiLab, Edward Kolb e Michael Turner [32]. Gli autori trattano largamente il modello inflazionario, ma citano il principio antropico solo in una nota a piè pagina e senza prenderlo seriamente scrivendo che è anche possibile che le leggi fisiche siano diverse in ogni regione inflazionaria.

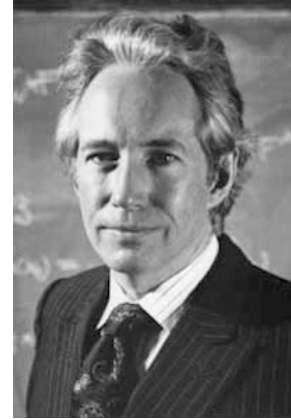


Alan Guth

Alan Guth, il principale teorico del modello inflazionario, diventerà successivamente un avvocato del multi-universo, considerandolo intimamente legato all'inflazione e provvedendo in tal modo a una giustificazione del principio antropico. Così non era però nel 1988 quando intervistato sulla cosmologia [33], gli chiesero la sua opinione sul principio antropico ed egli rispose che il principio antropico era qualcosa che gli provocava un certo fastidio e resistenza ogni volta che ne sentiva parlare. Guth sosteneva che anche se ovviamente ci sono alcune affermazioni antropiche che possiamo fare e che sono vere il principio antropico è un modo di avvicinarsi alle cose tale per cui egli trovava difficile che qualcuno lo usasse se avesse una spiegazione migliore. Egli riteneva che le costanti fisiche sono determinate da leggi fisiche che noi oggi non comprendiamo, e che una volta capite, fosse possibile fare predizioni molto più precise. Guth prende le distanze sia dal fatto che la vita abbia un qualche ruolo speciale nell'universo sia dal fatto che le leggi della natura siano fatte per permettere alla vita di esistere. Pensava fosse una strada abbastanza povera quella di determinare le leggi usando il fatto che la vita esiste e che il principio antropico fosse qualcosa al quale la gente pensa solo se

non ha di meglio da fare. Ci sono pochi dubbi sul fatto che al tempo la maggior parte dei colleghi astrofisici di Guth fossero d'accordo con lui. La controversia sul principio antropico incominciò a crescere negli anni ottanta, quando gli scienziati e i filosofi discussero seriamente l'appartenenza o meno all'ambito scientifico.

Molti degli argomenti contro il ragionamento antropico apparvero in un articolo del 1985 scritto da Heinz Pagels, un fisico delle particelle americano, secondo cui il principio di Carter era pseudoscientifico. Lui credeva che il principio antropico sarebbe stato presto relegato al suo ruolo di pezzo di museo nella storia della scienza lasciato a raccogliere polvere. Non solo il principio antropico era scientificamente e metodologicamente discutibile ma era anche potenzialmente pericoloso per la società. Perché allora il principio antropico è diventato così famoso all'interno della società nonostante tutte le critiche? Secondo Pagels, la ragione è socio-psicologica più che scientifica in quanto la semplicità del principio antropico è stata molto importante per il suo apprezzamento, in particolare per la crescita del numero di scienziati che hanno scritto per un pubblico popolare. È facile trasmettere una semplice affermazione, che noi possiamo vedere solo quello che



Heinz Pagels,
1939-1988

vediamo, più che degli argomenti astratti di matematica. In molti aspetti, secondo Pagels, il principio antropico è il prigo approccio dell'uomo alla scienza (*lazy man's approach to science*). Perché spendere infatti anni di duro lavoro cercando delle spiegazioni ai comportamenti della natura quando il ragionamento antropico può dare una veloce risposta? Ci sono delle differenze tra il principio antropico e una concezione teleologica per una creazione divina dell'universo? Secondo Pagels il ragionamento antropico ci mostra quanto vicino degli atei possano giungere a Dio [34].

Capitolo 3

Stato di Hoyle

L'esempio di maggior successo portato in favore del potere predittivo del principio antropico è, quasi sicuramente, quello riguardante lo stato di Hoyle. Infatti, nel 1953 l'astrofisico e cosmologo Fred Hoyle predisse l'esistenza di uno stato eccitato (stato di Hoyle) nel nucleo atomico del ^{12}C in quanto tale stato era necessario per una sua produzione all'interno delle stelle, che giustificasse l'abbondanza relativa del carbonio. La presenza di questo stato fu poi subito confermata in laboratorio e oggi la sua scoperta è riconosciuta essere di fondamentale importanza nella comprensione della nucleosintesi degli elementi all'interno delle stelle.

3.1 Sviluppo storico

Il problema di spiegare la formazione degli elementi chimici è, dal punto di vista storico, strettamente legato al problema della produzione di energia nelle stelle. Per esempio, Hans Bethe (1939-2005), nonostante elaborò una teoria principalmente focalizzata sulla produzione di energia, e non sulla nucleosintesi, discusse un processo, da lui chiamato tripla collisione di particelle alfa (triplo processo alfa, vedi appendice), nel quale si ha la formazione di ^{12}C tramite la collisione di 3 particelle alfa (vedi figura 3.1) [35].

Nel ciclo CNO (carbonio-azoto-ossigeno, figura 3.2) il carbonio gioca un ruolo fondamentale come catalizzatore, ma bisognava ancora scoprire un processo per la sua produzione. Tuttavia, benché l'ipotesi del triplo processo alfa sembrasse promettente, egli trovò che la produzione di carbonio sarebbe stata trascurabile senza una temperatura di circa 10^9K , che è ben più alta dei 10^7K dell'interno del sole e di stelle simili. Bethe conclude quindi la sua teoria



Hans Bethe, premio Nobel per la fisica nel 1967

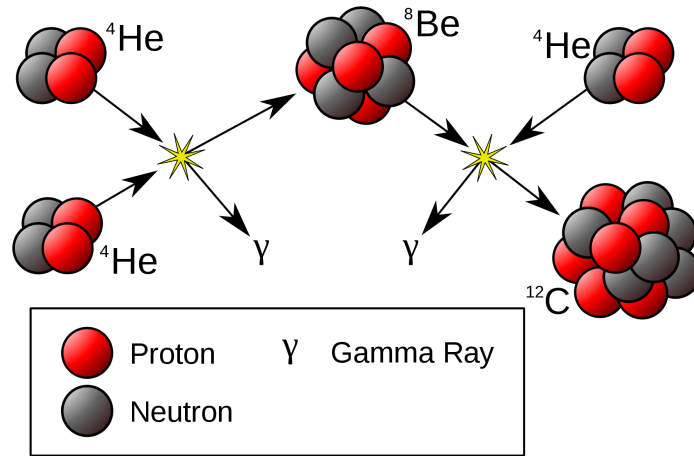


Figura 3.1: Triplo processo alfa.

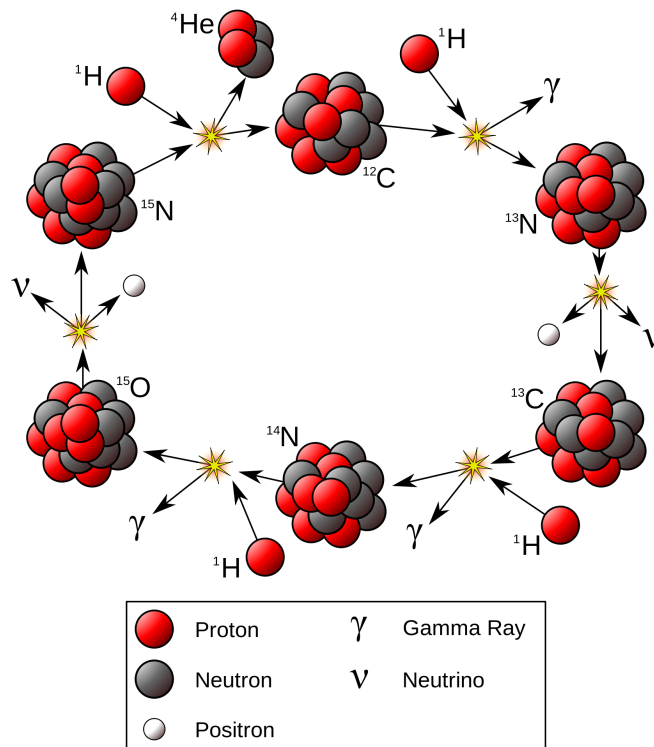


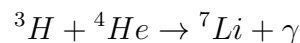
Figura 3.2: Ciclo carbonio-azoto-ossigeno.

dicendo che non c'è un modo nel quale i nuclei più pesanti dell'elio si possano produrre permanentemente all'interno delle stelle nelle condizioni attuali.



George Gamow

Mentre la produzione di elementi pesanti non faceva parte del lavoro principale di Bethe, esso era di cruciale importanza nel programma di ricerca cosmologica iniziato da George Gamow nel 1946 e sviluppato, in particolare, con Ralph Alpher e Robert Herman. L'approccio di Gamow alla cosmologia consisteva nell'ipotesi del big bang e di come durante le prime ore di espansione, tramite processi nucleari, si fossero formati idrogeno ed elio. Il problema era quindi la non esistenza di nuclei atomici, di peso compreso tra 5 e 8, che facessero da collegamento tra l'elio e il carbonio (*mass gap problem*). Gamow e i suoi collaboratori provarono a risolvere il problema, ma ogni loro tentativo fallì. Così come Gamow anche Enrico Fermi si cimentò sul problema senza trovare risultati [36]. È però interessante notare, alla luce di quella che sarà la predizione di Hoyle, che Fermi e collaboratori considerarono il processo



osservando che doveva esistere una risonanza (vedi appendice) per una produzione apprezzabile di ${}^7\text{Li}$. Sfortunatamente tale risonanza non fu trovata sperimentalmente e le ricerche di Fermi furono abbandonate.

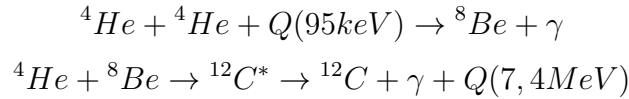
Nei primi anni cinquanta sembrava impossibile che il carbonio e gli altri elementi pesanti potessero essere prodotti sia all'inizio dell'universo che nelle stelle. In un lavoro del 1951 l'astronomo Ernst Öpik (1893-1985) propose che la produzione di questi elementi non fosse possibile nelle stelle della sequenza principale ma che si realizzasse nelle giganti rosse [37]. Nelle loro ultime fasi queste stelle si contraggono e il nucleo può raggiungere temperature di circa $4 \times 10^8 \text{K}$. Öpik mostrò che a quelle temperature quasi tutto l'elio potrebbe essere convertito in carbonio tramite il triplo processo alfa così da risolvere il *mass gap problem*. Purtroppo, il lavoro di Öpik non ebbe impatto sulla comunità scientifica e rimase a lungo conosciuto solo a pochi astrofisici.



Ernst Öpik

Uno di essi era Edwin Salpeter (1924-2008), un teorico australiano, che aveva lavorato con Bethe sui problemi della meccanica quantistica e che nell'estate del 1951 aveva passato del tempo con William Fowler e il suo gruppo al California Institute of technology. Nel suo primo

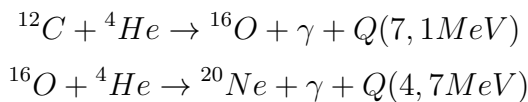
lavoro sull'astrofisica nucleare Salpeter dimostrò, molto più nel dettaglio di quanto fatto da Öpik, che nelle giganti rosse a $T > 10^8 K$ tre particelle alfa possono fondersi e formare carbonio. Questo potrebbe accadere tramite due passaggi:



Edwin Salpeter

Le misure fatte a Los Alamos e al California Institute of Technology pochi anni prima avevano mostrato che il berillio-8, nonostante fosse instabile, era però presente nel nucleo stellare in quanto esisteva un livello di risonanza, a circa 95 keV, che ne aumentava la produzione. Il fisico di Los Alamos, Arthur Hemmendinger, ottenne 103 ± 10 keV come energia di disintegrazione del berillio-8 in due particelle alfa, mentre Fowler e i suoi collaboratori ottennero un valore di 89 ± 5 keV. Il ragionamento di Salpeter consisteva nel fatto che la struttura nucleare dei nuclei forniva un livello di risonanza con una bassa energia di eccitazione per la formazione di una coppia di particelle alfa. Così, ad alte temperature, nelle giganti rosse ci saranno una frazione di particelle alfa che avranno un'energia termica abbastanza

alta per formare nuclei di berillio-8. Nonostante questi nuclei abbiano una vita media di solo 10^{-16} secondi, a una temperatura vicina a 2×10^8 K il berillio-8 si può considerare sempre presente. Sotto queste condizioni il berillio-8 potrebbe assorbire un'altra particella alfa e formare ${}^{12}\text{C}$. Salpeter considerò anche la formazione degli elementi successivi:



Egli calcolò quindi la produzione degli elementi e trovò però che la maggior parte dell'elio veniva convertita in ossigeno e neon invece che in carbonio. Nel suo lavoro pubblicato nel 1952 [38] notò che la produzione di ${}^{12}\text{C}$ dipendeva considerevolmente dalla posizione di un certo livello di risonanza. Se fosse esistito un livello di risonanza appropriato la produzione di ${}^{12}\text{C}$ sarebbe aumentata fino a un fattore 1000. Egli però non andò oltre questa osservazione. Cinquant'anni più tardi Salpeter riflettendo disse di non avere avuto il coraggio di ipotizzare che un livello di risonanza non fosse ancora stato scoperto [39].

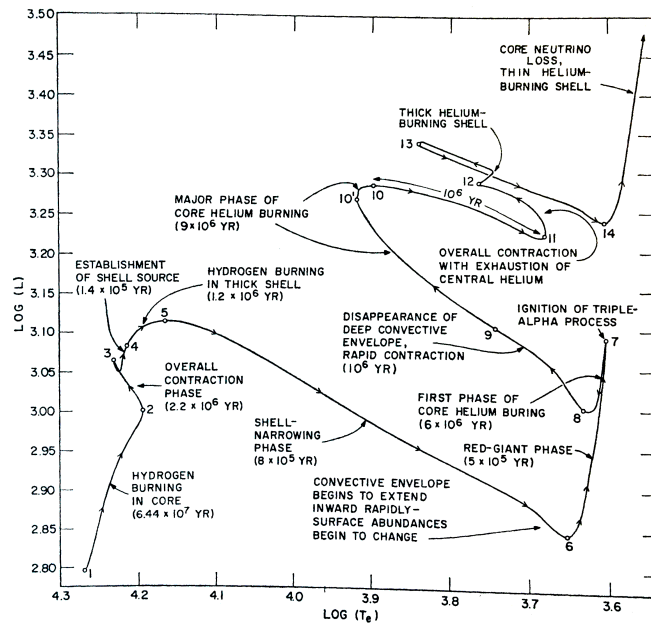


Figura 3.3: Evoluzione di una stella di 5 masse solari, con la luminosità data in unità solari.



Fred Hoyle,
1915-2001.

Fred Hoyle ebbe il coraggio che Salpeter ammise di non avere avuto. Fred Hoyle nacque il 24 giugno del 1915 a Bingley in quello che oggi è il West Yorkshire in Inghilterra. Egli studiò a Cambridge come matematico e astronomo, e formulò insieme a Gold e Bondi nel 1948 la teoria cosmologica dello stato stazionario. Successivamente, come vedremo più in dettaglio in seguito, ipotizzò un livello energetico nel nucleo dell'atomo di ^{12}C che prende il suo nome (Stato di Hoyle). Grazie al successo di quest'ultima ipotesi fu eletto membro della *Royal Society* nel 1957 e nel 1972 ricevette il cavalierato da Elisabetta II di Inghilterra. Hoyle morì il 20 agosto del 2001 a Bournemouth nel Dorset in Inghilterra.

Hoyle, nel 1952, era quindi da molto tempo interessato all'astrofisica nucleare e ai processi all'interno delle stelle che generavano gli elementi chimici. In un importante articolo del 1946 egli esaminò la formazione degli elementi più pesanti, concludendo che i più abbondanti di questi elementi si sarebbero dovuti trovare intorno al ferro [40]. Per gli elementi più leggeri egli assunse come Bethe che il ^{12}C fosse formato da tre nuclei di elio. In questo articolo lungo e complesso non trattò nei dettagli le reazioni nucleari ma semplicemente discusse in generale la formazione degli elementi.

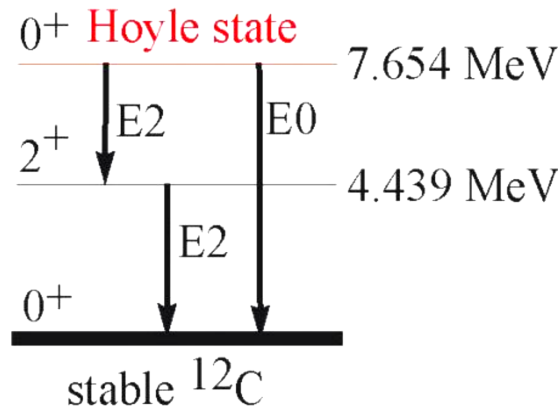


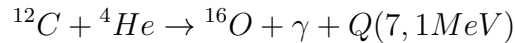
Figura 3.4: Livello energetico di Hoyle, situato sopra lo stato fondamentale del nucleo di ^{12}C .

Nell'autunno del 1952 Hoyle fu invitato a passare tre mesi al Caltech. Appena arrivato decise subito di concentrarsi sul lavoro di Salpeter sul triplo processo alfa per la produzione di ^{12}C per modificarne alcuni punti. Una delle ragioni per cui su alcuni punti non era d'accordo con Salpeter risiedeva nel fatto che, secondo Hoyle, l'elio non iniziava a bruciare nelle giganti rosse a $2 \times 10^8\text{ K}$ (come pensava Salpeter) ma appena sopra i 10^8 K . Essendo molto interessato a tutti gli aspetti dell'evoluzione stellare, Hoyle era consapevole del recente lavoro di Allan Sandage e Martin Schwarzschild sui modelli stellari gravitazionali con contrazione del nucleo. Secondo uno di questi modelli la temperatura al centro di una stella sarebbe dovuta essere meno di $1,1 \times 10^8\text{ K}$, la quale rappresentava un problema per i calcoli di Salpeter. Più tardi, Hoyle ricordando la sua revisione del triplo processo alfa disse che la pubblicazione del lavoro di Salpeter sul triplo processo alfa l'aveva spinto a lavorare sul problema della produzione del carbonio in quanto trovava difficoltà nel dimostrare la sintesi di una quantità sufficiente di carbonio, così che non fosse totalmente trasformata in ossigeno. Una strada teoricamente percorribile era quella di aumentare il rate di produzione del carbonio grazie a un livello di risonanza posto sopra allo stato fondamentale del nucleo di ^{12}C (vedi figura 3.4) [42].

Fu questa la strada che Hoyle decise di percorrere. Egli riuscì, in questo modo, ad ottenere una frazione apprezzabile di elio trasformata in ^{12}C grazie a questo livello di risonanza posto a $7,68\text{ MeV}$, $0,31\text{ MeV}$ sopra la somma delle masse del berillio-8 e dell'elio-4. Questo livello si trovava circa $3,2\text{ MeV}$ sopra il primo livello eccitato di ^{12}C che era conosciuto sperimentalmente. Assumendo quindi che la reazione tra il berillio-8 e la particella alfa non sia vietata in questo livello da regole di selezione, il contributo della risonanza è molto più grande di quello degli altri livelli [41]. Infatti, grazie alla nuova ipotesi di risonanza il carbonio aumenta

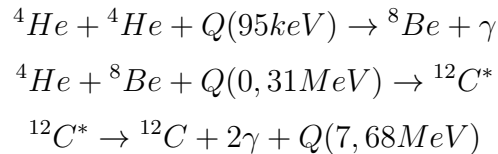
la sua produzione di un fattore 10^7 rispetto a quello previsto da Salpeter senza questo livello.

In più, Hoyle capì che l'enorme aumento di produzione del carbonio grazie a questo livello e al triplo processo alfa, non era sufficiente ad assicurare una produzione apprezzabile di ^{12}C . Se il ^{12}C prodotto fosse stato consumato da altre reazioni, e in particolar modo nella reazione



non sarebbe cambiato nulla per quanto riguarda l'abbondanza relativa di ^{12}C . Era perciò necessaria l'assenza di un livello di risonanza nell'ossigeno. Fu così trovato un livello nel nucleo di ossigeno-16 a 7,10 MeV, appena sotto la somma delle masse del ^{12}C e della particella alfa (7,16MeV), che non faceva quindi risonanza.

Hoyle fu così in grado di spiegare come la maggior parte del carbonio prodotto nel nucleo delle giganti rosse è ancora presente nel momento in cui la stella esplose disperdendo nello spazio interstellare il materiale contenuto al suo interno. Hoyle conclude il suo articolo del 1954, in cui per la prima volta espone la sua teoria, riproducendo le abbondanze relative di ^{12}C , ^{16}O e ^{20}Ne , tutte in buon accordo con le stime astrospettroscopiche. Possiamo quindi, ora, scrivere il triplo processo alfa così come pensato da Hoyle:



Hoyle non si affrettò ad annunciare la sua previsione, ma la comunicò alla comunità dei fisici soltanto dopo la conferma sperimentale. L'annuncio della scoperta fu fatto al meeting dell'associazione americana di fisica tenutosi ad Albuquerque nel settembre del 1953, cinque mesi dopo che Hoyle lasciò il Caltech per trasferirsi alla Princeton University. In una breve lezione, Hoyle e i suoi tre coautori dissero che l'osservazione dell'abbondanza relativa di He, C, O potrebbe essere riprodotta se nel ^{12}C fosse presente un livello di risonanza a 7,68 MeV. Fu soltanto nell'articolo successivo, pubblicato nel 1954, che Hoyle descrisse più approfonditamente tutte le reazioni e i risultati delle abbondanze relative degli elementi così ottenute.

Da quando Hoyle incominciò a lavorare al Caltech e conobbe William Fowler (1911-1995) cercò di convincere i fisici sperimentali del Caltech, ed in particolare Fowler stesso, nel fare esperimenti che confermassero al sua ipotesi sul livello di risonanza del ^{12}C . Fowler e il suo gruppo di ricerca si mostrarono subito interessati alla proposta di Hoyle e prepararono un esperimento per verificare la presenza della risonanza a 7,68 MeV e che fu verificata quasi subito [43]. Esperimenti successivi

mostrarono che in verità la risonanza si trovava a 7,65 MeV, questo fatto nulla toglie però alla grandezza della previsione di Hoyle e alla precisione con cui la fece.



William Alfred Fowler, premio Nobel per la fisica nel 1983.

La presenza di tale livello di risonanza, nonostante non fosse ancora stato scoperto, non era però completamente inaspettata. Nel 1940, due fisici, M.G. Holloway e B.L. Moore [134], avevano trovato un livello energetico nel nucleo di ^{12}C a 7,62 MeV, ma se da una parte studi sui processi nucleari sembravano provare l'esistenza di un livello energetico tra 7,0 e 7,5 MeV dall'altra parte misure successive più precise effettuate al MIT non lo confermarono [135]. Nel 1952 esisteva perciò un conflitto sull'esistenza o meno di un livello energetico nel nucleo di ^{12}C nelle vicinanze dei 7,5 MeV, non lontano dalla risonanza di cui aveva bisogno Hoyle per la sua teoria. Essendo perciò Hoyle consapevole di questo fatto, non è propriamente vero che la risonanza da lui predetta a 7,68 MeV era qualcosa di così improbabile per il tempo. Nonostante questo, è anche vero che nessuno al tempo aveva ipotizzato una risonanza oltre i 7,5 MeV e che

al contrario dei conflitti tra i risultati degli esperimenti Hoyle fece una previsione molto precisa, collocando il livello energetico della risonanza esattamente a 7,68 MeV.

Al tempo in cui Hoyle fece la sua predizione, egli non si occupava solamente di nucleosintesi stellare, ma lavorava anche alla teoria cosmologica dello stato stazionario, che aveva introdotto nel 1948 insieme a Bondi e Tommy Gold. Infatti, al tempo era conosciuto come cosmologo e difensore della controversa teoria dell'universo basata sull'ipotesi di una continua creazione della materia. Proprio per questo era importante nella teoria dello stato stazionario trovare un processo che spiegasse la sintesi continua degli elementi nelle stelle, senza bisogno di assumere la loro creazione in uno stato primordiale dell'universo. Nel suo articolo sulla sintesi del carbonio Hoyle non cita però mai la teoria cosmologica, forse anche per non spostare l'attenzione su un dibattito cosmologico e lasciarla sull'esistenza necessaria di questo livello per la abbondanza relativa di carbonio.

3.2 Modello teorico

Alla fine degli anni venti alcuni ricercatori proponevano che nuclei particolari, costituiti da un numero di nucleoni che sia multiplo di quattro, potessero essere formati da un agglomerato (*cluster*) di particelle α . Successivamente fu verificata l'emissione di particelle alfa da nuclei che rientrano in questa categoria (^8Be , ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne) e fu anche trovata da Hafstad e Teller una relazione lineare tra il

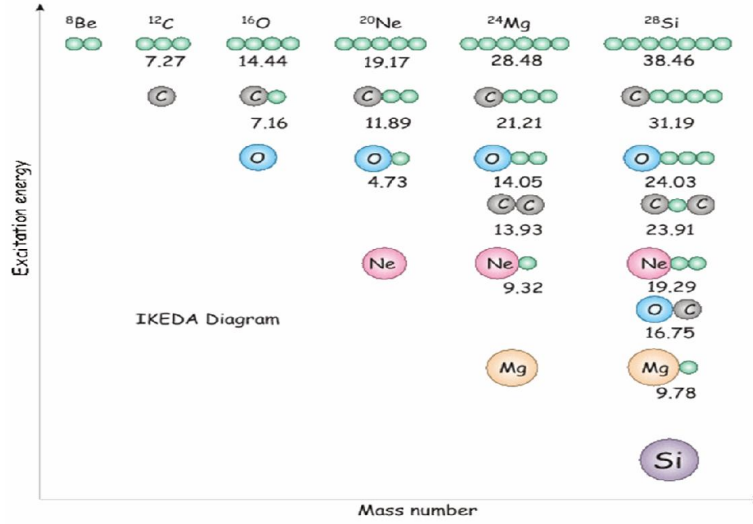


Figura 3.5: Diagramma di Ikeda che mostra la struttura interna dei nuclei in funzione della loro energia di eccitazione e del numero di massa.

numero di legami α interni ed l'energia di legame totale di questi nuclei nello stato fondamentale. Alcuni fisici erano però scettici su questo modello a cluster in quanto a causa di effetti quantistici, come disse lo stesso Schrödinger, non è detto che siccome osservo questi nuclei decadere in particelle alfa allora essi siano necessariamente composti da particelle alfa al loro interno. Nonostante questo l'approccio a cluster ebbe un certo successo e nel 1968 Ikeda classificò le strutture di vari nuclei leggeri a partire da legami tra particelle alfa costruendo così il suo famoso diagramma (vedi figura 3.5).

La funzione d'onda delle particelle alfa all'interno del nucleo può essere scritta come:

$$\phi_i(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{1}{b^3\pi^{3/2}}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)^2}{2b^2}\right] \quad (3.1)$$

dove \mathbf{R}_i è il vettore che descrive la posizione dell'iesima particella alfa e $b = (\hbar/m\omega)^{1/2}$ è un parametro di scala che determina la dimensione delle particelle alfa. Anche se la particella alfa è un bosone i suoi costituenti sono dei fermioni e quindi la funzione d'onda totale del sistema, formata dall'insieme delle particelle alfa, deve essere antisimmetrica. La funzione d'onda totale è così ottenuta usando il determinante di Slater:

$$\phi_\alpha(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \dots, \mathbf{R}_N) = K\mathcal{A} \prod_{i=1}^N \phi_i(\mathbf{R}_i) \quad (3.2)$$

con $\mathcal{A} \prod_{i=1}^N \phi_i(\mathbf{R}_i)$ determinante di Slater della funzione d'onda (dove \mathcal{A} è l'operatore antisimmetrico in accordo col principio di esclusione di Pauli) e K è una costante di normalizzazione. A piccole distanze l'antisimmetria serve a rompere le particelle alfa, mentre quando è presente una grande separazione tra le particelle alfa, all'interno del nucleo, mantengono la loro identità di bosoni. Così quando le particelle alfa sono compresse insieme, per esempio nel caso in cui l'energia di eccitazione scenda al di sotto della soglia del decadimento 3α nel ^{12}C , la funzione d'onda avrà una minore "struttura a particelle alfa". Sebbene la struttura a particella alfa possa essere rotta è possibile che invece la simmetria associata alla struttura 3α sia mantenuta, di conseguenza ci si potrebbe aspettare che il ground state del ^{12}C abbia una simmetria 3α , ma non necessariamente siano presenti dei cluster di particelle alfa. Lo stato di Hoyle è, però, sopra la soglia di decadimento alfa e quindi ha una buona possibilità di avere una struttura a cluster di alfa.

L'Hamiltoniana che descrive l'energia totale di un sistema a cluster di alfa è:

$$H = \sum_{i=1}^A T_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} [v(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) + v_c(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)] - T_{c.m.} \quad (3.3)$$

dove $T_{c.m.}$ è l'energia nel centro di massa e le interazioni $\alpha - \alpha$ sono governate dal potenziale effettivo di interazione $v(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)$ e dall'interazione coulombiana $v_c(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)$.

L'ottima disposizione geometrica delle particelle alfa è stata raggiunta variando la posizione e la dimensione delle particelle e minimizzando l'energia calcolata tramite l'equazione (3.3). Nel caso del ^{12}C il modello a cluster di alfa può avere due strutture, una è un triangolo equilatero, che è stata storicamente associata allo stato fondamentale, l'altra invece è a catena (ovvero con le particelle disposte linearmente) che era inizialmente collegata allo stato di Hoyle. Quest'ultima ipotesi coincide con l'idea di Morinaga [137], che ha proposto che il livello energetico a 7,65 MeV nel ^{12}C fosse una disposizione lineare delle tre particelle alfa. Basandosi su questa struttura ha predetto lo stato 2^+ a 9,7 MeV e lo stato 4^+ a 14,18 MeV. Anche se lo spin e la parità erano sconosciuti al tempo si sapeva già dell'esistenza di livelli energetici a 9,61 MeV e 14,16 MeV che potevano essere dei possibili candidati. Successivamente fu osservato che mentre lo stato a 14,16 MeV è effettivamente 4^+ ciò non era vero per il livello energetico a 9,61 MeV il quale è 3^- .

3.2.1 Il problema nucleare a multi-corpi

Gradi di libertà. A basse energie i gradi di libertà rilevanti sono le coordinate relative, lo spin e l'isospin dei nucleoni. Pertanto uno può rappresentare lo stato a multi-corpi $|\Psi\rangle$ di A particelle

$$\Psi(\vec{r}_1\vec{\sigma}_1\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A\vec{\sigma}_A\vec{r}_A) = \langle \vec{r}_1\vec{\sigma}_1\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A\vec{\sigma}_A\vec{r}_A | \Psi \rangle \quad (3.4)$$

in termini di questi gradi di libertà, che sono gli unici rilevanti a basse energie. La scelta dei gradi di libertà sarà appropriata se la struttura interna di un nucleone è irrilevante per la dinamica.

Il compito generale della teoria della struttura nucleare è quello di risolvere l'equazione di Schrödinger a molti-corpi

$$\tilde{H}|\hat{\Psi}; \alpha\rangle = E_\alpha|\hat{\Psi}; \alpha\rangle \quad (3.5)$$

la quale fornisce gli autostati $|\hat{\Psi}; \alpha\rangle$ dei molti-corpi che contengono tutte le possibili informazioni sulla struttura del sistema nucleare e i corrispondenti autovalori di energia E_α (gli operatori nello spazio di Hilbert sono soprallineati con una tilde).

In primo luogo uno deve considerare l'operatore hamiltoniano \tilde{H} . Dopo aver deciso i gradi di libertà bisogna costruire \tilde{H} in termini dei corrispondenti operatori.

$$\begin{aligned} \tilde{H} &= \tilde{T}_{int} + \tilde{V}_{NN} + \tilde{V}_{NNN} \\ &= \tilde{T}_{int} + \sum_{i<j=1}^A V_{NN}(\tilde{r}_{ij}, \tilde{p}_{ij}, \tilde{\sigma}_i, \tilde{\sigma}_j, \tilde{\tau}_i, \tilde{\tau}_j) + \sum_{i<j<k=1}^A V_{NNN}(ijk) \end{aligned} \quad (3.6)$$

L'energia cinetica del centro di massa è sottratta dall'energia cinetica totale così che rimane solo l'energia cinetica intrinseca \tilde{T}_{int} invariante.

$$\tilde{T}_{int} = \sum_{i=1}^A \frac{\tilde{p}_i^2}{2m_i} - \frac{\tilde{P}_{CM}^2}{2M} = \frac{1}{M} \sum_{i<j=1}^A \frac{(m_j\tilde{p}_i - m_i\tilde{p}_j)^2}{2m_im_j} \quad (3.7)$$

$$\tilde{P}_{CM} = \sum_{i=1}^A \tilde{p}_i \quad ; \quad M = \sum_{i=1}^A m_i \quad (3.8)$$

dove \tilde{P}_{CM} è il momento totale e M è la massa totale del sistema.

Dalle informazioni che si ricavano dagli esperimenti di scattering, si comprende che l'interazione nucleone-nucleone \tilde{V}_{NN} dipende non solo dalla distanza relativa $\tilde{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$ delle particelle i e j , ma anche del loro momento relativo $\tilde{p}_{ij} = (m_j\tilde{p}_i - m_i\tilde{p}_j)/(m_i + m_j)$. In più, lo scambio di pioni pseudo scalari carichi porta a una componente tensoriale forte del tipo $(\tilde{p}_{ij}\tilde{\sigma}_i)(\tilde{p}_{ij}\tilde{\sigma}_j)(\tilde{\tau}_i\tilde{\tau}_j)$.

Anche se qui non ne farò uso, è bene dire che negli ultimi anni è diventata chiara la necessità del potenziale a tre corpi \tilde{V}_{NNN} al fine di ottenere un'alta precisione nella riproduzione dei dati a molti corpi.

In secondo luogo uno deve considerare lo spazio di Hilbert a multi-corpi i cui stati occupati sono $|\hat{\Psi}; \alpha\rangle$ e nel quale agisce l'hamiltoniana. Per questo bisogna trovare una base appropriata per rappresentare le correlazioni tra le particelle che sono indotte dalle interazioni nucleari. Una base a multi-corpi conveniente è composta dai determinanti di Slater

$$\begin{aligned} |n_1, n_2, \dots, n_A\rangle &= \sqrt{A!} \tilde{A} |n_1\rangle \otimes |n_2\rangle \otimes \dots \otimes |n_A\rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{A!}} \sum_{\text{all } \rho} \text{sgn}(\rho) |n_{\rho(1)}\rangle \otimes |n_{\rho(2)}\rangle \dots \otimes |n_{\rho(A)}\rangle \end{aligned} \quad (3.9)$$

dove $|n_i\rangle, i = 1, \dots, A$, denota gli stati occupati dalle singole particelle a $\text{sgn}(\rho)$ è il segno della permutazione ρ . L'operatore \tilde{A} , che è antisimmetrico sotto permutazione delle particelle, proietta nel sotto-spazio dello spazio di Hilbert ad A-corpi. Una rappresentazione a singola particella molto usata è quella a modello a shell dell'oscillatore armonico. Lo stato a multi-corpi $|\hat{\Psi}; \alpha\rangle$ può essere rappresentato dalla somma di numerosi determinanti di Slater

$$|\hat{\Psi}; \alpha\rangle = \sum_{n_1 < n_2 < \dots < n_A} \hat{\Psi}_{n_1, n_2, \dots, n_A}^\alpha |n_1, n_2, \dots, n_A\rangle \quad (3.10)$$

Se le somme su gli n_i sono ristrette in modo da includere tutti gli stati a multi-corpi fino al numero massimo di oscillatori quantici si parla di modello a shell *senza nucleo*, se invece includo solo quell'insieme di singole particelle orbitanti attorno al margine di Fermi si parla di modello a shell a *configuration mixing*.

Il potenziale nucleone-nucleone. Il sistema nucleare a due corpi ha solo uno stato legato, il deutone. Così le informazioni principali sul potenziale nucleone-nucleone vengono dalle misurazioni sulla sezione d'urto nello scattering elastico e esistendo dati precisi si può dedurre lo spostamento di fase e gli angoli di mixing come funzione dell'energia per tutte le onde parziali che contribuiscono. I potenziali che descrivono lo spostamento di fase, gli angoli di mixing e il deuterio sono chiamati potenziali realistici (con $\chi^2 \approx 1$). A una grande distanza tra nucleoni, oltre 1,4 fm, tutti i potenziali realistici sono basati sullo scambio del mesone più leggero, il pione. Per distanze più brevi si può utilizzare invece lo scambio di mesoni più pesanti come ω o ρ [103].

Una nuova classe di potenziali, chiamati chirali [104] [105] [106] [107] sono stati sviluppati negli ultimi anni. Essi sono basati sulla simmetria chirale approssimata della QCD. Il loro vantaggio è che permettono un'espansione perturbativa in un qualche parametro (solitamente p/Λ dove Λ è la scala energetica oltre la quale l'espansione cessa di valere). In oltre con essi è possibile trattare le forze agenti

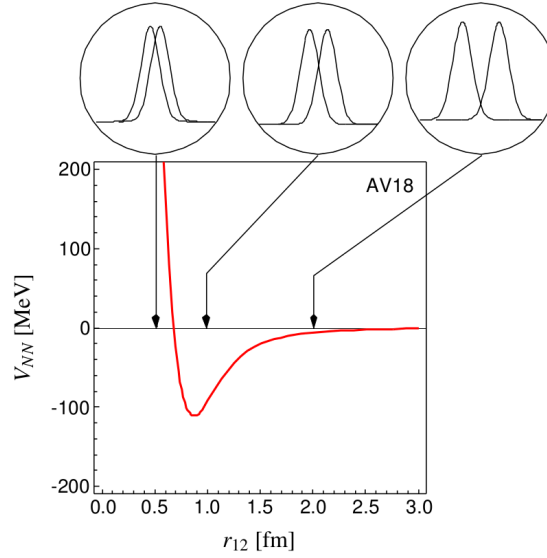


Figura 3.6: Potenziale Argonne V18 nel canale $S = 0$, $T = 1$ per momento relativo $p_{12} = 0$ in funzione di r_{12} . All'interno dei cerchi è invece raffigurata la distribuzione di carica dei due protoni alle tre distanze relative indicate dalle frecce.

tra tre corpi. In ogni caso, anche questo schema necessita di fattori di forma su misura e il numero di parametri che deve essere aggiustato cresce con l'aggiunta di termini di ordine più alto.

Un'altro potenziale di successo è quello di Argonne V18 che tratta la parte di interazione a corto e medio raggio in un modo più fenomenologico. Esso è espresso con una rappresentazione funzionale nello spazio delle coordinate ed è quasi locale, nel senso che la dipendenza dal momento è ridotta al minimo.

In figura 3.6 si può osservare il potenziale AV-18 in funzione della distanza $r_{12} = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$ tra due protoni, o due neutroni, con spin totale $S = 0$ e momento relativo $\vec{p}_{12} = 0$. Il potenziale si estende fino a circa 2,5 fm e diventa fortemente repulsivo sotto $r_{12} \approx 0,5$ fm. Nonostante sia profondo 100 MeV l'attrazione non è sufficiente per formare uno stato legato protone-protone o neutrone-neutrone, in accordo con le osservazioni sperimentali. Grazie al potenziale si può osservare quanto i due protoni si sovrappongono a seconda della distanza. A 0,5 fm, si sovrappongono in tal modo da giustificare il fatto che il potenziale sia repulsivo. La massima attrazione è a circa 1 fm, ma è presente ancora una sovrapposizione apprezzabile tra i nucleoni a 1,8 fm, che è la distanza media nei grandi nuclei. Tutto questo mostra: primo, che i nucleoni sono oggetti relativamente grandi, il cui diametro non è così piccolo se confrontato con la loro distanza media e secondo, l'ansatz di un potenziale è certamente una grande semplificazione. Quando la sovrapposizione dei nucleoni, che sono un sistema a multi-corpi complesso composto da quark e

gluoni, è molto grande, uno non si può aspettare che la loro struttura intrinseca rimanga inalterata.

Anche se tutte le interazioni dinamiche tra due nucleoni potrebbero essere fuse in un potenziale a due corpi dipendente dal momento, l'interazione di tre nucleoni che sono molto vicini non necessita di essere solo la somma delle tre coppie di interazioni. La presenza di un terzo nucleone, quando due nucleoni stanno interagendo l'un l'altro, può indurre una forza aggiuntiva che altera l'interazione originale tra la coppia. Questo effetto causa una interazione a tre corpi \tilde{V}_{NNN} non presente nel sistema a due corpi.

La probabilità di trovare una coppia di nucleoni a piccola distanza è altamente ridotta dalla forte repulsione. Questa correlazione a corto raggio nella distanza relativa non può essere rappresentata dai determinanti di Slater in quanto essi sono prodotti antisimmetrici di stati a particella singola. Così, i calcoli di Hartree-Fock, dove lo stato è un determinante di Slater singolo, non sono fattibili con le interazioni realistiche. Ma anche la superposizione di un gran numero di essi come nel modello a shell senza nucleo, non è sufficiente. Per ovviare a questo problema ci sono diverse soluzioni: dalla ben nota trasformazione di Lee-Suzuki [119], utilizzata nel modello a shell, al metodo a correlazione unitaria.

Pertanto, il modello a shell senza nucleo impiega le trasformazioni di Lee-Suzuki per risolvere questo problema [119].

3.2.2 The Unitary Correlation Method (UCOM)

Feldmeier e Neff, nel loro lavoro del 2007 [116], eseguono calcoli su nuclei con numero di massa più grande di quelli tipicamente accessibili con i modelli a pochi-corpi partendo da interazioni realistiche come i potenziali di Bonn o Argonne. Il nucleo repulsivo e la forza tensoriale delle interazioni nucleari inducono delle forti correlazioni a corto raggio e tensoriali nel sistema nucleare a multi-corpi. Queste correlazioni sono in termini di coordinate relative $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$ e non possono essere rappresentate da prodotti di stati a singola particella come i determinanti di Slater che sono normalmente usati come stati a multi-corpi in Hartree-Fock o come basi nei calcoli del modello a shell.

Feldmeier e Neff trattano le correlazioni esplicite con un operatore di correlazione unitario \tilde{C} che incorpora gli stati non correlati $|\Psi\rangle$

$$|\hat{\Psi}\rangle = \tilde{C}|\Psi\rangle \quad (3.11)$$

tale che lo stato $|\hat{\Psi}\rangle$ a multi-corpi contenga le correlazioni a corto raggio [108] [109] [110]. Per il correlatore essi fanno il seguente ansatz

$$\tilde{C} = \tilde{C}_\Omega \tilde{C}_r = \exp\{-i \sum_{i<j} \tilde{g}_{\Omega ij}\} \exp\{-i \sum_{i<j} \tilde{g}_{rij}\} \quad (3.12)$$

Esso è il prodotto di un correlatore radiale \tilde{C}_r e di un correlatore tensoriale \tilde{C}_Ω , entrambi con un generatore hermitiano a due corpi nell'esponente.

Il vantaggio importante nel trattare le correlazioni in un modo unitario è quello che entrambi lavorano con stati correlati o operatori correlati solo con una trasformazione simile:

$$\langle \hat{\Psi} | \tilde{A} | \hat{\Phi} \rangle = \langle \Psi | \tilde{C}^\dagger \tilde{A} \tilde{C} | \Phi \rangle = \langle \Psi | \tilde{\hat{A}} | \Phi \rangle \quad (3.13)$$

dove l'operatore correlato è definito come

$$\tilde{\hat{A}} = \tilde{C}^\dagger \tilde{A} \tilde{C} = \tilde{C}^{-1} \tilde{A} \tilde{C}. \quad (3.14)$$

L'unitarietà conserva la sovrapposizione $\langle \hat{\Psi} | \hat{\Phi} \rangle = \langle \Psi | \Phi \rangle$ e il prodotto correlato degli operatori è uguale al prodotto degli operatori correlati:

$$\widehat{\tilde{A}\tilde{B}} = \tilde{C}^{-1} \tilde{A} \tilde{B} \tilde{C} = \tilde{C}^{-1} \tilde{A} \tilde{C} \tilde{C}^{-1} \tilde{B} \tilde{C} = \tilde{\hat{A}} \tilde{\hat{B}} \quad (3.15)$$

cosa che si rivelerà molto utile.

Espansione a cluster. Se come ansatz per il correlatore si ha l'operatore a due corpi nell'esponente, ogni operatore correlato conterrà in maniera naturale parti a multi-corpi. Per esempio una hamiltoniana consistente di parti a uno o due corpi si trasformerà in

$$\begin{aligned} \tilde{\hat{H}} &= \tilde{C}^\dagger \tilde{H} \tilde{C} = \tilde{C}^\dagger \left(\sum_i \tilde{T}_i + \sum_{i<j} \tilde{V}_{ij} \right) \tilde{C} \\ &= \sum_i \tilde{T}_i + \sum_{i<j} \tilde{T}_{ij}^{[2]} + \sum_{i<j<k} \tilde{T}_{ijk}^{[3]} + \dots + \sum_{i<j} \tilde{V}_{ij}^{[2]} + \sum_{i<j<k} \tilde{V}_{ijk}^{[3]} + \dots \end{aligned} \quad (3.16)$$

dove $^{[n]}$ indica gli operatori irriducibili a n-corpi. A questo punto Feldmeier e Neff introducono una approssimazione che conserva i termini solo fino agli operatori a due corpi. Questa approssimazione sarebbe valida per i sistemi dove il range dei correlatori R_c è piccolo in confronto alla distanza media tra le particelle. \tilde{C}_r e \tilde{C}_Ω agiscono solo a piccole distanze in quanto $g_{rij} = 0$ e $g_{\Omega ij} = 0$ per $r_{ij} > R_c$ e quindi $\tilde{C}_r = 1$ e $\tilde{C}_\Omega = 1$. La forza dei termini a tre corpi è governata dalla probabilità di trovare tre particelle contemporaneamente nel range R_c di correlazione. Lo scopo è perciò quello di mantenere questi contributi piccoli.

Correlatore radiale. Il correlatore radiale \tilde{C}_r (descritto in dettaglio in [108]) sposta una coppia di particelle lontano l'una dall'altra nella direzione radiale così che esse evitano il nucleo repulsivo. Per eseguire questo spostamento il generatore

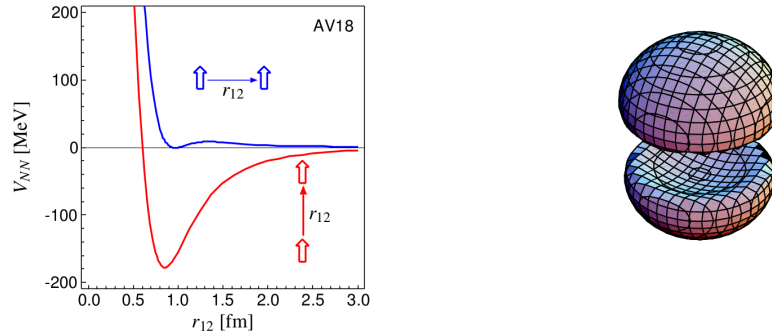


Figura 3.7: A sinistra abbiamo il potenziale Argonne V18 per due nucleoni a riposo con isospin $T = 0$ e spin parallelo, $S = 1$, in funzione della distanza relativa. Il comportamento assomiglia all'interazione tra due barre magnetiche: la più grande attrazione è presente quando i magneti sono allineati con la linea che li congiunge. A destra abbiamo, invece, le superfici con stessa densità del deutone con $J = M = 1$ che mostrano le correlazioni tensoriali, la densità della coppia protone-neutrone è allineata con la direzione dello spin. A piccole distanze la densità è nulla a causa del forte nucleo repulsivo dell'interazione.

del correlatore radiale usa l'operatore del momento radiale relativo \tilde{p}_r insieme con una funzione di spostamento $s(\tilde{r})$ che dipende dalla distanza tra i due nucleoni:

$$\tilde{g}_{rij} = \frac{1}{2} \left(\tilde{p}_{rij} s(\tilde{r}_{ij}) + s(\tilde{r}_{ij}) \tilde{p}_{rij} \right) \quad (3.17)$$

La funzione di spostamento $s(\tilde{r})$ è ottimizzata per il potenziale che si sta considerando. Essa è grande per piccole distanze e scompare a grandi distanze.

L'effetto della trasformazione $|\Psi\rangle \rightarrow \tilde{C}_r |\Psi\rangle$ è mostrato nella parte superiore della figura 3.8, dove la densità dei due corpi $\rho_{S,T}^{(2)}$ è raffigurata come una funzione del vettore distanza $(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ tra i due nucleoni nell'elio-4. Nella parte sinistra della figura 3.8 $\rho_{S,T}^{(2)}$ è stato calcolato con lo stato del modello a shell $|(0s_{1/2})^4\rangle$ che è il prodotto di quattro gaussiane. esso ha un massimo a distanza zero che è in contraddizione con la repulsione a corto raggio dell'interazione. Questa inconsistenza può essere rimossa con l'azione del correlatore radiale \tilde{C}_r che sposta la densità nucleare fuori dalla regione repulsiva del potenziale. Le corrispondenti energie cinetica, potenziale e totale sono raffigurate nella parte bassa della figura 3.8 per tre nuclei doppiamente magici. L'energia cinetica radiale correlata $\langle \tilde{C}_r^\dagger \tilde{T} \tilde{C}_r \rangle$ cresce in confronto a $\langle \tilde{T} \rangle$ ma questo è più che compensato dal guadagno di energia di legame di circa 25 MeV per particella dovuto al potenziale di correlazione. Tuttavia i nuclei non sono ancora legati.

Correlatore tensoriale. La forza tensoriale nel canale $S = 1$ della interazione nucleare dipende dagli spin e dalla orientazione spaziale $\hat{r}_{12} = (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)/(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)$ dei nucleoni secondo l'operatore tensoriale

$$\tilde{S}_{12} = 3(\tilde{\sigma}_1 \tilde{r}_{12})(\tilde{\sigma}_2 \tilde{r}_{12}) - (\tilde{\sigma}_1 \tilde{\sigma}_2) = 6(\tilde{S} \tilde{r}_{12})^2 - 2\tilde{S}^2 \quad (3.18)$$

Un allineamento di \hat{r} con la direzione dello spin totale $\vec{S} = (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)/2$ è energeticamente favorito. Questo può essere visto chiaramente in figura 3.7, dove il potenziale di Argonne V18 è disegnato per due orientazioni dello spin totale \vec{S} . Se \vec{S} è parallelo (o antiparallelo) all'orientazione di \hat{r}_{12} si ha una forte attrazione, mentre nella situazione dove \hat{r}_{12} è perpendicolare a \vec{S} la coppia protone neutrone non sente più nessuna componente attrattiva, solo quella repulsiva a corto raggio. La forza tensoriale da sola è repulsiva ma le altre parti centrali attrattive controbilanciano questa repulsione. È ovvio che questa forte dipendenza dall'orientazione dello spin indurrà una corrispondente correlazione non solo nel deutone ma anche negli stati a multi-corpi. Con $S = 1$ e $T = 0$ coppie di nucleoni si combineranno tra di loro in modo che possano essere trovate con una maggiore probabilità nelle aree dove i loro spin sono allineati con l'orientazione delle loro coordinate relative \vec{r}_{12} . Questo conduce alla tipica forma a manubrio della funzione di correlazione a due corpi già conosciuta dal deutone, mostrata sulla parte destra in figura 3.7. Queste correlazioni tensoriali non possono essere rappresentate come prodotti di stati come i determinanti di Slater.

Al fine di prendere in considerazione un correlatore tensoriale $\tilde{C}_\Omega = \exp\{-i \sum_{i < j} \tilde{g}_{\Omega ij}\}$ definito dal generatore

$$\tilde{g}_{\Omega ij} = \theta(\tilde{r}_{ij}) \frac{3}{2} \left((\tilde{\sigma}_i \tilde{p}_{\Omega ij})(\tilde{\sigma}_j \tilde{r}_{ij}) + (\tilde{\sigma}_i \tilde{r}_{ij})(\tilde{\sigma}_j \tilde{p}_{\Omega ij}) \right) \quad (3.19)$$

il quale incorpora questo allineamento sugli stati non correlati mediante spostamenti perpendicolari alla orientazione relativa \hat{r}_{ij} . Per ottenere questo generatore $\tilde{g}_{\Omega ij}$ è stato costruito un operatore tensoriale con la parte orbitale dell'operatore del momento relativo $\tilde{p}_{\Omega ij} = \tilde{p}_{ij} - \tilde{p}_{rij}$. La forza dipendente da r e il range delle correlazioni tensoriali sono controllate da $\theta(r)$ [109].

L'applicazione del correlatore tensoriale \tilde{C}_Ω conduce alla densità a due corpi dell'elio-4 raffigurata nella parte destra del grafico. Uno potrebbe vedere l'azione di \tilde{C}_Ω come uno spostamento della densità di probabilità "dall'equatore" a entrambi i "poli", dove lo spin delle componenti $S = 1$ della coppia di nucleoni definisce la direzione "sud-nord". Di nuovo questo a un costo in termini di energia cinetica dovuto all'incremento della curvatura nelle funzioni d'onda, ma ora lo stato a multi-corpi è in accordo con l'interazione tensoriale e si guadagna il legame necessario (circa -8 MeV per particella) come si vede nella parte bassa della figura 3.8.

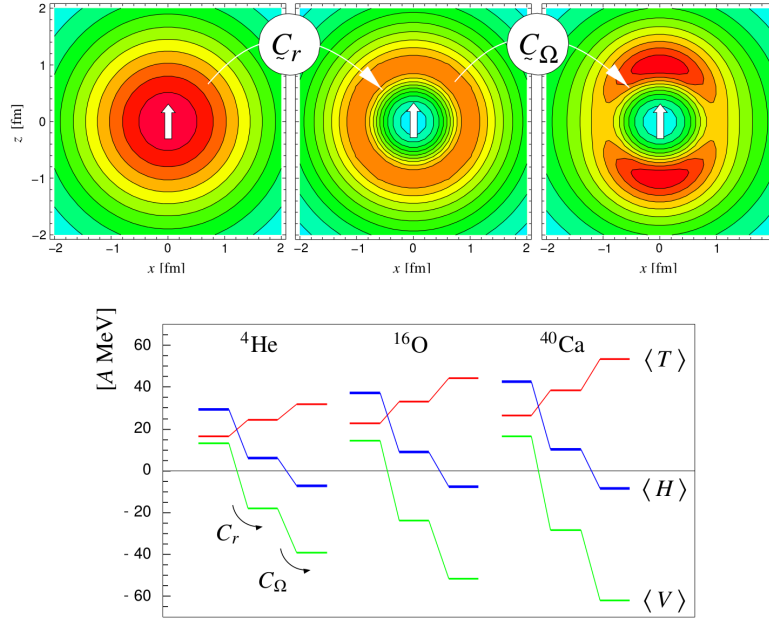


Figura 3.8: Nella parte superiore abbiamo la densità dei due corpi $\rho_{S,T}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ dell'elio-4 per una coppia di nucleoni con isospin $T = 0$ e spin paralleli, $S = M_S = 1$. Le frecce indicano la direzione dello spin e $(x, y, z) = (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ sono le componenti del vettore delle coordinate relative. Nella parte inferiore abbiamo invece le corrispondenti energie cinetica, potenziale e totale per le particelle di elio-4, ossigeno-16 e calcio-40 senza correlazioni $\langle T \rangle$, $\langle V \rangle$, $\langle H \rangle$; con le correlazioni radiali $\langle C_r^\dagger T C_r \rangle$, $\langle C_r^\dagger T C_r \rangle$, $\langle C_r^\dagger T C_r \rangle$; e con le correlazioni radiali e tensoriali $\langle C_r^\dagger C_\Omega^\dagger T C_\Omega C_r \rangle$, $\langle C_r^\dagger C_\Omega^\dagger V C_\Omega C_r \rangle$, $\langle C_r^\dagger C_\Omega^\dagger H C_\Omega C_r \rangle$ (potenziale AV18).

L'interazione effettiva V_{UCOM} . L'hamiltoniana correlata

$$\tilde{H} = \tilde{C}^{-1} \tilde{H} \tilde{C} = \tilde{T}_{int} + (\tilde{T}^{[2]} + \tilde{V}^{[2]}) + (\tilde{T}^{[3]} + \tilde{V}^{[3]}) + \dots \quad (3.20)$$

è per costruzione equivalente per spostamento di fase all'hamiltoniana realistica \tilde{H} da cui si è partiti. Pertanto la distinzione tra correlazione genuina e indotta dalla forza a tre corpi non è così ovvia. Al fine di mantenere le parti a tre e più corpi piccole i range della funzione di correlazione $s(r)$ e di $\theta(r)$ dovrebbero essere più piccoli della distanza media tra le particelle.

Per testare l'approssimazione a due corpi sono stati eseguiti calcoli col modello a shell senza nucleo per elio-4 e elio-3 e sono stati confrontati con i risultati esatti [110]. È risultato che trascurando i potenziali indotti a tre e quattro corpi dell'hamiltoniana correlata, entrambi gli stati fondamentali possono essere riprodotti, una volta scelto uno specifico range del correlatore tensoriale. Questa scelta definisce l'equivalente spostamento di fase del potenziale V_{UCOM} nucleone-nucleone

$$V_{UCOM} = \tilde{T}^{[2]} + \tilde{V}^{[2]} \quad (3.21)$$

Operatori effettivi. Non solo l'hamiltoniana ma anche tutti gli altri osservabili devono essere correlati. A causa dell'unitarietà degli elementi di transizione della matrice del correlatore \tilde{C} o dei valori di aspettazione di alcuni osservabili \tilde{A} possono essere calcolati entrambi con gli stati correlati o con gli operatori correlati.

$$\langle \hat{\Psi} | \tilde{A} | \hat{\Phi} \rangle = \langle \Psi | \tilde{C}^\dagger \tilde{A} \tilde{C} | \Phi \rangle = \langle \Psi | \tilde{A} | \Phi \rangle \quad (3.22)$$

Nelle applicazioni attuali gli operatori effettivi

$$\tilde{A} = \tilde{C}^{-1} \tilde{A} \tilde{C} \approx \tilde{A}^{[1]} + \tilde{A}^{[2]} \quad (3.23)$$

sono introdotti, ancora, trascurando le parti a tre o più corpi indotte.

3.2.3 Fermionic Molecular Dynamics (FMD)

Nella FMD [111] [112] [113] [114] lo spazio di Hilbert ad A-corpi è ridotto all'insieme dei determinati di Slater.

$$|Q\rangle = \tilde{\mathcal{A}} |q_1\rangle \otimes |q_2\rangle \cdots \otimes |q_A\rangle = \frac{1}{A!} \sum_{\text{all } \rho} \text{sgn}(\rho) |q_{\rho(1)}\rangle \otimes |q_{\rho(2)}\rangle \cdots \otimes |q_{\rho(A)}\rangle \quad (3.24)$$

i quali sono prodotti di Kronecker antisimmetrici di stati a singola particella

$$|q_k\rangle = \sum_j c_{kj} |a_{kj}, \vec{b}_{kj}\rangle \otimes |\chi_{kj}\rangle \otimes |\xi_k\rangle \quad (3.25)$$

consistenti di una parte spaziale, spin, e isospin. Le parti spaziali $|a, \vec{b}\rangle$ sono Gaussiane rappresentate in coordinate spaziali come

$$\langle \vec{x} | a, \vec{b} \rangle = \exp \left\{ - \frac{(\vec{x} - \vec{b})^2}{2a} \right\} \quad (3.26)$$

I parametri complessi \vec{b} localizzano il nucleone in coordinate e momento spaziali, i parametri di larghezza complessa a controllano la sua propagazione in posizione e momento. La parte di spin $|\chi\rangle$

$$|\chi\rangle = \chi^\uparrow |\uparrow\rangle + \chi^\downarrow |\downarrow\rangle \quad (3.27)$$

denota i due spinori più generali per un fermione non relativistico di spin 1/2 e la parte di isospin $|\xi\rangle$ distingue tra protoni e neutroni. La somma è normalmente solo su una o due Gaussiane.

Visto che gli auto-stati dell'hamiltoniana nucleare sono auto-stati di parità, spin totale e numero quantico magnetico mentre la rappresentazione FMD non possiede in generale queste simmetrie, le simmetrie dell'hamiltoniana sono implementate tramite delle proiezioni apposite.

Proiezione del momento angolare. L'hamiltoniana è invariante per rotazioni e parità, di conseguenza si possono proiettare tutti gli stati della FMD $|Q^{(a)}\rangle$ sul momento angolare totale J con parità $\pi = \pm 1$

$$|Q^{(a)}; J^\pi MK\rangle := \tilde{P}_{MK}^J \frac{1}{2} (1 + \pi \tilde{\Pi}) \tilde{P}_{CM} |Q^{(a)}\rangle = \tilde{P}_{MK}^{J^\pi} \tilde{P}_{CM} |Q^{(a)}\rangle \quad (3.28)$$

$\tilde{\Pi}$ rappresenta l'operatore di parità e \tilde{P}_{MK}^J proietta sul momento angolare

$$\tilde{P}_{MK}^J = \frac{2J+1}{8\pi^2} \int d\alpha \sin\beta d\beta d\gamma D_{MK}^J(\alpha, \beta, \gamma) \tilde{R}(\alpha, \beta, \gamma) \quad (3.29)$$

con l'operatore di rotazione

$$\tilde{R}(\alpha, \beta, \gamma) = \exp\{-i\alpha \tilde{J}_z\} \exp\{-i\beta \tilde{J}_y\} \exp\{-i\gamma \tilde{J}_z\} \quad (3.30)$$

e la funzione di Wigner

$$D_{MK}^J(\alpha, \beta, \gamma) = \langle JM | \tilde{R}(\alpha, \beta, \gamma) | JK \rangle = e^{-iM\alpha} d_{MK}^J(\beta) e^{-iK\gamma} \quad (3.31)$$

I dettagli possono essere trovati in [136], cito solo la proprietà

$$(\tilde{P}_{MK}^J)^\dagger \tilde{P}_{M'K'}^{J'} = \delta_{JJ'} \delta_{MM'} \tilde{P}_{KK'}^{J'} \quad (3.32)$$

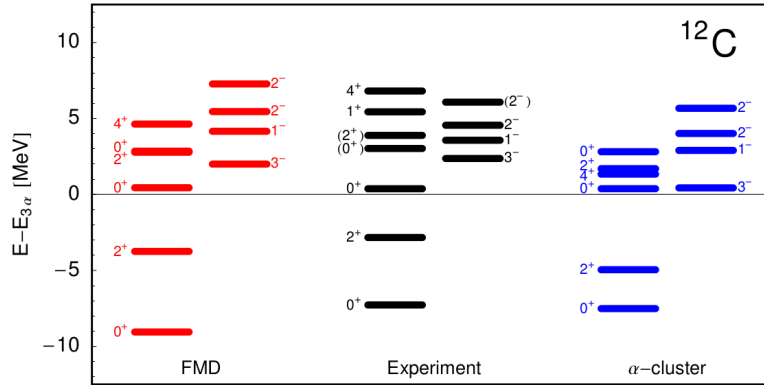


Figura 3.9: Spettro energetico del ^{12}C rispetto alla soglia energetica di tre particelle alfa. Il modello alfa-cluster è calcolato usando una interazione di Volkov V2 modificata

la quale mostra che \tilde{P}_{MK}^J non è un operatore di proiezione in senso stretto. Questa proprietà è usata per ridurre il contributo numerico richiesto per calcolare gli elementi di matrice degli operatori tensoriali. Per esempio, l'hamiltoniana è un tensore di rango zero e commuta con le rotazioni, quindi

$$\langle Q^{(a)}; J^\pi MK | \tilde{H} | Q^{(b)}; J^\pi M' K' \rangle = \langle Q^{(a)} | \tilde{H} \tilde{P}_{KK'}^{J^\pi} \tilde{P}_{CM} | Q^{(b)} \rangle \delta_{MM'} \quad (3.33)$$

3.2.4 Carbonio-12

Nei calcoli a modello a shell senza nucleo alcuni degli stati eccitati a energie attorno alla soglia energetica di tre particelle alfa non si riescono a descrivere adeguatamente [118] [119]. La ragione è che questi stati consistono essenzialmente di tre particelle alfa debolmente legate in risonanza con una piccola ampiezza. Il primo stato eccitato 0^+ appena sopra la soglia energetica delle tre particelle alfa, vedi in figura 3.9, si trova a 7,65 MeV ed è quello che abbiamo chiamato stato di Hoyle.

Gli stati a molti corpi della FMD sono molto flessibili e possono descrivere gli stati a cluster così come le configurazioni a shell [120]. È perciò interessante vedere come la FMD può riprodurre lo spettro del ^{12}C . Nei calcoli effettuati da Hans Feldmeier e Thomas Neff [116] le basi dei multi-corpi consistono di 16 stati intrinseci ottenuti come variazione dopo la procedura di proiezione sul momento angolare (proiettando sugli stati 0^+ e 2^+) con vincoli sui raggi e un aggiunta di 57 stati che sono stati selezionati per minimizzare l'energia dei primi tre stati 0^+ . Questi stati sono stati scelti da un insieme di 42 stati FMD ottenuti dal calcolo variazionale dopo calcoli di proiezione di parità con vincoli sui raggi, deformazione di quadrupoli e 165 configurazioni esplicite a triangolo di cluster di alfa. Un cluster di alfa è definito come il prodotto di quattro gaussiane di stati a particella singola

	Exp	FMD	α -cluster	“BEC”
$E(0_1^+)$	-92.16	-92.64	-89.56	-89.52
$E^*(0_2^+)$	7.65	9.50	7.89	7.73
$E(0_2^+) - E(3\alpha)$	0.38	0.44	0.38	0.26
$E^*(0_3^+)$	(10.3)	11.90	10.33	
$E^*(2_1^+)$	4.44	5.31	2.56	2.81
$E^*(2_2^+)$	(11.16)	11.83	9.21	
$E(3\alpha)$	-84.89	-83.59	-82.05	-82.05

Figura 3.10: Energie di transizione in MeV . I dati sono presi da [128] tranne quelli del BEC che sono presi da [123]

con spin ed isospin totale uguale a zero. In figura 3.9 lo spettro di energia risultante è confrontato con quello sperimentale e si osserva come i calcoli della FMD possono riprodurre le energie dello stato di Hoyle e della risonanza abbastanza bene.

Come ulteriori test, gli stessi autori hanno anche considerato un secondo modello, chiamato α -cluster, con solo le configurazioni dei cluster di α a triangolo. La convergenza per i primi tre stati 0^+ è raggiunta con un sotto insieme di 55 stati. In questo caso essi hanno implementato un modello a alfa-cluster microscopico usando delle funzioni d’onda del tipo di Brink [117]. Tuttavia, con solo gli stati a cluster di alfa, hanno osservato un significativo sotto legame quando l’hamiltoniana della FMD è stata utilizzata. Quindi, essi hanno sviluppato e modificato l’interazione Volkov V2 proposta in [122] la quale è fine-tuned per riprodurre lo stato fondamentale e lo stato di Hoyle nel ^{12}C usando il modello alfa-cluster. Uno dovrebbe tenere in mente che questa interazione è stata fatta su misura e non può essere usata su altri nuclei, per esempio già nell’ossigeno-16 essa non riesce più a descrivere i dati sperimentali. Il potere predittivo di un tale approccio è perciò limitato.

La stessa interazione di Volkov è utilizzata nel terzo modello, chiamato BEC, utilizzato da Funaki *et al.* [123]. In questo modello il numero di gradi di libertà è ridotto ancora di più usando una base di stati dove le coordinate del centro di massa di tutti i cluster di alfa dalla stessa funzione d’onda, come in un condensato di Bose-Einstein. Ovviamente lo stato alla fine deve essere antisimmetrico. La natura bosonica della funzione d’onda quindi sopravvive solo quando la densità dei cluster di alfa è abbastanza bassa perchè l’antisimmetrizzazione non è importante. Questo non è certamente il caso dello stato fondamentale e solo per una certa estensione per lo stato di Hoyle. Un’analisi dettagliata [124] con il modello alfa-cluster, usando interazioni leggermente diverse, mostra che la probabilità di trovare tutti i cluster di alfa nella stessa onda “s” è di circa il 30% nello stato fondamentale e di circa il 70% nello stato di Hoyle. Quindi l’affermazione “condensato di Bose-Einstein” non è da prendere troppo alla lettera.

Un confronto dei tre modelli per energie di transizione nel ^{12}C è mostrato in figura 3.10. Nel modello a cluster l'assenza della forza spin-orbita conduce a una sottostima dell'energia dello stato 2_1^+ .

Per quantificare il livello di clusterizzazione all'interno delle funzioni d'onda FMD, le quali sono ottenute con calcoli contenenti configurazioni a dinamica di singola particella e a cluster, Fedelmeier e Neff hanno calcolato la sovrapposizione degli auto-stati con lo spazio del modello alfa-cluster. Per questo hanno costruito un operatore di proiezione \tilde{P}_α usando le 165 configurazioni a triangolo dei cluster di alfa proiettate su J^π :

$$\tilde{P}_\alpha = \sum_{J^\pi, M} \sum_{a,b=1}^{165} |Q^{(a)}; j^\pi M \kappa_a\rangle \circ_{ij} \langle Q^{(b)}; j^\pi M \kappa_b|$$

dove

$$\circ_{ij} = (N^{-1})_{ij}$$

Essi hanno ottenuto $\langle 0_1^+ | \tilde{P}_\alpha | 0_1^+ \rangle = 0,52$, $\langle 0_2^+ | \tilde{P}_\alpha | 0_2^+ \rangle = 0,85$, $\langle 0_3^+ | \tilde{P}_\alpha | 0_3^+ \rangle = 0,92$, $\langle 2_1^+ | \tilde{P}_\alpha | 2_1^+ \rangle = 0,67$ e $\langle 2_2^+ | \tilde{P}_\alpha | 2_2^+ \rangle = 0,99$. Una restrizione alle configurazioni a cluster di alfa non è ovviamente sufficiente per una descrizione dello stato fondamentale $|0_1^+\rangle$. La forza di spin-orbita rompe i cluster di alfa e una grande componente del modello a shell può essere trovata nello stato fondamentale FMD. Lo stato di Hoyle $|0_2^+\rangle$ dall'altro lato è dominato dal contributo a cluster di alfa ma contiene comunque una componente non trascurabile del modello a shell.

In figura 3.11 Feldemeier e Neff confrontano i risultati ottenuti attraverso i calcoli del fattore di forma da scattering elettronico con i risultati sperimentali, mostrando anche il corrispondente cambio di densità dello stato fondamentale, dello stato di Hoyle e la transizione tra essi. I risultati sono dati come rapporto tra la sezione d'urto sperimentale e quella di Mott. Il confronto tra la sezione d'urto sperimentale e teorica è stato eseguito nell'approssimazione dell'onda di Born distorta (DWBA) [126] [127].

Nella FMD e nel modello alfa-cluster essi hanno calcolato la densità di materia di protoni e neutroni puntiformi che sono poi "folded" con la densità di carica dei protoni. Così hanno ottenuto la densità di carica del ^{12}C mostrata in figura 3.11. La stessa procedura è stata usata per calcolare le densità dalla densità di materia ottenuta con il modello BEC [125].

Una buona riproduzione del fattore di forma dello stato fondamentale è un prerequisito per poter giungere a una conclusione sulla distribuzione di carica dello stato di Hoyle dal fattore di forma di transizione perchè entrambi gli stati entrano nell'elemento di matrice di transizione. Come possiamo vedere dalla figura 3.11 il fattore dello stato fondamentale è ben descritto dal modello FMD. I risultati per il

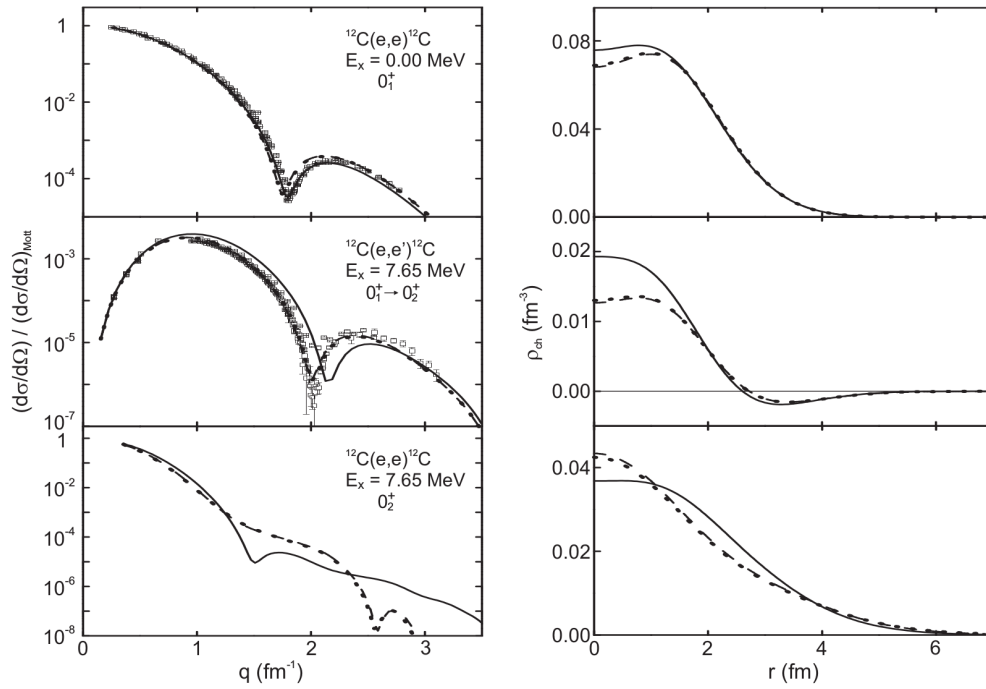


Figura 3.11: Sul lato sinistro abbiamo in linea continua il modello FMD, in linea tratteggiata il modello alfa-cluster, in linea punteggiata il modello BEC e quadratini i dati sperimentali. In alto è rappresentato lo scattering elastico nello stato fondamentale, nel mezzo la transizione allo stato di Hoyle e in basso lo scattering elastico sullo stato di Hoyle. Sul lato sinistro abbiamo le corrispondenti densità di carica.

modello BEC e alfa-cluster sono quasi identici e mostrano un accordo leggermente peggiore con i dati sperimentali.

Il modello alfa-cluster e BEC riproducono bene la sagoma del fattore di forma di transizione. Dall'altro lato il modello FMD sovrastima i dati nella regione del primo massimo e ha il minimo a $q = 2,2fm^{-1}$ mentre il minimo sperimentale si trova a $q = 2,0fm^{-1}$. Le differenze nel fattore di forma di transizione sono principalmente dovute alle differenze nello stato di Hoyle. In confronto al modello alfa-cluster, il modello FMD ha una densità di carica dello stato di Hoyle con uno spessore superficiale minore e una densità centrale minore, che porta a una forte oscillazione della densità di transizione. Queste differenze si mostrano anche nel fattore di forma dello stato di Hoyle dove i modelli hanno differenze marcate per quanto riguarda il medio e alto momento trasferito. Hans e Neff sospettano che piccole modifiche alle interazioni nel modello FMD che prendano in considerazione lo scattering alfa-alfa potrebbero migliorare il potere descrittivo del modello.

La densità di carica e il fattore di forma sono essenzialmente un osservabile di un unico corpo e non riflettono l'esistenza di molti corpi. Per tanto i fattori di forma non danno informazioni dirette sulla struttura a cluster di alfa, né dello stato fondamentale né dello stato di Hoyle. La struttura a cluster dello stato di Hoyle è però supportata anche dal modello FMD dove l'hamiltoniana può scegliere tra una configurazione a shell e una a cluster. Un'analisi effettuata con il modello FMD sullo stato di Hoyle mostra che la configurazione dominante è quella a cluster (vedi figura 3.12) e più esattamente una configurazione ${}^8Be + \alpha$. Infatti due delle tre particelle alfa sono molto vicine tra loro e la terza è più distante. Lo stato di Hoyle è dominato da una configurazione più compatta con una somiglianza maggiore con il modello a shell. Anche negli stati 0_3^+ e 2_2^+ possiamo trovare una configurazione ${}^8Be + \alpha$ anche se è simile a un triangolo più allungato.

Conclusioni. Secondo il modello a cluster di alfa, lo stato di Hoyle può essere considerato anche come avente una struttura a gas diluito in cui le particelle alfa sono debolmente legate tra loro [44] [45]. Circa dieci anni fa, Tohsaki *et al.* hanno proposto che questa struttura a gas diluito fosse simile alla condensazione di Bose-Einstein dei cluster di alfa nel nucleo [46] [47] [48]. Recentemente alcuni calcoli *ab initio* hanno cercato di spiegare le proprietà dello stato di Hoyle, compreso lo stato fondamentale del ${}^{12}C$ [49] [50] [51]. Tra essi un approccio a reticolo con gli effetti chirali della teoria di campo è riuscito a riprodurre l'energia di eccitazione dello stato di Hoyle considerandolo come avente una configurazione a triangolo ottuso (*bent-arm*) [52].

In esperimenti recenti è stato scoperto lo stato 2_2^+ a 10 MeV [53] [54] [55] che era stato predetto come stato eccitato 2^+ dello stato di Hoyle dal modello a cluster di alfa e dal modello a condensazione di gas di alfa [56]. Fatto che ovviamente aiuta

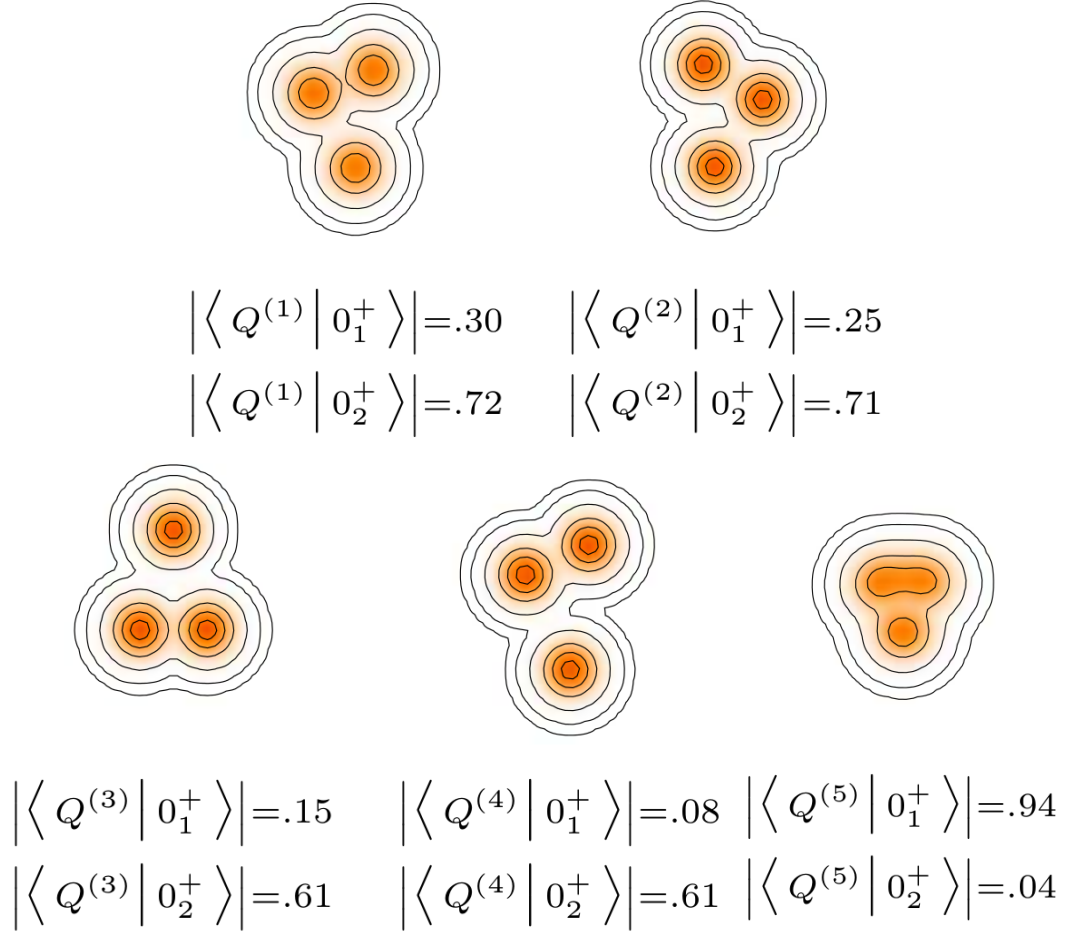


Figura 3.12: Densità dei quattro stati della FMD che contribuiscono maggiormente allo stato di Hoyle con le loro rispettive ampiezze nello stato fondamentale $|0_1^+\rangle$ e nello stato di Hoyle $|0_2^+\rangle$. Il quinto stato, ottenuto con la variazione dopo la proiezione sul momento angolare, è la componente principale dello stato fondamentale.

a rafforzare tutte le varie teorie che si basano su cluster di alfa, anche se pure un approccio teorico basato su calcoli *ab initio* riproducono questo stato [52]. Il dibattito sulla struttura dello stato di Hoyle è perciò ancora oggi aperto.

3.3 Stato sperimentale

È difficile determinare sperimentalmente la struttura degli stati nucleari eccitati, specialmente se sono stati non legati. Un possibile metodo è quello di misurarne il decadimento. Recentemente, Raduta *et al.* hanno osservato un branching ratio del 17% per il decadimento diretto in 3 alfa dallo stato di Hoyle tramite la reazione $^{40}\text{Ca} + ^{12}\text{C}$ e la conferma della condensazione di alfa nello stato di Hoyle [58]. Questi risultati sono però in contraddizione con il limite superiore del 4% ottenuto da Freer *et al.* [59] circa venti anni fa, così dopo la pubblicazione del lavoro di Raduta *et al.* sono stati effettuati vari esperimenti che hanno tutti confermato i risultati ottenuti vent'anni prima da Freer *et al.* [60] [61].

Circa un anno fa M. Itoh *et al.* hanno pubblicato un lavoro col quale hanno migliorato il limite superiore del decadimento in 3 alfa dallo stato di Hoyle utilizzando la reazione $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, 3\alpha)^{12}\text{C}$ a 110 MeV con lo scopo di migliorare il risultato ottenuto da Rana *et al.* [62] di $(0,91 \pm 0,14)\%$ con più statistica misurando ad energie più alte.

L'esperimento è stato effettuato al *Cyclotron and Radioisotope Center (CYRIC)*, della Tohoku University. Il fascio di $^{12}\text{C}^{4+}$ è stato accelerato fino a 110 MeV dal ciclotrone AVF K110 e fatto collidere con un bersaglio di carbonio naturale spesso $50\mu\text{g}/\text{cm}^2$ all'interno della camera di scattering. La misurazione è stata effettuata con il metodo dell'energia cinematica inversa così da avere una completa determinazione cinematica della reazione. L'urto è inelastico e provoca una eccitazione fino allo stato di Hoyle del ^{12}C , il quale poi decade in tre particelle alfa che sono rivelate in un rivelatore a strip di silicio a doppia facciata (DSSD) di dimensioni 50×50 mm e spesso $1500 \mu\text{m}$. Il DSSD consiste in 16×16 strip orientate verticalmente sulla facciata anteriore e orizzontalmente su quella posteriore, ognuna delle quali con una dimensione di 3×50 mm. La posizione delle tre particelle alfa sul DSSD è determinata comparando le energie ottenute dalle strisce anteriori con quelle posteriori. Il DSSD, posto a 309 mm dal bersaglio, ricopre orizzontalmente un range angolare che va da $3,0^\circ$ a $12,2^\circ$ e verticalmente da $-4,6^\circ$ a $4,6^\circ$. A questi angoli non saranno rivelati dal DSSD solo i decadimenti dallo stato di Hoyle ma anche particelle di ^{12}C che hanno fatto scattering elastici e inelastici. Per ridurre questi eventi di fondo viene inserita una piastra di alluminio con uno spessore di $200 \mu\text{m}$ di fronte al DSSD che ferma le particelle di ^{12}C e lascia passare le particelle alfa. L'energia delle particelle alfa prima di passare attraverso la piastra di alluminio è ricostruita usando l'inverso della tavola di ener-

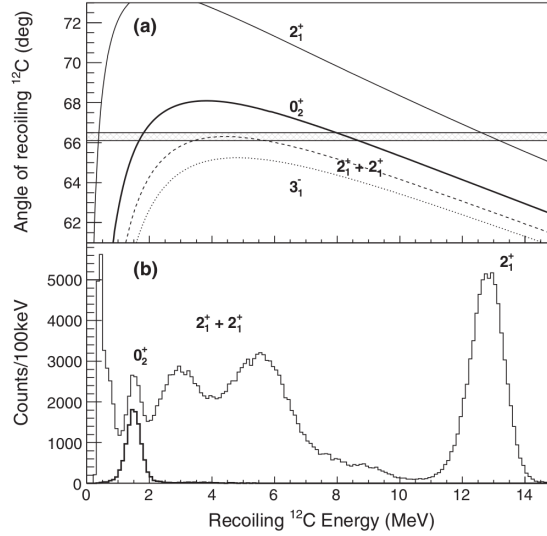


Figura 3.13: (a) Cinematica della reazione $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}^*[3\alpha])^{12}\text{C}$ con gli stati 2_1^+ a 4,44 MeV, 0_2^+ a 7,65 MeV, 3^- a 9,64 MeV. la regione tratteggiata indica l'accettazione del rivelatore al silicene per le particelle rinculanti di ^{12}C . (b) spettro di energia del ^{12}C di rinculo a 67° .

gia persa calcolata dal pacchetto SRIM2006 [63], così come l'angolo di deflessione dovuto agli scattering multipli che è minore dell'angolo di risoluzione geometrica determinato dalla separazione tra le strip e la loro distanza dal bersaglio.

Le particelle di ^{12}C rinculanti sono catturate da un rivelatore al silicene con uno spessore di $150\ \mu\text{m}$ a 67° . Questo angolo corrisponde a quello del terzo massimo della distribuzione angolare della sezione d'urto della reazione $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}^*(O_2^+))^{12}\text{C}$. L'angolo di rinculo è stato ridotto grazie a un collimatore in rame con una apertura di $1 \times 10\ \text{mm}$ e uno spessore di 2 mm posizionato a 160 mm dal bersaglio. L'identificazione delle particelle di ^{12}C è stata effettuata con il metodo del tempo di volo (TOF).

In figura 3.13 sono mostrati i calcoli della cinematica della reazione $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}^*)^{12}\text{C}$ e lo spettro di energia del ^{12}C di rinculo. La regione tratteggiata indica l'accettazione delle particelle di ^{12}C di rinculo da parte del rivelatore al silicene. Come mostrato in figura 3.13, l'angolo di rinculo del ^{12}C dallo stato 3^- allo stato a 9,64 MeV non dovrebbe raggiungere i 67° e solo lo stato di Hoyle dovrebbe coincidere con la rivelazione di 3 particelle alfa da parte del DSSD, il quale è stato disegnato con una linea spessa in figura 3.13. L'energia cinetica del ^{12}C di rinculo dallo stato di Hoyle, con una energia di eccitazione di 7,65 MeV, è di circa 2 MeV, o meno a causa dell'energia persa nel bersaglio. Al fine di ridurre l'energia persa da parte del ^{12}C di rinculo, il bersaglio è ruotato a 60° rispetto all'asse del fascio. Gli eventi sono selezionati accettando un'energia di rinculo da 0,7 a 2,4 MeV e una

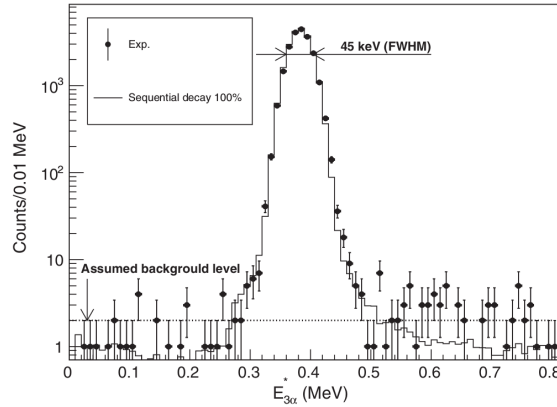


Figura 3.14: Spettro dell'energia cinetica totale del $^{12}\text{C}^*$ a riposo. Il picco a 0,38 MeV corrisponde allo stato di Hoyle. Il risultato per la simulazione Monte Carlo di un decadimento al 100% dovuto a un meccanismo sequenziale è disegnato con una linea continua mentre il fondo con una linea tratteggiata.

energia totale delle 3 particelle alfa del decadimento insieme a quella del ^{12}C di rinculo compresa tra 102 MeV e 103,8 MeV. L'energia cinetica delle tre particelle alfa dovute al decadimento del $^{12}\text{C}^*$ a riposo è determinata grazie al DSSD. In più l'energia cinetica totale del $^{12}\text{C}^*$ a riposo è stata ristretta a valori compresi tra 0,28 MeV e 0,48 MeV, i quali corrispondono all'energia ($\sim 0,38$ MeV) dello stato di Hoyle. La risoluzione energetica dello spettro ricostruito di energia cinetica totale del $^{12}\text{C}^*$ a riposo è di circa 45keV, come mostrato in figura 3.14.

Il numero di eventi di decadimento dallo stato di Hoyle è circa 21000, con un livello di fondo di circa lo 0,1% che è stato dedotto dallo spettro dell'energia cinetica totale della figura 2. Non ci sono stati eventi dovuti a coincidenze accidentali che avrebbero potuto sembrare stati di Hoyle tramite la coincidenza tra le particelle alfa emesse dalla reazione avvenuta nel fascio successivo del ciclotrone. La posizione del fascio è stata monitorata durante le misurazioni tramite l'energia del ^{12}C a 80° dall'urto elastico: per uno spostamento di un millimetro nella posizione del fascio sul bersaglio, l'energia di rinculo del ^{12}C è spostata di circa 250 keV.

Al fine di visualizzare la correlazione energetica del decadimento delle 3 particelle alfa dallo stato di Hoyle, viene utilizzato il plot di Dalitz nel caso di tre masse uguali. Esso è molto utile in quanto ci permette di ricavare delle informazioni fisiche sul decadimento dallo stato di Hoyle partendo dai dati sperimentali. Nel plot di Dalitz mostrato in figura 3.15 il parametro radiale ρ è dato da:

$$(3\rho)^2 = 3(\epsilon_j - \epsilon_k)^2 + (2\epsilon_i - \epsilon_j - \epsilon_k)^2$$

$$x = \sqrt{3}(\epsilon_j - \epsilon_k)$$

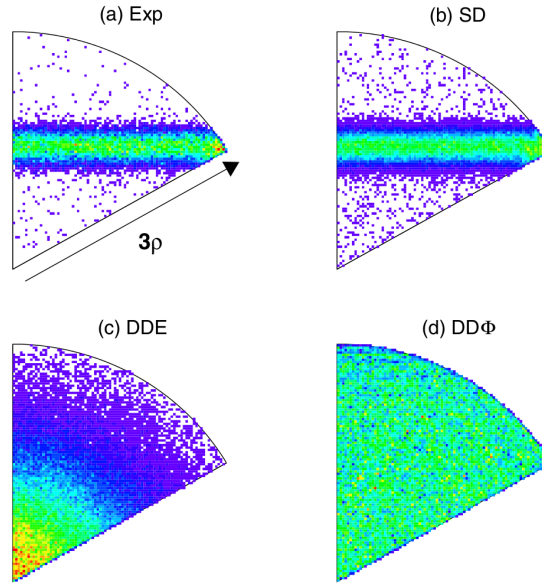


Figura 3.15: Plot simmetrico di Dalitz per (a) i dati sperimentali, (b) decadimento sequenziale, (c) decadimento diretto con la stessa energia per le tre particelle alfa, (d) decadimento diretto uniforme nello spazio delle fasi.

$$y = 2\epsilon_i - \epsilon_j - \epsilon_k$$

dove $\epsilon_{i,j,k} = E_{i,j,k}/(E_i + E_j + E_k)$ sono le energie delle particelle alfa del $^{12}\text{C}^*$ a riposo normalizzate all'energia totale di decadimento delle 3 particelle alfa. $E_{i,j,k}$ sono le energie cinetiche delle particelle alfa dovute al decadimento del $^{12}\text{C}^*$ a riposo. $E_{i,j,k}$ sono selezionate per semplicità di simmetria del plot come $E_i > E_j > E_k$.

Utilizzando la simmetria del plot di Dalitz possiamo discutere tre tipologie di decadimento: decadimento sequenziale (SD) attraverso lo stato fondamentale del ^8Be , decadimento diretto con una stessa energia delle tre particelle alfa (DDE) e decadimento diretto uniforme nello spazio delle fasi (DDΦ). Il decadimento diretto dalla disposizione spaziale lineare (a catena) delle tre particelle alfa (DDL) non è stato preso in considerazione in questa analisi. La figura 3.15 mostra il plot di Dalitz dei dati sperimentali e i risultati della simulazione Monte Carlo per i tre tipi di decadimento (SD, DDE, DDΦ). Il plot di Dalitz nel meccanismo DDE mostra una distribuzione gaussiana con una dispersione di 0,3 nel parametro radiale 3ρ . Nella simulazione Monte Carlo le condizioni sperimentali come il profilo del fascio, la geometria dei rivelatori, l'energia persa, il multiplo scattering, ecc.. sono tutti presi in considerazione. L'efficienza stimata della rivelazione delle 3 particelle alfa in coincidenza con il ^{12}C di rinculo è di circa il 76% per il SD, il 77% per il DDE e del 74% per DDΦ.

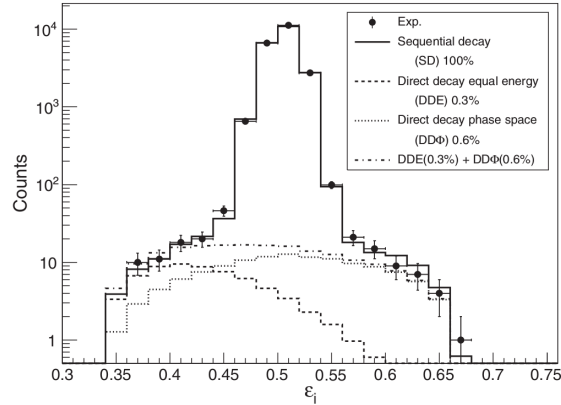


Figura 3.16: Distribuzione di ϵ_i . I pallini pieni indicano i dati sperimentali e la linea continua la distribuzione di ϵ_i ottenuta con il Monte Carlo per un decadimento sequenziale. Le altre linee indicano gli altri meccanismi di decadimento.

In figura 3.16 è mostrata la distribuzione delle ϵ_i , che sono le più alte energie normalizzate tra le tre particelle alfa. Nel caso del meccanismo di decadimento SD, la prima particella alfa di decadimento prende i due terzi dell'energia rilasciata (287,6 keV) quindi circa 192 keV e ϵ_i diventa 0,506. Nel caso invece di decadimento diretto l'energia cinetica rilasciata è di 379,4 keV e ϵ_i varia da 0,33 a 0,67. Al fine di ottenere i branching ratio di ogni decadimento, M. Itoh *et al* hanno analizzato la distribuzione sperimentale di ϵ_i da 0,33 a 0,67 confrontandola con quella ottenuta tramite le simulazioni Montecarlo. Il branching ratio di DDE e DD Φ nel confronto migliore è molto piccolo tanto poter essere quasi trascurabile. M. Itoh *et al* concludono che lo stato di Hoyle decade in tre particelle alfa attraverso lo stato fondamentale del ${}^8\text{Be}$ nella quasi totalità dei casi, almeno entro i limiti sperimentali di questo esperimento. Essi hanno anche stimato il limite superiore del branching ratio dei due meccanismi di decadimento diretto a tre alfa con il 95% C.L. ottenendo lo 0,08% per DDE e lo 0,2% per DD Φ .

Questi limiti superiori sono incompatibili non solo con i branching ratio del 7,5% per DDE e del 9,5% per DD Φ pubblicato da Raduta *et al.* [58], ma anche con i valori pubblicati recentemente da Rana *et al.* [62] dello 0,3% per DDE e dello 0,6% per DD Φ . I risultati ottenuti per i branching ratio dei decadimenti diretti in tre alfa da parte di vari esperimenti sono mostrati in figura 3.16.

Come descritto in [61] [62], i meccanismi di decadimento DDE e DD Φ non possono essere direttamente collegati alla struttura a cluster in quanto il branching ratio e la distribuzione di energia delle particelle di decadimento sono molto influenzate dall'effetto tunnel attraverso la barriera di potenziale.

In conclusione M. Itoh *et al* hanno misurato la cinematica del decadimento alfa dallo stato di Hoyle tramite la reazione ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{C}^*[3\alpha]){}^{12}\text{C}$. Usando il plot

Esperimenti	DDE(%)	DD Φ (%)	DDL(%)	DD(%)	C.L.(%)
Ref.[58]	$7,5 \pm 4,0$...	$9,5 \pm 4,0$	$17,0 \pm 5,0$...
Ref.[59]	< 4	99,5
Ref.[60]	$< 0,45$	$1,3 \pm 0,9$	99,75
Ref.[61]	$< 0,09$	$< 0,5$	$< 0,09$	$< 0,5$	95
Ref.[62]	$0,3 \pm 0,1$	$0,60 \pm 0,09$	$< 0,1$	$0,91 \pm 0,14$	99,75
Present	$< 0,08$	$< 0,2$...	$< 0,2$	95

Tabella 3.1: Confronto dei risultati di vari esperimenti riguardanti il decadimento del ^{12}C dallo stato di Hoyle.

di Dalitz ottenuto da simulazioni Monte Carlo e le differenze nella cinematica di decadimento tra i decadimenti diretti in 3 alfa e quello sequenziale, hanno calcolato i branching ratio dei meccanismi di decadimento. La distribuzione della più alta energia normalizzata ϵ_i è riprodotta in accordo con i dati sperimentali solo nel meccanismo a decadimento sequenziale attraverso lo stato fondamentale del ^8Be . Essi sono riusciti a calcolare anche un limite superiore del branching ratio per il decadimento diretto a tre alfa che è di circa lo 0,2%.

Non possiamo quindi ancora affermare nulla di preciso sulla struttura interna dello stato di Hoyle, in quanto servirebbero calcoli teorici più precisi per un decadimento a tre corpi che leghino il branching ratio di ogni tipologia di decadimento a una struttura interna dello stato.

Capitolo 4

Un mito antropico

L'ipotesi di Hoyle sull'esistenza di uno stato di risonanza nel carbonio-12 a una energia di circa 7,7 MeV è stata una predizione brillante basata su un ragionamento astrofisico che probabilmente occuperà un posto importante all'interno della storia dell'astrofisica. In più, come scritto nel capitolo precedente, l'ipotesi di Hoyle rappresenta, probabilmente, l'esempio migliore di ragionamento antropico, anche se il principio antropico nella sua forma attuale non era ancora stato formulato da Carter. Ma l'ipotesi di Hoyle fu veramente guidata da un ragionamento di tipo antropico? No, almeno secondo, la storica della fisica, Helge Kragh.

4.1 Hoyle e il fine tuning



Simon Mitton

Nella biografia di Fred Hoyle, scritta da Simon Mitton, l'autore nota che oggi è presente una certa quantità di folklore attorno alla figura di Hoyle. Questo è sicuramente corretto, ma Mitton aggiunge che questo folklore è dovuto a come Hoyle motivò il suo interesse per la risonanza del carbonio-12 ai suoi colleghi del Caltech, ai quali avrebbe detto, sempre restando alla biografia di Mitton, che dato che noi siamo circondati da un mondo basato sul carbonio e che noi stessi siamo una forma di vita basata sul carbonio, le stelle devono aver scoperto un modo molto efficiente per produrlo e lui l'avrebbe cercato [64]. Anche un altro biografo di Hoyle, Jane Gregory, scrive in sostanza la stessa cosa riportata da Mitton. Gregory afferma che Hoyle nel 1953 pensava che visto che gli esseri umani esistono, e loro esistono nella loro forma biologica perchè esiste il carbonio in abbondanza, allora l'universo deve essere tale per cui il carbonio viene prodotto in abbondanza [65]. Nonostante quello che affermano questi

due biografi, Kragh scrive [133] che non ci sono evidenze in nessun documento del fatto che Hoyle abbia fatto affermazioni di carattere così antropico e che le due biografie ripetono quello che è semplicemente un mito antropico (*anthropic myth*).

Ipotizzando anche che Hoyle stesso incominciasse a credere di aver scoperto una evidenza del fine-tuning antropico egli non scoprì originalmente la risonanza seguendo questo tipo di ragionamento. Forse Hoyle potrebbe aver ragionato come segue: visto che la vita esiste e la vita è basata sul carbonio allora deve esistere una risonanza a 7,68 MeV nel carbonio-12. Questo è quello che molti libri, compresi quelli dei due biografi sopra citati, scrivono e in questo caso il ragionamento di Hoyle sarebbe effettivamente antropico, ma non è questo il modo in cui Hoyle motivò la sua scoperta nel 1953. Nella sua autobiografia del 1994, intitolata *Home Is Where the Wind Blows*, Hoyle scrive che la sua predizione gli ha permesso di riflettere sulla domanda se l'esistenza della vita fosse dovuta alle coincidenze della fisica nucleare e se forse solo dove queste coincidenze compaiono la vita è possibile[66]. Hoyle non dice quando esattamente incominciò a pensare a queste domande, ma sicuramente non ci sono evidenze del fatto che un ragionamento antropico motivò la sua predizione. Invece di speculare su che cosa forse lui pensava è perciò più fruttuoso soffermarsi su cosa Hoyle stesso disse al tempo in cui pubblicò il suo lavoro.



Jane Gregory

Nelle prime pubblicazioni sulla risonanza del carbonio nè Hoyle nè altri menzionarono il lavoro come un caso di fine-tuning o si riferirono a esso collegandolo all'esistenza della vita nell'universo. Una lezione del 1957 tenutasi a Cambridge sul rapporto tra fede e scienza sarebbe potuto essere per Hoyle la situazione ideale per collegare la sua scoperta all'esistenza della vita ma non lo fece e si limitò a discutere della possibilità che le leggi della fisica nucleare siano state disegnate per permettere la vita in quanto essa ha bisogno di condizioni molto particolari per nascere [67]. Nonostante però Hoyle ritenesse interessante l'ipotesi di un fine-tuning progettato, non supportò mai chiaramente questa idea, e soprattutto non si riferì mai alla sua ipotesi sul carbonio come un esempio di essa.

Kragh afferma che Hoyle si riferì per la prima volta alla connessione tra l'esistenza della vita e i processi nucleari che formano carbonio e ossigeno solamente in un libro del 1965, nel quale egli mostra un delicato equilibrio esistente tra i livelli energetici di berillio-8, carbonio-12 e ossigeno-16 affinché la vita esista così come la conosciamo. Hoyle afferma che l'abbondanza relativa di elementi quali carbonio e ossigeno è importante non solo per la chimica degli organismi viventi ma anche per la distribuzione dei pianeti. Se il carbonio fosse più abbondante dell'ossigeno, sosteneva Hoyle, allora avremmo un grande pianeta di grafite vicino al sole,

mentre se al contrario non ci fosse una risonanza per il carbonio-12, il suo tasso di produzione sarebbe molto basso e non ci sarebbe nessun pianeta di grafite. Se si osserva il nucleo di ossigeno-16 possiamo vedere che esiste un livello energetico molto vicino alla somma della massa a riposo del carbonio-12 e di una particella alfa, ma fortunatamente questo livello energetico si trova appena sotto la somma delle due masse così che la risonanza non può avvenire. È lo stesso Hoyle ad usare nel suo libro la parola “fortunatamente” (*fortunately*) in quanto se questo livello fosse stato appena sopra la somma delle due masse tutto il carbonio si sarebbe trasformato in ossigeno e noi probabilmente non saremmo qui [68].

In un testo pubblicato dieci anni più tardi Hoyle ripeté le osservazioni scritte sopra, aggiungendo che l’equilibrio tra la forza elettromagnetica e quella forte (e quindi l’energia dei livelli) potrebbe variare tra regioni dell’universo molto distanti tra loro. In tal caso, la vita come la conosciamo esisterebbe solo in una particolare regione cosmica [69]. In nessuna pubblicazione Hoyle collega però il suo lavoro del 1953 con considerazioni antropiche, scrivendo che la motivazione che lo spinse a formulare la sua ipotesi sia stata l’esistenza della vita intelligente.

Nel 1980 Hoyle era consapevole del principio antropico e apparentemente concepiva la sua ipotesi di quasi trent’anni prima collegata a un ragionamento di tipo antropico. Egli scrive infatti che senza un livello energetico di risonanza nel carbonio-12 e la sua assenza nell’ossigeno-16 non avremmo la vita, la quale ha bisogno che sia presente circa la stessa quantità di ossigeno e carbonio [70]. In questo periodo Hoyle occasionalmente associava la sua predizione del livello a 7,65 MeV con il principio antropico, ma non in modo esplicito. Per esempio nel 1982 parlando dell’energia dei livelli energetici del carbonio-12 e dell’ossigeno-16 come un *put-up job*, in quanto una interpretazione di questi fatti può essere che un essere super intelligente abbia giocato con la fisica, con la chimica e con la biologia [71].

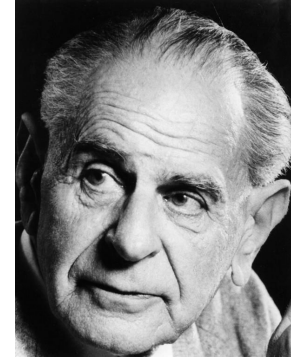
Nonostante Hoyle fosse al tempo molto occupato a lavorare sull’origine della vita, egli non approvò mai il principio antropico in nessuna delle sue forme ordinarie e non lo utilizzò in cosmologia. Egli pensava che il significato vero del principio antropico risiedesse da un’altra parte. Nella conferenza di Venezia del 1987 sulla cosmologia e la filosofia egli spiegò la sua idea sulla relazione presente tra cosmologia e biologia, enfatizzando il fatto che il problema chiave della cosmologia era come spiegare l’origine della vita. Secondo il pensiero di Hoyle, è molto improbabile che la vita sulla Terra sia nata casualmente come una mera possibilità, e questo, secondo Hoyle, è proprio l’essenza del principio antropico [72].

Alla seguente conferenza di Venezia del 1989 avente come tema il principio antropico, Hoyle apparentemente sembrò adottare il principio antropico forte, ma in una versione differente da quella usuale, chiamata predittiva. Secondo Hoyle se la nostra esistenza conduce a una predizione potenzialmente falsificabile, nel senso

di Popper¹, allora il principio antropico deve essere utilizzato nella sua forma forte [73]. Hoyle in questo caso avrebbe potuto riferirsi alla sua predizione sul carbonio-12 come esempio, ma non lo fece. Fece, invece, una predizione riguardante lo spettro del background di microonde.

Dato che il punto di vista standard del principio antropico esclude la teoria dello stato stazionario e il principio cosmologico perfetto², gli argomenti di Hoyle alla seconda conferenza di Venezia sottolineano una concezione diversa del principio antropico. L'argomento generale che l'esistenza della vita nell'universo può essere capita sulla base del principio antropico in congiunzione con la teoria dello stato stazionario fu tratto da Hoyle anche nel libro *Life on Mars*. Quindi Hoyle ora si riferisce alla forma debole e forte del principio antropico nello stesso modo in cui si riferiscono gli altri autori. Egli pensa che la versione forte del principio sia poco scientifica. Dall'altro canto considera il principio antropico debole come qualcosa con un valore scientifico.

Hoyle giunge a questo punto alla conclusione che la sua predizione del 1953 è stata un caso di ragionamento antropico o per lo meno può essere vista come antropica in una maniera *post factum*. Ma Hoyle è giunto a questa conclusione circa quarant'anni dopo la sua predizione e in ogni caso non ha mai scritto che originalmente essa fosse nata da considerazioni legate all'esistenza della vita nell'universo.



Karl Popper,
1902-1994

4.2 È una predizione antropica?

Con il ragionamento della sezione precedente Kragh vuole dimostrare che la famosa predizione di Hoyle sul livello di risonanza del carbonio-12 a 7,65 MeV non fu inizialmente pensata in termini di un fine-tuning antropico, nè dallo stesso Hoyle nè da altri ricercatori che lavoravano sulla nucleosintesi stellare. Nella prima letteratura sul principio antropico non ci si riferisce alla predizione di Hoyle del 1953 come a un esempio di ragionamento antropico, nonostante sarebbe potuto esserlo tranquillamente. I sostenitori del principio antropico erano consapevoli della mancanza di predittività, ma ancora ignoravano il caso che sarebbe stato presto considerato come una eccezione. Per esempio, nel 1982 Carr enfatizzò quanto potrebbe essere impressionante se il principio antropico fosse usato per predire delle coincidenze e che purtroppo questo non era ancora stato fatto [74]. Come tutti gli

¹Secondo Popper una teoria è scientifica solamente se può essere falsificabile (confutabile).

²In cosmologia il principio cosmologico perfetto è l'assunzione che l'universo sia identico a sè stesso in ciascuno dei suoi punti e che questo sia vero in ogni epoca.

astrofisici, Carr era consapevole della predizione di Hoyle ma non l'aveva ancora pensata da un punto di vista antropico.



Paul H. Carr

Per illustrare ulteriormente questo fatto si può prendere in considerazione un articolo di Robert Dicke pubblicato nel 1961 e che è generalmente considerato una delle fonti principali del principio antropico. In esso Dicke discute di come le varie necessità biologiche umane si siano incontrate in quest'epoca dell'universo e soprattutto della necessità che ci sia un meccanismo per la produzione di carbonio che permetta l'esistenza della vita [75]. Nonostante questo però nemmeno Dicke unì questa considerazione alla predizione di Hoyle.

Solo a partire dal 1984 si incominciò ad associare la predizione di Hoyle all'esistenza della vita nell'universo e al principio antropico. Fu anche solo da questo momento in poi che la scoperta di Hoyle divenne conosciuta anche al di fuori della piccola comunità degli astrofisici nucleari. Per esempio presi insieme i due brevi articoli di Hoyle in cui si annunciava la sua predizione sono stati citati solo otto volte tra il 1953 e il 1981, mentre tra il 1982 e il 2009 le citazioni sono state 62.

In generale non c'è un accordo sulla definizione di che cosa costituisca una predizione antropica, questo concetto è perciò spesso usato in maniera molto libera. In un articolo del 1994, John Leslie definì una predizione antropica come una predizione incoraggiata (*encouraged*) dal principio antropico anche se non dettata da esso, aggiungendo che tale predizione potrebbe essere stata fatta anche prima che Carter formulasse il principio antropico [76]. Questa è una definizione ragionevole, ma è molto meno ragionevole semplificarla attraverso le due predizioni di Hoyle riguardanti il livello energetico di risonanza del carbonio-12 e la sua assenza nell'ossigeno-16. A parte il fatto che il livello energetico dell'ossigeno-16 a 7,1 MeV era al tempo già conosciuto e perciò quella di Hoyle non è una predizione, secondo la definizione di Leslie, Hoyle sarebbe stato incoraggiato da considerazioni antropiche nel fare la sua predizione. Leslie sostiene che le considerazioni di carattere antropico l'abbiano influenzato, ricordando anche che Hoyle aveva detto che noi possiamo esistere solo in quella porzione di universo in cui i livelli energetici sono sistemati correttamente. Ma Hoyle disse questo nel 1965, dodici anni dopo la sua ipotesi. Solamente se Hoyle avesse detto qualcosa del genere attorno al 1953 (e non lo fece), allora potremmo considerare il fatto che la sua predizione sia stata incoraggiata da considerazioni



Robert Henry Dicke,
1916-1997

antropiche. Sfortunatamente, secondo Kragh, questo malo uso di fonti storiche non è una eccezione tra i filosofi, gli scienziati e gli scrittori scientifici.

Per Kragh quindi una predizione è antropica nel momento in cui essa è dedotta o ispirata dall'esistenza di vita intelligente nell'universo e se i fenomeni fisici di cui parla la predizione sono sconosciuti al tempo in cui essa viene formulata. Per quanto possa sembrare ovvia la seconda parte della definizione data da Kragh, senza di essa un grande numero di deduzioni sarebbero catalogate come antropiche. Infatti se una ipotesi è stata ispirata e dedotta dall'esistenza della vita affinché essa sia però anche una predizione, il fenomeno di cui parla deve essere sconosciuto se no viene a mancare l'essenza stessa della "predizione" e l'ipotesi antropica sarà semplicemente un punto di vista antropico del fenomeno.

Per esempio, nel 1931 Paul Dirac predette l'esistenza del positrone, e solo molto più tardi queste particelle risultarono giocare una parte importante nella fisica dell'universo. Si può perciò affermare che se non esistessero i positroni anche noi non saremmo mai esistiti, ma non possiamo bollare la predizione di Dirac come antropica solo per questa ragione. Come abbiamo visto la predizione di Hoyle non è basata sull'esistenza della vita, nonostante l'esistenza dello stato di risonanza può essere visto con un significato antropico (così come potrebbe esserlo anche la previsione di Dirac) essa non è più antropica della predizione di Dirac del positrone in quanto nessuna delle due si basa su un ragionamento antropico.

Mentre, secondo Kragh, non ci sono dubbi che la predizione di Hoyle non fu inizialmente concepita come antropica, potrebbe essere ancora sostenuto che ciò nonostante sia una predizione antropica. Uno potrebbe sostenere che le motivazioni che hanno spinto Hoyle a fare la predizione e tutta l'intera storia del caso siano irrilevanti per decidere cosa è o non è antropico in natura. Secondo questa linea di pensiero, quello che conta è unicamente se la predizione ha come argomento una condizione necessaria per l'esistenza della vita. Da questo punto di vista, eliminando quello che spinse Hoyle a fare la sua predizione, la suddetta predizione è antropica.

Ricerche più recenti sui livelli energetici nel carbonio e nell'ossigeno sono state spinte da considerazioni di tipo antropico avendo come scopo quello di stabilire quanto questi livelli siano *finely tuned* per la vita. Secondo Kragh ?? sono questi ultimi lavori da considerarsi antropici, in quanto si basano sull'esistenza della vita. Al contrario Hoyle basò le sue ipotesi sull'esistenza degli atomi di carbonio non della vita, la quale avrebbe potuto anche non svilupparsi ma le argomentazioni di Hoyle sarebbero rimaste valide. In questo senso, però è anche vero che alcune volte è difficile stabilire cosa sia antropico in senso stretto, in quanto, ogni particolare necessario per la vita, se preso singolarmente, può essere slegato dall'esistenza della vita stessa. Questa è una obiezione valida e dipende dal fatto che il termine "principio antropico" può creare spesso confusione in quanto esso non si riferisce

direttamente agli esseri umani, ma è da vedere di più come un principio di selezione il quale ha come richiesta che l'universo sia consistente con le condizioni necessarie per la nostra esistenza come osservatori. Proprio per questo circa dieci anni dopo aver introdotto il principio antropico Carter si rammaricò di aver usato quel nome, dicendo di preferire “principio di auto-selezione” (*self-selection principle*) [77].

In una serie di esperimenti al computer nel 1989, Mario Livio, D. Hollowell, A. Weiss e J.W. Truran hanno analizzato come cambiando il livello della risonanza del carbonio-12 sarebbe cambiata la produzione di carbonio nelle stelle. Livio e i suoi collaboratori conclusero che per una differenza fino a 60 keV del livello energetico di Hoyle (provarono ad ipotizzare che il livello energetico si trovasse a 7,644 MeV) la produzione di carbonio e ossigeno resta compatibile con quella osservata nell'universo. Relazionando questi risultati con il principio antropico, Livio e i suoi colleghi affermano che essendo 60 keV una frazione di energia abbastanza significativa per un livello energetico allora la formulazione forte del principio antropico, secondo cui il livello energetico dello stato di Hoyle deve essere esattamente dove è, ne esce molto indebolita [78].



Heinz Oberhummer

In accordo con questa conclusione, Steven Weinberg ha osservato che quello che influenza la produzione di carbonio nelle stelle non è lo stato di Hoyle a 7,65 MeV ma la differenza energetica di circa 0,25 MeV tra lo stato di Hoyle e il sistema a riposo ${}^8\text{Be} + \alpha$. Cambiando questa differenza energetica anche di circa 0,05 MeV ovvero di ben il 20% la produzione di carbonio non cambia [79].

Successivamente calcoli più sofisticati incentrati sulla variazione delle interazioni forti tra i nucleoni hanno condotto a risultati che sono opposti a quelli di Livio e collaboratori se relazionati con il principio antropico forte. Infatti nei loro lavori Heinz Oberhummer e i suoi colleghi hanno calcolato la sensibilità del livello di risonanza rispetto all'interazione nucleone-nucleone trovando che anche un piccolo cambiamento (0,5%) rende impossibile una vita basata sul carbonio. L'elio nelle stelle sarebbe trasformato o tutto in carbonio o tutto in ossigeno ma non in entrambi gli elementi [80]. Questo tipo di lavori riguardanti casi di fine-tuning (vedi appendice) rimangono quindi soggetti ai sentimenti che provano gli scienziati in quanto non esiste un limite oltre il quale il fine tuning è unanimemente riconosciuto come antropico.

Oltre a criticare la soggettività del fine tuning, uno potrebbe negare la natura antropica della predizione di Hoyle, argomentando che non ha niente a che fare con l'esistenza della vita. Questo è quello che Lee Smolin, un critico del principio antropico, afferma. Egli sostiene che il fatto che gli esseri viventi siano fatti di composti del carbonio è una motivazione inadeguata, in quanto è una deduzione

dall'osservazione e dalle leggi fisiche. Nella versione antropica la motivazione della predizione di Hoyle risiede nel fatto che siccome noi siamo fatti di carbonio allora all'interno delle stelle si deve produrre carbonio in forma sufficiente per la nostra esistenza, ma questa motivazione non porta a una predizione. Per spiegare questo Smolin fa un esempio. Supponiamo che la predizione di Hoyle fosse stata falsa e smentita dagli esperimenti, in questo caso concluderemmo che il carbonio non è essenziale per la vita? Ovviamente no. La conclusione sarà che c'è qualcosa di sbagliato nella nostra descrizione del triplo processo alfa o che il carbonio non è solo prodotto nelle stelle o che la nostra conoscenza della composizione delle stelle e le leggi della fisica nucleare devono essere riviste. La connessione vita-carbonio non sarà mai messa in discussione [81].

4.3 Riassumendo



Lee Smolin

Riassumendo, contrariamente alla versione folkloristica della predizione della risonanza del carbonio-12, Hoyle originalmente non collegò la presenza del livello energetico a 7,65 MeV con l'esistenza della vita. L'associazione popolare con il principio antropico, avvenuta successivamente, non ha basi storiche ed è dovuta ad autori che secondo Kragh non sembra abbiano usato giustamente le fonti storiche. Il mito antropico, così come lo chiama Kragh, è ampiamente considerato una storia vera anche se non lo è. Non solo lo stato di Hoyle non è presente nella letteratura del principio antropico prima del 1980 ma lo stesso Hoyle non concepì la sua ipotesi come antropica fino agli anni ottanta.

Da un punto di vista storico è sbagliato etichettare la predizione del livello energetico a 7,65 MeV come antropica o usarla come esempio del potere predittivo del principio antropico. Se il principio antropico abbia un tale potere è ancora una problema aperto, tanto che ne esiste un'ampia letteratura. Kragh ammette però che esiste una certa arbitrarietà nella definizione di predizione antropica e che ella prende in considerazione quella che secondo lui è la migliore. Ovvero quella che tiene in considerazione un punto di vista storico e secondo la quale la predizione di Hoyle non è di natura antropica.

Capitolo 5

Conclusioni

In questa tesi ho trattato lo stato di Hoyle e il suo rapporto con il principio antropico, in quanto ne è spesso portato come uno dei principali successi.

In primo luogo ho introdotto il principio antropico trattando il suo sviluppo storico. Possiamo, infatti, ritrovare un tipo di ragionamento antropico anche nella cultura greca e romana. Questo modo di ragionare si è poi sviluppato ed evoluto passando per innumerevoli scienziati quali Boltzmann, Dirac e Dicke, giusto per citarne alcuni, fino al 1973, anno in cui, lo scienziato australiano Brandon Carter gli ha dato un nome, principio antropico, e una definizione. Secondo Carter il fondamento del principio antropico risiede nel fatto che noi, in quanto osservatori, ci dobbiamo aspettare di osservare soltanto quelle condizioni che sono necessarie per la nostra presenza e osservazione. Una volta formulato e reso pubblico, questo principio è stato però subito al centro di numerosi dibattiti. Una delle critiche maggiori è quella di non essere un principio scientifico in quanto ha la pretesa di rispondere ai “perchè” e non ai “come” che sono tradizionalmente le domande di cui la scienza si occupa.

In secondo luogo, invece, ho trattato lo stato di Hoyle, partendo anche in questo caso, dal suo sviluppo storico. Prima che Hoyle facesse la sua scoperta, già numerosi scienziati avevano provato a risolvere il problema della produzione del carbonio all’interno delle stelle. Hans Bethe, per esempio, aveva ipotizzato che la nucleosintesi del carbonio avvenisse grazie a un processo, da lui chiamato triplo processo alfa, che coinvolgeva tre nuclei di elio. Successivamente Edwin Salpeter dimostrò come questo processo potesse avvenire tramite due passaggi, prima la formazione del berillio-8 e poi quella del carbonio-12, all’interno delle giganti rosse. La produzione di carbonio-12 era però troppo bassa se confrontata con le osservazioni sperimentali. Fu così che nel 1954 l’astronomo e matematico inglese, Fred Hoyle, per aumentarne la sintesi ipotizzò l’esistenza, poi subito confermata sperimentalmente, di un livello energetico, poi chiamato stato di Hoyle, di risonanza a 7,65 MeV nel carbonio che facesse aumentare il rate della reazione di ben

un fattore 10^7 . Nonostante la sua scoperta sia avvenuta più di sessant'anni fa, ancora oggi siamo alla ricerca di un modello teorico che possa descrivere adeguatamente lo stato di Hoyle. Ho perciò voluto dedicare parte di questa tesi anche allo stato sperimentale attuale e alla descrizione teorica di esso con un accento particolare alla FMD (*Fermionic Molecular Dynamics*) e al confronto dei risultati ottenuti con questo modello e quelli chiamati ad α -cluster e BEC (*Bose-Einstein Condensation*).

Infine dopo aver considerato separatamente, stato di Hoyle e principio antropico, ho trattato il legame che da ormai molto tempo li unisce. Lo stato di Hoyle, infatti, nonostante sia stato scoperto quasi vent'anni prima che Carter formulasse il suo principio, è considerato come una delle applicazioni più importanti del principio antropico. In letteratura non è difficile trovare riferimenti al fatto che Hoyle abbia fatto la sua ipotesi basandosi sul fatto che per permettere la nostra esistenza, in quanto esseri viventi basati basati sul carbonio, sarebbe dovuto esistere un livello energetico di risonanza nel carbonio-12 che ne aumentasse la sua produzione. Seguendo però lo studio storico eseguito da Helge Kragh si può notare come questo non corrisponda alla realtà dei fatti. Hoyle non fece al momento della sua ipotesi, o negli anni appena successivi, alcun riferimento ad un ragionamento di tipo antropico. Ci troviamo perciò di fronte a un legame, tra stato di Hoyle e principio antropico, che, in verità, non è storicamente esistito e a al quale Kragh decide di riferirsi col nome di “mito antropico”.

Appendice A

Dottrina di Everett

Hugh Everett III (Washington, 11 novembre 1930 – McLean, 19 luglio 1982) è stato un fisico statunitense. Attivo principalmente all'Università di Princeton, è divenuto celebre tra i fisici per aver formulato nel 1957 l'interpretazione a molti mondi della meccanica quantistica.

Finora i testi accademici, dedicati alla meccanica quantistica, presentano spesso solo l'interpretazione di Copenaghen proposta nei primi decenni del XX secolo e considerata “ortodossa”, o talvolta anche “minimale”. Quest'ultima si limita a considerare solo i risultati possibili degli esperimenti in un unico universo, sufficiente ai fini della ricerca scientifica e dell'analisi dei dati sperimentali. L'interpretazione a molti mondi invece introduce l'idea che una misurazione o una osservazione abbia come conseguenza la divisione della nostra realtà in molti mondi, in cui diversi risultati sono possibili.

In meccanica quantistica, quando si effettua una misura sulla funzione d'onda di un sistema, questa collassa in un autostato dell'operatore corrispondente a quella misura; se lo stato iniziale è però una combinazione lineare di autostati, allora il sistema “effettua una scelta” su quale stato collassare, in base ai rispettivi pesi di probabilità. Secondo l'interpretazione di Everett, a ogni possibile “scelta” corrisponde un diverso universo: si potrebbe dire che, in base a tale interpretazione, non si realizza una sola tra tante possibilità, ma si realizzano sempre tutte. La sua formulazione denota uno stato dell'universo come un sistema complessivo isolato composto da un sottosistema osservabile e dal sistema restante che l'osserva: i due sottosistemi evolvono insieme, scindendo l'iniziale universo nelle realtà che conseguono.

Al momento, tuttavia, questa interessante ipotesi non è ancora in grado di fare predizioni, se non quelle già incluse nella meccanica quantistica ordinaria. La mancanza di predizioni rende la teoria non falsificabile e verificabile, facendola rientrare più nell'ambito della speculazione metafisica ed epistemologica che della fisica.

Appendice B

Reazioni rispetto all'ipotesi dei grandi numeri

L'impostazione di Dirac presenta due elementi significativi. In primo luogo, egli cerca di dimostrare che quelle che in precedenza sono magari state considerate coincidenze sono in realtà conseguenze di un insieme più profondo di relazioni che finora non sono state colte. In secondo luogo, egli sacrifica l'invariabilità della costante di natura nota da più tempo. Sfortunatamente l'ipotesi di Dirac non sopravvisse a lungo. La variazione del valore di G che veniva proposta era senz'altro troppo drastica. Nel passato la gravità sarebbe stata molto più intensa; l'emissione di energia da parte del Sole sarebbe stata diversa e la Terra in tempi remoti sarebbe stata molto più calda di quanto solitamente non si supponesse. In effetti, come mostrò il fisico americano Edward Teller [82] nel 1948, gli oceani sarebbero stati in ebollizione circa 200-300 milioni di anni fa e la vita come la conosciamo non sarebbe apparsa, mentre le prove geologiche disponibili allora dimostravano che la vita era esistita sulla Terra per almeno 500 milioni di anni. George Gamow era un buon amico di Teller e rispose all'obiezione sull'ebollizione degli oceani suggerendo che la situazione sarebbe migliorata se si fosse ammesso che le coincidenze di Dirac fossero generate da una variazione temporale di e , la carica dell'elettrone, e cioè che fosse e^2 ad aumentare con il tempo come richiesto dalla suddetta equazione di Dirac $e^2/Gm_{pr}t$. Neanche questa proposta sopravvisse a lungo. Purtroppo l'idea di Gamow di una variazione di e aveva ogni sorta di conseguenze inaccettabili per la vita sulla Terra. Ben presto ci si rese conto che, secondo la teoria di Gamow, il Sole avrebbe dovuto esaurire tutto il suo combustibile nucleare molto tempo fa. Esso quindi non splendrebbe oggi, se e^2 aumentasse proporzionalmente all'età dell'universo. Inoltre tale grandezza sarebbe stata troppo piccola in passato per consentire la formazione di stelle come il Sole. Gamow ebbe un certo numero di discussioni con Dirac in merito a queste varianti della sua ipotesi della diminuzione di G ma Dirac non fu molto disposto a sottoscrivere l'idea della variazione di e

come soluzione dell'enigma dei grandi numeri. Il suo contributo scientifico più importante aveva riguardato la comprensione della struttura degli atomi e del comportamento dell'elettrone. Tutto ciò si basava sull'assunto, universalmente condiviso, che e fosse una vera costante, uguale in tutte le epoche e in tutti i luoghi dell'universo. Anche Gamow rinunciò presto alla sua teoria sulla variazione di e concludendo che il valore di e è rimasto immutato come la Rocca di Gibilterra per gli ultimi 6×10^9 anni.

La proposta di Dirac suscitò comunque inaspettatamente un vasto interesse fra gli scienziati delle più disparate discipline. Alan Turing, pioniere della crittografia e della teoria della computazione, fu affascinato dall'idea di una gravità variabile e avanzò congetture sulla possibilità di verificarla mediante le testimonianze fossili, chiedendosi se un paleontologo potrebbe stabilire, sulla base dell'impronta di un animale estinto, se il suo peso fosse quello che ci si aspettava [83]. Anche il grande biologo John B. Scott Haldane [84] fu affascinato dalle possibili conseguenze biologiche delle teorie cosmologiche nelle quali le tradizionali "costanti" variavano nel tempo o nelle quali i processi gravitazionali si dispiegavano con riferimento a un orologio cosmico diverso dai processi atomici. Universi a due scale temporali di questo tipo erano stati proposti da Edward Milne e rappresentavano le prime congetture che G potesse non essere costante. Processi come il decadimento radioattivo o le velocità di interazione molecolare potevano essere costanti su una scala temporale ma significativamente variabili rispetto all'altra. Ciò dava origine a uno scenario in cui la biochimica capace di alimentare la vita diventava possibile soltanto dopo una particolare epoca cosmica. Secondo Haldane, c'è stato, in realtà, un momento in cui la vita di qualunque tipo è divenuta per la prima volta possibile, cosicché le forme di vita superiori sono diventate possibili soltanto in un'epoca successiva. In modo analogo, una variazione delle proprietà della materia può rendere conto di alcune delle peculiarità della geologia precambriana. Questo scenario fantasioso non è molto diverso da quello che oggi va sotto il nome di "equilibrio punteggiato", nel quale l'evoluzione si verifica in una successione discontinua di fasi accelerate intervallate da lunghi periodi di lento mutamento.

Ciò che tutte queste diverse reazioni alle idee di Dirac hanno in comune è una crescente consapevolezza del ruolo cosmologico vitale svolto dalle costanti di natura: c'è un legame tra la struttura globale dell'universo e le condizioni locali al suo interno che sono necessarie perchè la vita si sviluppi e perduri. Se le grandezze tradizionalmente considerate costanti variano, le teorie astronomiche hanno conseguenze rilevanti per la biologia, la geologia e la vita stessa.

Appendice C

Triplo processo alfa

Possiamo notare come in natura non esistano isotopi stabili con numero di massa $A = 5$ o $A = 8$, tanto che, infatti, le reazioni nucleari $p + \alpha$ e $\alpha + \alpha$ formano sistemi instabili quali ${}^5\text{Li}$ e ${}^8\text{Be}$. Essendo, però, il ${}^{12}\text{C}$ il quarto elemento più abbondante in natura una delle domande dell'astrofisica nucleare è come l'instabilità dei nuclei con $A = 5$ e $A = 8$ sia collegata a una produzione così grande di nuclei di ${}^{12}\text{C}$.

L'idea iniziale fu quella di una interazione simultanea di tre particelle α , ma fu subito scartata in quanto la probabilità di tale reazione era molto piccola se confrontata con la grande abbondanza, che si osserva in natura, di ${}^{12}\text{C}$. La soluzione fu così trovata nel triplo processo alfa. Esso consiste nel considerare il processo di formazione del ${}^{12}\text{C}$ in due passaggi, ognuno dei quali coinvolge una risonanza.

Il primo passaggio è la formazione, tramite due nuclei di elio, di ${}^8\text{Be}$ in uno stato risonante. Come abbiamo già detto, però, il ${}^8\text{Be}$ è un sistema instabile che decade in due particelle α in appena 10^{-16}s . Questa vita media, nonostante sia abbastanza piccola, è però molto grande se confrontata con il tipico tempo di transizione, 10^{-19}s , di due particelle α con una energia cinetica vicina a quella necessaria per poter far procedere la reazione di formazione del ${}^8\text{Be}$ per risonanza. In questo modo possiamo trovare una concentrazione di equilibrio dell'instabile ${}^8\text{Be}$ in quanto abbiamo, sì, il suo continuo decadere in due particelle α , ma anche la sua continua produzione. La concentrazione di equilibrio del ${}^8\text{Be}$ in un mare di ${}^4\text{He}$ può essere calcolata grazie all'equazione di Saha:

$$N_{12} = \frac{N_1 N_2}{1 + \delta_{12}} \left(\frac{2\pi}{\mu(kT)} \right)^{3/2} \hbar^3 \omega \exp\left(- \frac{E_R}{kT} \right) \quad (\text{C.1})$$

Dove N_{12} è il numero di nuclei nello stato di risonanza ($E_R = 92\text{keV}$ per il ${}^8\text{Be}$), N_1 e N_2 è il numero di nuclei del tipo 1 e del tipo 2 (nel nostro caso ${}^4\text{He}$ e ${}^8\text{Be}$), δ_{12} è la delta di Kronecker, μ è la massa ridotta del sistema ($\mu = (m_1 m_2)/(m_1 + m_2)$), k è la costante di Boltzmann, E_R è l'energia dello stato di risonanza, T è la temperatura e ω è un fattore statistico.

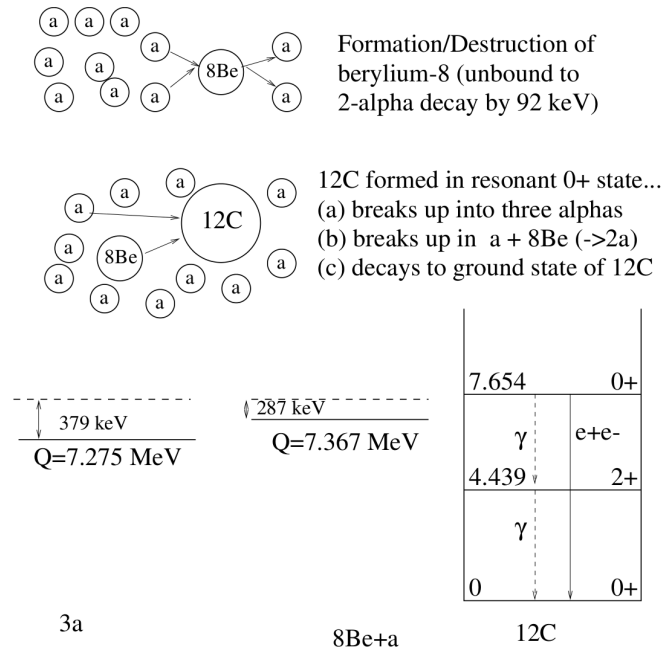


Figura C.1: Triplo processo alfa nella formazione del ^{12}C .

Per $T = 10^8\text{K}$, e una densità di 10^5g/cm^3 , l'equazione di Saha ha come risultato:

$$\frac{N(^8\text{Be})}{N(^4\text{He})} \approx 5 \times 10^{-10} \quad (\text{C.2})$$

Come mostra la figura C.1, il secondo passaggio del triplo processo alfa richiede la cattura di una terza particella α da parte dello stato risonante del ^8Be , seguito da un decadimento gamma per giungere allo stato fondamentale del ^{12}C :



Grazie all'ipotesi di Hoyle, dell'esistenza di uno stato di risonanza nel carbonio a 7,654 MeV, appena sopra (287 keV) la soglia energetica del ^8Be risonante e di una particella α , il rate della reazione aumenta notevolmente, così da essere in accordo con la grande abbondanza di ^{12}C presente nell'universo.

Appendice D

Reazioni di risonanza

Una reazione nucleare può essere descritta come un procedimento che avviene in due passaggi, seguendo la teoria di Bohr sui nuclei composti. Si ha prima la formazione di un nucleo composto fatto dalla particella incidente (proiettile) più il nucleo bersaglio e successivamente il decadimento del nucleo composto in un nucleo finale e in una particella secondaria. Ci sono però delle reazioni nucleari, chiamate reazioni di risonanza, in cui lo stato eccitato del sistema composto è formato nel canale di ingresso. Tale processo avviene solamente nel momento in cui l'energia del canale di ingresso ($Q + E_R$) coincide con l'energia dello stato del sistema composto:

$$E_R = E_x - Q \quad (\text{D.1})$$

Nella formazione dei nuclei composti, il sistema è creato a una energia di eccitazione dove la densità degli stati è molto alta. Nonostante, perciò, ci siano stati quantici discreti, essi sono talmente spazialmente densi da trovarsi molto vicino l'un l'altro, così da formare un continuo. Ogni stato nucleare è instabile e ha una determinata larghezza energetica Γ , la quale è in relazione con la vita media dello stato τ tramite il principio di indeterminazione:

$$\Gamma\tau = \hbar \quad (\text{D.2})$$

Gli stati popolati nelle reazioni a nuclei composti tendono ad avere una spaziatura energetica minore della larghezza intrinseca degli stati formando così il continuo energetico che citavamo sopra.

Al contrario, gli stati legati popolati tramite reazioni dirette hanno una vita media lunga e quindi non si sovrappongono le larghezze dei vari stati. Per esempio, per una vita media di 10^{-12} s, la corrispondente larghezza energetica è di circa 10^{-3} eV, la quale è molto minore della tipica spaziatura presente tra i livelli energetici di quella regione.

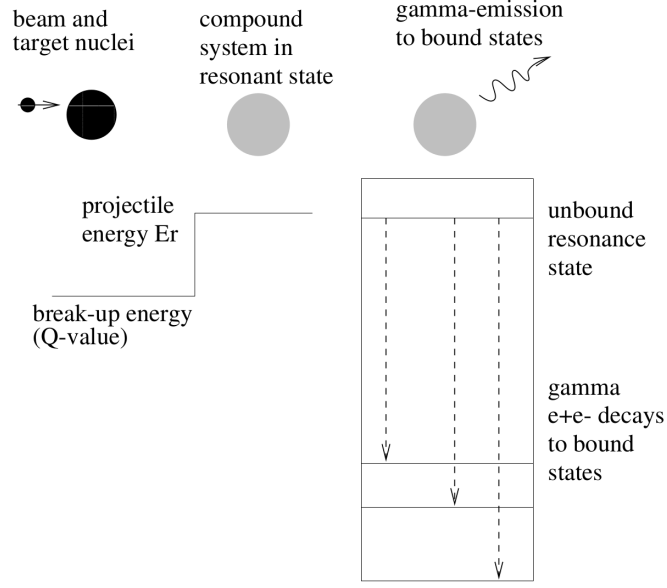


Figura D.1: Reazione di cattura risonante.

Tra questi due estremi (la formazione del nucleo composto i cui livelli energetici formano un continuo e gli stati legati discreti delle reazioni dirette) si trova la regione di risonanza, che corrisponde a stati discreti in una regione energetica dei nuclei composti. Questo tipo di stati sono molto importanti in astrofisica nucleare in quanto hanno una sezione d'urto molto grande, se confrontata con il processo a cattura diretta, e sono responsabili della formazione di molti elementi.

Se le funzioni d'onda della particella che deve essere catturata e del potenziale nucleare combaciano la probabilità di penetrazione del potenziale cresce (vedi figura D.2). L'energia alla quale questo avviene corrisponde alla regione di risonanza. La larghezza e la curva dello stato di risonanza è dato dalla formula di Breit-Wigner, così la sezione d'urto nucleare è:

$$\sigma(E) = \pi \lambda_{ab}^2 \frac{(2J+1)}{(2J_1+1)(2J_2+1)} (1 + \delta_{12}) \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (D.3)$$

dove $E_R = E_x - Q$, Γ è la larghezza dello stato di risonanza e E è l'energia della particella proiettile.

L'equazione D.3 è la formula di Breit-Wigner per un singolo livello di risonanza ed è valida solo per risonanze isolate dove la separazione dei livelli nucleari è grande se confrontata con la loro larghezza.

Le regole di selezione del momento angolare e di parità (così come l'energia) determinano se uno stato di risonanza si forma o meno in un dato canale della reazione. Per la conservazione del momento angolare

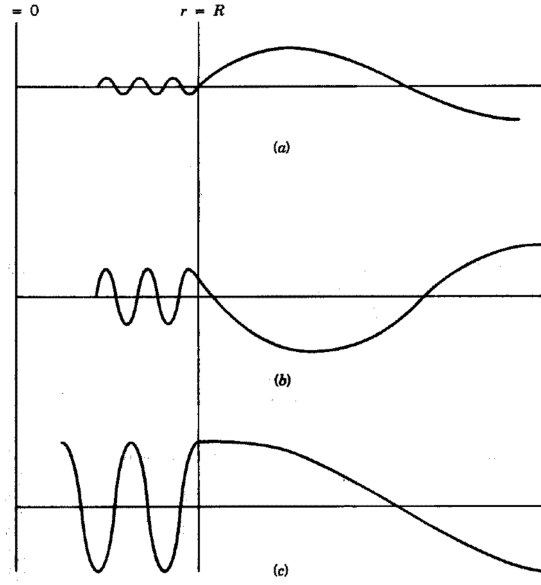


Figura D.2: Il combaciare della funzione d'onda nucleare e della particella a determinate energie produce un comportamento risonante.

$$\vec{J}_1 + \vec{J}_2 + \vec{l} = \vec{J} \quad (\text{D.4})$$

dove J_1 e J_2 sono i momenti angolari (spin) delle particelle nel canale di ingresso, J è lo spin dello stato di risonanza e l è lo spin relativo tra le particelle nel canale di ingresso.

Per particelle senza spin (nuclei pari-pari nello stato fondamentale) $J_1 = J_2 = 0$ e quindi $l = J$.

La conservazione di parità implica:

$$(-1)^l \pi(J_1) \pi(J_2) = \pi(J) \quad (\text{D.5})$$

che per particelle senza spin diventa $(-1)^l = \pi(J)$. Nel caso di particelle senza spin, la parità dello stato di risonanza è determinata dal momento angolare orbitale dal canale. Così se $(-1)^l$ non è uguale a $\pi(J)$ lo stato non si potrà formare.

L'effetto delle risonanze nell'aumentare il rate di alcune reazioni nucleari all'interno delle stelle è mostrato in figura D.3

La "forza" di una risonanza è definita dalla quantità $\omega\gamma$:

$$\omega\gamma = \frac{(2J+1)}{(2J_1+1)(2J_2+1)} (1 + \delta_{12}) \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma} \quad (\text{D.6})$$

dove Γ_a e Γ_b sono le larghezze parziali.

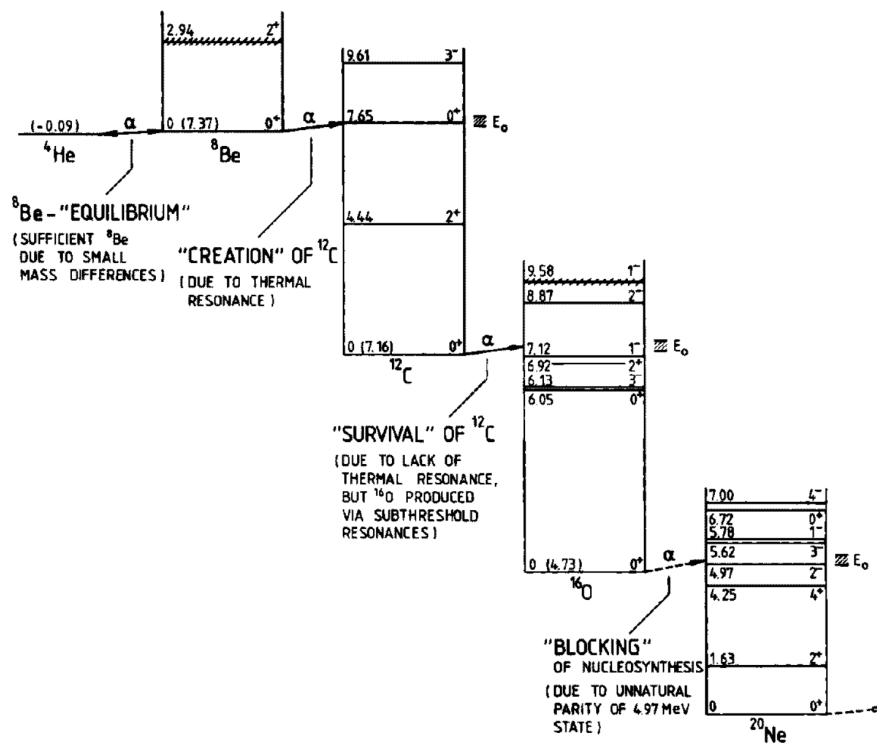


Figura D.3: Reazioni di risonanza all'interno delle stelle.

Appendice E

Fine tuning nella massa dei quark leggeri

Il rate della reazione di risonanza del triplo processo alfa è dato da [85]:

$$r_{3\alpha} \propto \Gamma_\gamma (N_\alpha / K_B T)^3 \exp(-\epsilon / k_B T)$$

dove N_α è la densità delle particelle alfa, T la temperatura della stella, k_B la costante di Boltzmann, Γ_γ la larghezza radiattiva e ϵ l'energia dello stato sopra la soglia del triplo processo alfa. Possiamo notare come ci sia una forte dipendenza della reazione da parte di ϵ , per questo Epelbaum *et al.* nel loro lavoro [86] hanno studiato la dipendenza di ϵ dai parametri fondamentali della interazione forte e elettromagnetica. Più esattamente hanno cercato di rispondere alla domanda: Quali cambiamenti nella massa dei quark leggeri sarebbero compatibili con l'esistenza della vita basata sul carbonio?

Negli ultimi anni è stato sviluppato un nuovo metodo per studiare i nuclei atomici e le loro proprietà chiamato *nuclear lattice simulation*. Gli ingredienti chiave in questo approccio sono, da una parte, la teoria di campo effettiva chirale (EFT) delle forze nucleari e dall'altra parte i metodi Monte Carlo a reticolo su larga scala. La EFT delle forze nucleari è stata introdotta da Weinberg [88] come uno strumento sistematico per esplorare le conseguenze della rottura spontanea di simmetria nella QCD in maniera rigorosa. I gradi di libertà sono pioni e nucleoni, dove i pioni e le loro interazioni portano le informazioni base delle proprietà della simmetria chirale della QCD. Per semplicità verrà considerata solo la massa media dei quark leggeri: $m_q \equiv (m_u + m_d)/2$. La EFT nucleare è basata su un'espansione ordine per ordine del potenziale nucleare. Le forze nucleari sono state elaborate con alta precisione e applicate con successo in sistemi a pochi nucleoni per energie di legame, struttura e reazioni [89] [90].

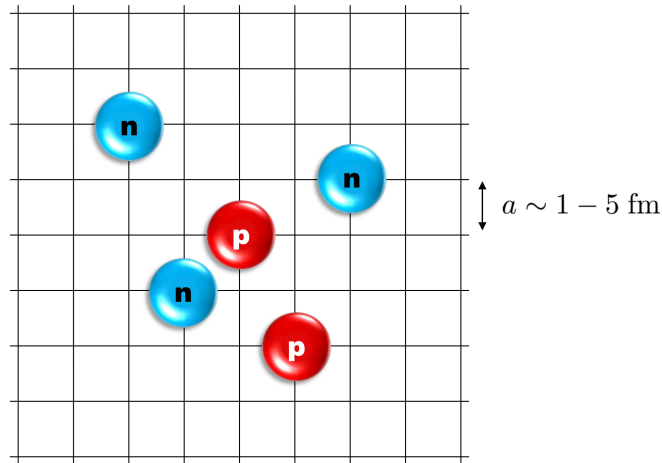


Figura E.1: Reticolo con nucleoni.

Le simulazioni Monte Carlo sono state usate per risolvere i problemi nucleari *A-body* (con A numero atomico) basati su una formulazione a reticolo (figura E.1) [93]. La spaziatura del reticolo spazio-temporale serve come regolatore ultravioletto. I nucleoni sono posizionati nei siti del reticolo e le interazioni sono rappresentate dai campi “pionici” (vedi figura E.2).

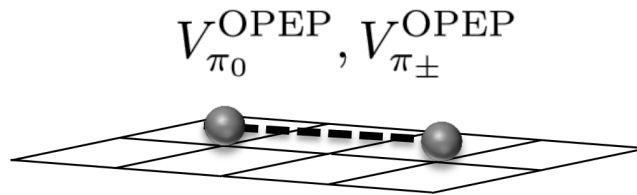


Figura E.2: Reticolo con nucleoni e interazione dovuta allo scambio di un pione.

Il contributo al “leading order” (LO) per la forza NN emerge dal potenziale di scambio di un pione (OPEP) e dalle interazioni di contatto con l’onda S . Questo forma la base della simulazione Monte Carlo usata da Epelbaum *et al.*, mentre tutti i termini a “higher-order” incluse le interazioni coulombiane, le correzioni alla forza NN e le forze tra tre nucleoni sono trattate perturbativamente (entro certi limiti che qui non tratteremo).

Da calcoli su modelli stellari [87], si trova che abbondanze sufficienti di carbonio e ossigeno possono essere mantenute entro un intervallo di ± 100 keV attorno al valore osservato di ϵ . Permettendo, quindi, uno spostamento massimo di ± 100 keV in ϵ questo si traduce in limiti sulla variazione di m_q . In figura E.3 viene mostrata la “banda di sopravvivenza”, per una vita basata sul carbonio e l’ossigeno, la

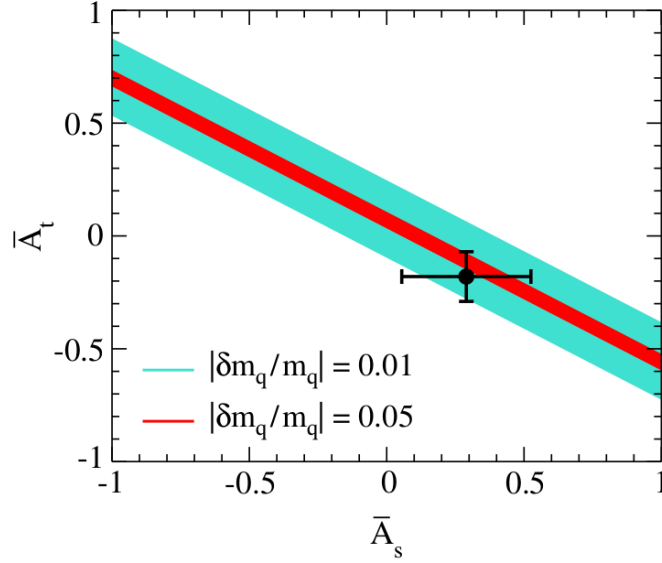


Figura E.3: Bande di sopravvivenza per una vita basata su carbonio e ossigeno in cambiamenti percentuali di m_q in funzione dei parametri $\bar{A}_s \equiv \partial a_s^{-1} / \partial M_\pi$ e $\bar{A}_t \equiv \partial a_t^{-1} / \partial M_\pi$. Le bande azzurre rappresentano un cambiamento percentuale di m_q del 1% mentre la banda rossa centrale rappresenta un cambiamento del 5%. Il dato più recente derivato dalla analisi NNLO di $\bar{A}_{s,t}$ è rappresentato dal punto nero con le relative barre di errore.

quale permette cambiamenti di m_q fino a un massimo del 5%. Per essere precisi un cambiamento del 5% nella massa m_q vuol dire che \bar{A}_t (dove $\bar{A}_t \equiv \partial a_t^{-1} / \partial M_\pi$ e $\bar{A}_s \equiv \partial a_s^{-1} / \partial M_\pi$) deve assumere valori all'interno della banda rossa per permettere una produzione sufficiente di carbonio e ossigeno. Le più recenti conoscenze di questi parametri sono raffigurate dal punto presente in figura con le barre di errore verticali e orizzontali. Questa determinazione a NNLO di $\bar{A}_{s,t}$ mostra che la vita basata sul carbonio può esistere con massimo una variazione di circa lo 0,7% sulla massa m_q .

Visti tali piccoli cambiamenti, Epelbaum *et al.* affermano che il principio antropico sembra essere necessario per spiegare il rate osservato della reazione del triplo processo alfa. Essi affermano, però, anche che per poter effettuare conclusioni più sicure sulla variazione di produzione di carbonio e ossigeno dovuta ai parametri fondamentali è necessaria una più precisa determinazione di \bar{A}_s e \bar{A}_t da parte di simulazioni future sul reticolo di QCD.

Bibliografia

- [1] Lucretius (1997). *On the Nature of Things* Trans. J. S. Watson. Amherst, NY: Prometheus Books.
- [2] Bernard Le Bovier de Fontenelle. *Conversazioni sulla pluralità dei mondi*, tr. it. a cura di M. Meschini, Milano, Bompiani 1945.
- [3] Wallace, Alfred R. (1903). *Mans place in the universe*, Fortnightly Review 73 (1 March), 395-411.
- [4] Boltzmann, Ludwig (1895). *On certain questions in the theory of gases*, Nature 51, 483-485.
- [5] Preston, Samuel T. (1879). *On the possibility of explaining the continuance of life in the universe consistent with the tendency to temperature-equilibrium*, Nature 19,460-462.
- [6] Jeans, James (1926). *Recent developments of cosmical physics*, Nature 118, 29-40.
- [7] Eddington, Arthur S. (1939). *The Philosophy of Physical Science*, Cambridge: Cambridge University Press.
- [8] Bondi, Hermann and Thomas Gold (1948). *The steady-state theory of the expanding universe*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 108, 252-270.
- [9] P. Dirac, *A New Basis for Cosmology*, "Proceedings of the Royal Society" A 165, 1938, pp. 199-208.
- [10] P. Dirac, "Nature", 139, 1937, p. 323 e "Proceedings of the Royal Society" A 165, 1938, p. 199.
- [11] C. Will, *Theory and Experiment in Gravitational Physics*, Cambridge, Cambridge University Press, 1981, p. 181.

-
- [12] R.H. Dicke, *Principle of Equivalence and Weak Interactions*, Review of Modern Physics, 29, 1957, p. 355 e *Nature*, 192, 1961, p. 440.
- [13] R.H. Dicke, “Nature”, 4801, 1961, p. 441.
- [14] E. Milne, *Modern Cosmology and the Christian Idea of God*, London, Oxford University Press, 1952, p. 158.
- [15] B. Carter, *The significance of numerical coincidences in nature*, arXiv:0710.3543 18 Oct 2007
- [16] Longair, Malcolm S., ed. (1974). *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data*, Dordrecht: Reidel.
- [17] Carter, Brandon (1990). *Large number coincidences and the anthropic principle in cosmology*, pp. 121-133 in John Leslie, ed., *Physical Cosmology and Philosophy*. New York: Macmillan.
- [18] Barrow, John D. (1983). *Anthropic definitions*, Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society 24, 146-153.
- [19] Dyson, Freeman J. (1972). *The fundamental constants and their time variation*, pp.213-236 in Abdus Salam and Eugene P. Wigner, eds., *Aspects of Quantum Theory*. Cambridge: Cambridge University Press.
- [20] Mehra, Jagdish, ed. (1973). *The Physicists Conception of Nature*, Dordrecht: Reidel.
- [21] Rees, Martin J., Remo Ruffini, and John A. Wheeler (1974). *Black Holes, Gravitational Waves and Cosmology: An Introduction to Current Research*, New York: Gordon and Breach.
- [22] Collins, C. Barry and Stephen W. Hawking (1973). *Why is the universe isotropic?*, Astrophysical Journal 180, 317-334.
- [23] Hawking, Stephen W. (1974). *The anisotropy of the universe at large times*, pp. 283-286 in Malcolm S. Longair, ed., *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data*. Dordrecht: Reidel.
- [24] Carr, Bernard J. and Martin Rees (1979). *The anthropic principle and the structure of the physical world*, Nature 278, 605-612.
- [25] Gale, George (1981). *The anthropic principle*, Scientific American 246 (December), 114-122.

-
- [26] Barrow, John D. and Frank J. Tipler (1986). *The Anthropic Cosmological Principle*, Cambridge: Cambridge University Press.
- [27] Simmons, Henry T. (1982). *Redefining the cosmos*, Mosaic Magazine 13 : 2, 16-22.
- [28] Davies, Paul C. W. (1983). *The anthropic principle*, pp. 1-38 in David Wilkinson, ed., "Progress in particle and nuclear physics", vol 10. Oxford: Pergamon Press.
- [29] Carr, Bernard J. (1982). *On the origin, evolution and purpose of the physical universe*, Irish Astronomical Journal 15, 237-253.
- [30] Press, William H. (1986). *A place for teleology?* Nature 320, 315-316.
- [31] Longair, Malcolm S. (1985). *The universe present, past and future*, Observatory 105, 171-188.
- [32] Kolb, Edward W. and Michael S. Turner (1994). *The Early Universe*, Reading, Mass.: Addison-Wesley.
- [33] Interview in Lightman and Brawer 1990, p.479.
- [34] Pagels, Heinz R. (1985). *A cozy cosmology*, The Sciences 25 (March-April), 35-38.
- [35] Bethe, Hans (1939). *Energy production in stars*, Physical Review 55, 434-456.
- [36] Fermi, Enrico (1949). *Teorie sulle origini degli elementi*, pp. 707-720 in Collected Papers, Vol.2. Rome: University of Chicago Press.
- [37] Öpik, Ernst (1951). *Stellar models with variable composition. II: Sequences of models with energy generation proportional to the fifteenth power temperature*, Proceedings of the Royal Irish Academy A 54, 49-77.
- [38] Salpeter, Edwin E. (1952). *Nuclear reactions in stars without hydrogen*, Astrophysical Journal 115, 326-328.
- [39] Salpeter, Edwin E. (2002). *A generalist looks back*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics 40, 1-25.
- [40] Hoyle, Fred (1946). *The synthesis of the elements from Hydrogen*, Monthly Notice of the Royal Astronomical Society 106, 343-383

-
- [41] Hoyle, Fred (1954). *On nuclear reaction occurring in very hot stars. I: The synthesis of elements from carbon to nickel*, Astrophysical Journal, Supplement Series 1, 121-146
- [42] Hoyle, Fred (1986). *Personal comments on the history of nuclear astrophysics*, Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society 27, 445-453
- [43] C. W. Cook, W. A. Fowler, C. C. Lauritsen, and T. Lauritzen, Phys. Rev. 107, 508 (1957).
- [44] E. Uegaki, S. Okabe, Y. Abe, and H. Tanaka, Prog. Theor. Phys. 57, 1262 (1977).
- [45] M. Kamimura, Nucl. Phys. A351, 456 (1981).
- [46] A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck, and G. Röpke, Phys. Rev. Lett. 87, 192501 (2001).
- [47] W. von Oertzen, *Clusters in Nuclei*, edited by C. Beck, Lecture Notes in Physics Vol. 818 (Springer-Verlag, Berlin, 2010), p. 109.
- [48] T. Yamada et al., *Clusters in Nuclei*, edited by C. Beck, Lecture Notes in Physics Vol. 848 (Springer-Verlag, Berlin, 2012), p. 229.
- [49] P. Navratil, J. P. Vary, and B. R. Barrett, Phys. Rev. Lett. 84, 5728 (2000).
- [50] E. Epelbaum, H. Krebs, D. Lee, and Ulf-G. Meiner, Phys. Rev. Lett. 106, 192501 (2011).
- [51] A. C. Dreyfuss, K. D. Launey, T. Dytrych, and J. P. Draayer, Phys. Lett. B 727, 511 (2013).
- [52] E. Epelbaum, H. Krebs, T. A. Lähde, D. Lee, and U.-G. Meiner, Phys. Rev. Lett. 109, 252501 (2012).
- [53] M. Itoh et al., Phys. Rev. C 84, 054308 (2011).
- [54] M. Freer et al., Phys. Rev. C 86, 034320 (2012).
- [55] W. R. Zimmerman et al., Phys. Rev. Lett. 110, 152502 (2013).
- [56] Y. Funaki, A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck, and G. Röpke, Eur. Phys. J. A 24, 321 (2005).
- [57] D. J. Marin-Lambarri, R. Bijker, M. Freer, M. Gai, Tz. Kokalova, D. J. Parker, and C. Wheldon, Phys. Rev. Lett., 113, 012502 (2014).

-
- [58] Ad. R. Raduta et al., Phys. Lett. B 705, 65 (2011).
- [59] M. Freer et al., Phys. Rev. C 49, R1751 (1994).
- [60] J. Manfredi, R. J. Charity, K. Mercurio, R. Shane, L. G. Sobotka, A. H. Wuosmaa, A. Banu, L. Trache, and R. E. Tribble, Phys. Rev. C 85, 037603 (2012).
- [61] O. S. Kirsebom et al., Phys. Rev. Lett. 108, 202501 (2012).
- [62] T. K. Rana et al., Phys. Rev. C 88, 021601(R) (2013).
- [63] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Matter* (Pergamon Press, New York, 1985)
- [64] Mitton, Simon (2005). *Fred Hoyle: A Life in Science*, London: Aurum Press.
- [65] Gregory, Jane (2005). *Fred Hoyle's Universe*, Oxford: Oxford University Press.
- [66] Hoyle, Fred (1994). *Home Is Where the Wind Blows: Chapters From a Cosmologists Life*, Mill Valley, California: University Science Books.
- [67] Hoyle, Fred (1957). [No title], pp. 55-66 in N. F. Mott et al., *Religion and the Scientists*. London: SCM Press.
- [68] Hoyle, Fred (1965). *Galaxies, Nuclei, and Quasars*, New York: Harper & Row.
- [69] Hoyle, Fred (1975). *Astronomy and Cosmology: A Modern Course*, San Francisco: W. H. Freeman and Company.
- [70] Hoyle, Fred (1980). *Steady-State Cosmology Re-visited*, Cardiff: University College Cardiff Press.
- [71] Hoyle, Fred (1982). *The universe: Past and present reflections*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics 20, 1-35.
- [72] Hoyle, Fred (1991). *Some remarks on cosmology and biology*, Memorie della Societa Astronomica Italiana 62, 513-518.
- [73] Hoyle, Fred (1993). *The anthropic and perfect cosmological principles: Similarities and differences*, pp. 85-89 in Francesco Bertola and Umberto Curi, eds., *The Anthropic Principle*. Cambridge: Cambridge University Press.
- [74] Carr, Bernard J. (1982). *On the origin, evolution and purpose of the physical universe*, Irish Astronomical Journal 15, 237-253.

-
- [75] Dicke, Robert H. (1961). *Diracs cosmology and Machs principle*, Nature 192, 440-441.
- [76] Leslie, John (1994). *Anthropic prediction*, Philosophia 23, 117-144.
- [77] Carter, Brandon (1983). *The anthropic principle and its implications for biological evolution*, Philosophical Transactions of the Royal Society A 310, 347-1983.
- [78] Livio, Mario, D. Hollowell, A. Weiss, and J. W. Truran (1989). *The anthropic significance of the existence of an excited state of ^{12}C* , Nature 340, 281-284.
- [79] Weinberg, Steven (2001). *Facing Up: Science and Its Cultural Adversaries*, Cambridge, Mass.: Harvard University Press.
- [80] Oberhummer, Heinz, Attila Cs, and Helmut Schlattl (2000). *Fine-tuning carbon-based life in the universe by the triple-alpha process in red giants* pp. 197-206 in V. Burdyuzha and G. Khozin, eds. *The Future of the Universe and the Future of Our Civilization* Singapore: World Scientific.
- [81] Smolin, Lee (2007). *Scientific alternatives to the anthropic principle* pp. 323-366 in Bernard Carr, ed. *Universe or Multiverse?* Cambridge: Cambridge University Press.
- [82] Edward Teller, *Physical Review*, 73, 1948, p. 801.
- [83] A. Hodges, Alan Turing. *The Enigma of Intelligence*, London, Hutchinson, 1983.
- [84] J.B.S. Haldane, *Radioactivity and the Origin of Life in Milnes Cosmology*, "Nature", 158, 1944, p. 555; vedi anche "Nature", 139, p. 1002 e l'articolo di Haldane su "New Biology", 16, a cura di M.L. Johnson, M. Abercrombie e G.E. Fogg, London, Penguin, 1955
- [85] H. Oberhummer, A. Csótó, and H. Schlattl, Nucl. Phys. A689, 269 (2001).
- [86] E. Epelbaum *et al*, *Viability of Carbon-Based Life as a Function of the Light Quark Mass*, physical review letters, PRL 110, 112502 (2013)
- [87] H. Oberhummer, A. Csótó, and H. Schlattl, Science 289, 88 (2000); H. Schlattl, A. Heger, H. Oberhummer, T. Rauscher, and A. Csótó, Astrophys. Space Sci. 291, 27 (2004).
- [88] S. Weinberg, Phys. Lett. B 251, 288 (1990).

-
- [89] E. Epelbaum, H.-W. Hammer, and U.-G. Meißner, *Rev. Mod. Phys.* 81, 1773 (2009).
- [90] R. Machleidt and D. R. Entem, *Phys. Rep.* 503, 1 (2011).
- [91] S. R. Beane and M. J. Savage, *Nucl. Phys. A* 713, 148 (2003).
- [92] V. V. Flambaum and R. B. Wiringa, *Phys. Rev. C* 76, 054002 (2007).
- [93] D. Lee, B. Borasoy, and T. Schaefer, *Phys. Rev. C* 70, 014007 (2004).
- [94] E. Epelbaum, H. Krebs, D. Lee, and U.-G. Meißner, *Phys. Rev. Lett.* 106, 192501 (2011).
- [95] E. Epelbaum, H. Krebs, T. A. Lähde, D. Lee, and U.-G. Meißner, *Phys. Rev. Lett.* 109, 252501 (2012).
- [96] D. Lee, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 63, 117 (2009).
- [97] J. C. Berengut et al., arXiv:1301.1738.
- [98] E. Epelbaum, H. Krebs, D. Lee, and U.-G. Meißner, *Eur. Phys. J. A* 45, 335 (2010).
- [99] A. S. Kronfeld, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 62, 265 (2012).
- [100] S. Weinberg, *Facing Up*, Harvard University Press, Cambridge, MA, 2001.
- [101] S. R. Beane, P. F. Bedaque, K. Orginos, and M. J. Savage, *Phys. Rev. Lett.* 97, 012001 (2006).
- [102] T. Yamazaki, K.-i. Ishikawa, Y. Kuramashi, and A. Ukawa, *Phys. Rev. D* 86, 074514 (2012).
- [103] Machleidt R., *Phys. Rev. C* , 63 (2001) 024001.
- [104] Entem D. R. and Machleidt R., *Phys. Lett. B* , 524 (2001) 93.
- [105] Entem D. R. and Machleidt R., *Phys. Rev. C* , 68 (2003) 041001.
- [106] Epelbaum, E. Glöckle W. and Meißner U.-G., *Nucl. Phys. A* , 747 (2005) 362.
- [107] Epelbaum E., *Prog. Part. Nucl. Phys.* , 57 (2006) 654.
- [108] Feldmeier H., Neff T., Roth R. and Schnack J., *Nuc. Phys. A*, 632 (1998) 61.
- [109] Neff T. and Feldmeier H., *Nuc. Phys. A*, 713 (2003) 311.

-
- [110] Roth R., Hergert H., Papakonstantinou P., Neff T. and Feldmeier H., Phys. Rev. C , 72 (2005) 034002.
- [111] Feldmeier H. and Schnack J., Rev. Mod. Phys. , 72 (2000) 655 and references therein.
- [112] Roth R., Neff T., Hergert H. and Feldmeier H., Nuc. Phys. A, 745 (2004) 3.
- [113] Neff T. and Feldmeier H., Nucl. Phys. A, 738 (2004) 357.
- [114] Neff T., Feldmeier H. and Roth R., Nucl. Phys. A, 752 (2005) 321c.
- [115] Jastrow R., Phys. Rev. , 98 (1955) 1479.
- [116] Hans Feldmeier, Thomas Neff. *Fermionic Molecular Dynamics Cluster, Halos, Skins and S-factor*, international school of physics “Enrico Fermi” CLXIX Varenna, Lake of Como, June 19th - 29th 2007
- [117] Brink D. M., Proc. Intern. School Phys. “Enrico Fermi” course XXXVI (Academic Press, New York/London) 1996, p. 247.
- [118] Navrátil P. and Ormand W. E., Phys. Rev. C , 68 (2003) 034305.
- [119] Navrátil P., Gueorguiev V. G., Vary J., Ormand W. E. and Nogga A., Phys. Rev. Lett. , 99 (2007) 042501.
- [120] Chernyk M., Feldmeier H., Neff T., von Neumann-Cosel P. and Richter A., Phys. Rev. Lett. , 98 (2007) 032501.
- [121] Kanada-Enyo Y., Prog. Theor. Phys. , 117 (2007) 655.
- [122] Fukushima Y. and Kamimura M., J. Phys. Soc. Japan Suppl. , 44 (1978) 225.
- [123] Funaki Y., Tohsaki A., Horiuchi H., Schuck P. and Röpke (2003) 051306.
- [124] Matsumara H. and Suzuki Y., Nucl. Phys. A, 739 (2004) 238.
- [125] Funaki Y., Tohsaki A., Horiuchi H., Schuck P. and Röpke (2006) 259.
- [126] Heisenberg J. and Blok H. P., Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. , 33 (1983) 569.
- [127] Bähr C., code PHASHI, unpublished TU Darmstadt.
- [128] Ajzenberg-Selove F., Nucl. Phys. A, 506 (1990) 1.

- [129] A.A. Penzias, R.W. Wilson, *A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s*, Astrophysical Journal, vol. 142, 1965, pp. 419-421
- [130] Abramowicz, Marek and George F. R. Ellis (1989). *The elusive anthropic principle*, Nature 337, 411-412.
- [131] Balashov, Yuri (1990). *Multifaced anthropic principle*, Comments on Astrophysics 15 : 1, 19-28.
- [132] Rozental, Iosif L. (1980). *Physical laws and the numerical values of fundamental constants*, Soviet Physics Uspekhi 23, 296-306.
- [133] H. Kragh, *An anthropic myth: Fred Hoyle's carbon-12 resonance level*, Arch. Hist. Exact Sci. (2010) 64:721-751
- [134] M.G. Holloway and B.L. Moore (1940). *The disintegration of N^{14} and N^{15} by deuterons*, Physical Review 58, 847-860.
- [135] R. Malm and W. W. Buechner, Phys. Rev. 81, 519 Published 15 February 1951
- [136] Ring P. and Schuck P. *The nuclear many body problem*, Springer, 2000
- [137] H. Morinaga, Phys. Rev. 101 (1956) 254.