



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”
Corso di Laurea in Fisica
Tesi di Laurea

Note per una storia della nozione di
decoerenza nell’interpretazione della
meccanica quantistica

Relatore

Prof. Giulio Peruzzi

Laureando

Francesca Damiani

Anno Accademico 2018/2019

Indice

1	Introduzione	2
2	Meccanismo di Decoerenza	4
2.1	Un Modello di Interazione con l'Ambiente: Bagno di Oscillatori Armonici Debolmente Interagenti	6
2.2	Formalismo della decoerenza: le Storie Consistenti	7
3	Il Problema della Misura	9
3.1	Perchè la Decoerenza Non Risolve il Problema della Misura	10
4	L'Emersione della Classicità	11
4.1	La Decoerenza nell'Interpretazione di Bohr	11
4.2	Regole di Superselezione Efficaci	12
5	Le Teorie del Collasso	14
5.1	Le catene di Von Neumann	14
5.2	Il Ruolo della Coscienza	15
5.3	Le teorie del collasso spontaneo	16
6	La teoria degli stati relativi di Everett	17
7	La decoerenza e l'asimmetria temporale	20
8	Conclusioni	22

Capitolo 1

Introduzione

Nel 1924 il fisico Louis De Broglie introdusse il concetto di *onda di materia*, un'onda associata alle particelle materiali. La sua lunghezza d'onda λ è legata al momento lineare dall'equazione $\lambda = h/p$. In questi termini mostrò come fosse possibile descrivere ogni fenomeno ondulatorio lineare in termini di sovrapposizione lineare di onde piane.

La funzione d'onda ψ venne ricavata, a partire da queste ipotesi, come soluzione dell'Equazione di Schroedinger, formulata nel 1926, costituisce un nuovo modello per descrivere i fenomeni su scala atomica ed è, concettualmente, molto diversa dalla descrizione degli stati di un sistema di tipo classico. Già pochi mesi dopo la pubblicazione del risultato di Schroedinger, infatti, Max Born suggerì che il suo peculiare carattere ondulatorio dovesse intendersi in senso probabilistico: in questo senso la ψ rappresenterebbe un'ampiezza di probabilità, ed il suo modulo quadro la densità di probabilità relativa alla posizione (o all'impulso, a seconda della rappresentazione) della particella. (Onofri e Destri 1996)

Le soluzioni dell'Equazione di Schroedinger hanno la proprietà di soddisfare il Principio di Sovrapposizione: se $a\psi_1$ e $b\psi_2$ sono possibili stati del sistema, allora lo sarà anche una loro combinazione lineare $\psi = a\psi_1 + b\psi_2$, in cui a e b sono due coefficienti non nulli. L'insieme degli stati possibili per un sistema quantistico forma uno spazio vettoriale lineare detto spazio di Hilbert, su cui sono definiti un prodotto scalare, che introduce una norma tra i vettori, e una base ortonormale.

La proprietà di soddisfare il principio di sovrapposizione fa sì che nel calcolo dell'ampiezza di probabilità di uno stato composto appaiano termini di interferenza; tale fenomeno è in netta contraddizione con il calcolo delle probabilità classico. La comparsa di questi termini misti comporta problemi di interpretazione riguardo il significato di queste funzioni d'onda, ma anche, a livello più materiale, porta a chiedersi perché, nel mondo macroscopico, non si osservano stati misti della stessa osservabile e quindi a che punto tali termini di interferenza vengano soppressi.

In vari esperimenti, come quello di Young della doppia fenditura, si mostra che a seguito dell'osservazione da parte di uno sperimentatore sul comportamento del sistema, i termini di interferenza scompaiono ed il sistema ricomincia a comportarsi seguendo le leggi statistiche classiche. Questo ha portato in un primo momento a pensare che sia proprio l'atto della misurazione a determinare il passaggio dalla descrizione quantistica a quella classica.

Il fenomeno della decoerenza, tuttavia, offre altre possibili linee di pensiero. Con decoerenza si intende la soppressione di questi termini di interferenza a causa di fenomeni spontanei di interazione tra il sistema quantistico con l'ambiente circostante, ancor prima che lo sperimentatore effettui la misura. Ciò avverrebbe a causa

della formazione di stati entangled tra il sistema e le particelle presenti nell'ambiente circostante, così che la ψ "ridotta" al sistema fisico in esame assuma già un comportamento classico pur senza essere "collassata", come se l'ambiente effettuasse misure su alcune quantità caratterizzanti il sistema. In questa tesi ci si occuperà di analizzare la nozione di decoerenza ed il ruolo che essa ricopre nello spiegare alcuni comportamenti dei sistemi quantistici e nelle principali interpretazioni della meccanica quantistica.

Capitolo 2

Meccanismo di Decoerenza

Si intende, quindi, con decoerenza, la scomparsa, durante l'evoluzione temporale del sistema quantistico, dei termini di interferenza nello stato del sistema: si passa, dopo un certo tempo, da uno stato "entangled" (intrecciato), ad una miscela statistica. Ciò avviene prima che venga effettuata una misura da parte di uno sperimentatore dunque prima che avvenga il collasso della funzione d'onda, fenomeno introdotto da John Von Neumann, che verrà approfondito nel capitolo 5.

Le prime trattazioni riguardanti la decoerenza risalgono agli anni '50, dopo le prime riflessioni riguardo il Problema della Misura (capitolo 3): in esse ci si concentra principalmente sulla la perdita dei termini di fase a causa dell'interazione con l'ambiente. Alcuni dei primi articoli in cui si tratta questo processo sono quelli di Born e Ludwig 1958 e Green 1958. L'idea fu poi sviluppata negli articoli di Adriana Daneri, Angelo Loinger e Giovanni Maria Prosperi 1962, Daneri, Loinger e G. Prosperi 1966, H. D. Zeh 1970 e H. D. Zeh 1973 e Simonius 1978. (Stamp 2006)

In queste prime trattazioni si analizzarono modelli di decoerenza molto semplici, allo scopo di dimostrare che la decoerenza è sempre responsabile della soppressione dei termini di interferenza, tranne che su scale molecolari o atomiche. Questa idea fu smentita dai lavori sui superconduttori SQUIDS di Caldeira e Leggett negli anni '80 (Caldeira e Leggett 1983), che mostrano che un superconduttore di questo tipo può manifestare termini di interferenza anche su scala macroscopica, oltre che fenomeni di tunneling, anch'essi di origine quantistica.

Alla base della teoria della decoerenza, secondo Zurek (Zurek 2003), vi è l'interazione tra il sistema quantistico in analisi e l'ambiente, che determina l'annullarsi asintotico dei termini non diagonali della matrice densità (di natura esclusivamente quantistica) portando all'emergere di una struttura di tipo classico.

Diamo ora una descrizione dell'evoluzione dinamica del processo di decoerenza indotta dall'ambiente.

Consideriamo il sistema quantistico A ed il sistema B, rappresentante l'apparato di misura. Quest'ultimo è un sistema macroscopico, che quindi si troverà in stretta interazione con l'ambiente esterno. Chiamiamo $|n\rangle$ un generico autostato dell'osservabile che andiamo a misurare del sistema A, e $|\phi_0\rangle$ lo stato del sistema B, cioè dell'apparato di misura. A seguito dell'evoluzione temporale, l'accoppiamento degli stati dei due sistemi evolverà come

$$|n\rangle |\phi_0\rangle \rightarrow \exp(-iH_{int}t)|n\rangle |\phi_0\rangle = |n\rangle |\phi_n(t)\rangle \quad (2.1)$$

In cui H_{int} è l'Hamiltoniana di interazione. Si osservi che gli stati $|\phi_n(t)\rangle$ presen-

tano un numero elevatissimo di gradi di libertà, essendo essi riferiti all'apparato di misura quindi ad un oggetto macroscopico. Per il principio di sovrapposizione, si può costruire una combinazione lineare di stati, quindi di possibili risultati di una misura, che evolvono in questo modo; avremo così un sistema in sovrapposizione di stati.

$$\left(\sum_n |n\rangle\right)|\phi_0\rangle \rightarrow \sum_n |n\rangle |\phi_n(t)\rangle \quad (2.2)$$

Si è dunque creato uno stato "entangled" tra il sistema quantistico e l'ambiente. Si noti che si è portato in questo modo un sistema macroscopico in sovrapposizione di stati, per cui ci troviamo in una situazione concettualmente molto difficile da descrivere, in quanto non sappiamo se e come potrebbe apparire una situazione del genere. Un esempio è il famoso esperimento mentale proposto in Schrödinger 1935, all'apparato di misura viene aggiunto un gatto la cui vita dipenderà direttamente dall'avvenuto decadimento o meno di una particella α . Uno stato intrecciato tra particella e un apparato di misura che include un essere vivente rende chiaramente l'idea di quanto controintuitiva e macroscopicamente inconcepibile sia la situazione descritta dalla 2.2. La matrice densità ridotta, ossia del sottosistema A+B, non comprendente l'ambiente esterno, sarà data da

$$\rho_{AB} = \sum_{n,m} c_m^* c_n |m\rangle\langle n| \rightarrow \sum_{n,m} c_m^* c_n \langle \phi_m | \phi_n \rangle |m\rangle\langle n| \quad (2.3)$$

i cui elementi non diagonali, nella base definita dall'interazione, sono moltiplicati per un fattore dato dalla sovrapposizione degli autostati dell'apparato di misura. Dalle osservazioni sperimentali sappiamo che l'apparato di misura, nel processo di misurazione, rileverà uno solo degli stati del sistema escludendo gli altri, quindi i suoi autostati saranno ortogonali tra loro, per cui la matrice densità sarà diagonale nella base costituita da essi

$$\rho_{AB} \rightarrow \sum_n |c_n|^2 |n\rangle\langle n| \quad (2.4)$$

In questa base, nell'evoluzione temporale i termini di interferenza vengono azzerati, per cui la componente di fase caratterizzante la sovrapposizione diventa inaccessibile per l'osservatore locale. Nella visione di Zurek, si può dire che essa non si sia annullata, come nel caso del collasso della funzione d'onda, che in questo caso non è avvenuto, ma si sia distribuita su un sistema più grande che è quello comprendente l'ambiente esterno. La base introdotta in questo processo è definita dalle proprietà dell'Hamiltoniana di interazione in rappresentazione diagonale.

Come abbiamo detto, l'apparato sarà strettamente collegato con l'ambiente circostante, che denoteremo con E. L'accoppiamento del sistema sopra studiato con l'ambiente sarà descritto da

$$\left(\sum_n c_n |n\rangle |\phi_n\rangle\right) \otimes |E_0\rangle \rightarrow \sum_n c_n |n\rangle |\phi_n\rangle \otimes |E_n\rangle \quad (2.5)$$

con $\langle E_m | E_n \rangle = \exp[\Gamma_{m,n}(t)]$, in cui $\Gamma_{m,n}(t)$ è detta funzione di decoerenza, e la sua espressione dipende dalla forma specifica dell'accoppiamento sistema ambiente, dai parametri del modello microscopico e dallo stato iniziale del sistema. Si può dimostrare che, nel corso dell'evoluzione temporale, i termini di sovrapposizione decresceranno fino a che, al tempo $t > \tau_D$, sarà lecito scrivere

$$\langle E_m | E_n \rangle \rightarrow \delta_{m,n} \quad (2.6)$$

A questo punto la matrice densità avrà assunto la forma

$$\rho_{ABE} \rightarrow \sum_n |c_n|^2 |n\rangle\langle n| \otimes |\phi_n\rangle\langle\phi_n| \quad (2.7)$$

ossia quella di una correlazione di tipo classico tra gli stati del sistema e quelli dell'apparato di misura, senza termini di interferenza. Il modello di decoerenza così introdotto studiando l'interazione con l'ambiente si dimostra sperimentalmente efficace senza introdurre alcun assioma del collasso.

La teoria della decoerenza ha avuto numerosi riscontri sperimentali negli ultimi decenni. Tra i più importanti, ricordiamo gli esperimenti di interferometria effettuati dal gruppo di Zeilinger. (Joos et al. 2013) (Di Maio 2017)

2.1 Un Modello di Interazione con l'Ambiente: Bagno di Oscillatori Armonici Debolmente Interagenti

Per modellizzare l'interazione con l'ambiente, Feynman e Vernon svilupparono nel 1963 (Feynman e Vernon Jr 1963) l'idea di un sistema quantistico immerso in un bagno di oscillatori armonici: questo modello venne poi sviluppato in modo più approfondito da Leggett e Caldeira (Caldeira e Leggett 1983), il che portò per la prima volta ad una teoria quantitativa, applicabile a diversi sistemi, e confrontabile con gli esperimenti.

Si vedrà grazie a questo confronto, in trattazioni che non verranno menzionate in questa tesi, che l'interazione con l'ambiente non è l'unica fonte di decoerenza: questo ha importanti ripercussioni sull'utilizzo che si può fare della decoerenza nell'interpretazione dei fenomeni quantistici.

Nel modello di Feynman e Vernon l'ambiente è costituito da oscillatori armonici debolmente interagenti con il sistema quantistico in esame: in questo senso, essi risentono poco dell'effetto del sistema, ma non si esclude che invece il sistema risenta anche parecchio della loro presenza. Questi oscillatori seguiranno una statistica bosonica e, pensando di lavorare al limite termodinamico, il loro effetto sarà indipendente dal numero dei modi normali di oscillazione. Naturalmente si tratta di un comportamento asintotico.

Un modo intuitivo di descrivere il processo di decoerenza è quello di pensare a un continuo misurare lo stato del sistema da parte dell'ambiente composto da oscillatori. Come si diceva, sistema e ambiente rimangono in sovrapposizione, ma restringendosi al sistema, la matrice densità ridotta, dopo il tempo τ_D diventa approssimativamente diagonale. La proposta è quella di analizzare l'evoluzione temporale della matrice densità ridotta, descritta dal propagatore K , di cui si studia l'evoluzione nello spazio delle configurazioni

$$K(q, t) = \int_{Q_1}^{Q_2} Dq \int_{Q'_1}^{Q'_2} Dq' e^{\frac{-1}{F}} [q, q'] \quad (2.8)$$

(Feynman e Vernon Jr 1963) dove $F[q, q']$ comprende gli effetti del bagno di oscillatori nell'evoluzione dinamica del sistema. Se questa va rapidamente a zero durante l'evoluzione temporale, la matrice densità per forza si troverà ad essere approssimativamente diagonale in una base definita nello spazio delle configurazioni.

A questo modello di bagno di oscillatori possono essere ricondotti, con buona approssimazione, molti sistemi reali, ma naturalmente non tutti.

2.2 Formalismo della decoerenza: le Storie Consistenti

Le storie consistenti costituiscono la descrizione formale delle caratteristiche essenziali del fenomeno di decoerenza.

Una volta soppressi i termini di interferenza avremo un sistema che si comporta in modo del tutto analogo ad uno classico, per cui si potrà parlare di traiettorie, ad ognuna delle quali sarà assegnata una probabilità. Tali probabilità, in regime classico, sono additive. Il formalismo delle storie consistenti, sviluppato da Griffiths (Griffiths 1984) e in seguito esteso da Omnès (Omnes 1988) e Gell-Mann and Hartle 1990 (Gell-Mann e Hartle 1990), usa proprio questa come una caratteristica propria della decoerenza.

Si considerino le famiglie spettrali costituita dai proiettori ortogonali

$$\sum_{\alpha 1} P_{\alpha 1} = 1, \dots, \sum_{\alpha n} P_{\alpha n} = 1 \quad (2.9)$$

Data la sequenza di istanti temporali t_1, \dots, t_n , si definisce storia una sequenza temporalmente ordinata di proiezioni appartenenti a queste famiglie, ognuna assegnata ad uno dei tempi. Si va così a formare un "insieme di storie alternative esaustivo" per il sistema che si sta studiando e si può denotare con

$$[P_\alpha] = (P_{\alpha 1}^1(t_1), P_{\alpha 2}^2(t_2), \dots, P_{\alpha n}^n(t_n)) \quad (2.10)$$

Andiamo ora a definire la funzione di decoerenza $\Gamma([P_{\alpha'}], [P_\alpha])$: essa costituisce l'elemento teorico che viene utilizzato per determinare le probabilità assegnate a un determinato insieme di storie alternative. Dato lo stato $\rho(t)$, la probabilità sarà data da:

$$\Gamma([P_{\alpha'}], [P_\alpha]) = Tr[P_{\alpha' n}^n(t_n) \dots P_{\alpha' 1}^1(t_1) \rho P_{\alpha 1}^1(t_1) \dots P_{\alpha n}^n(t_n)] \quad (2.11)$$

Questa definizione ci dà le "probabilità candidate" per le storie consistenti. In generale, esse formano termini di interferenza se sommate per eventi intermedi, ma si può imporre la condizione di consistenza in modo che i termini misti, che accoppiano storie diverse, vadano a zero.

La condizione di decoerenza usata da Griffiths nel 1984 prende la forma

$$ReTr[P_{\alpha' n}^n(t_n) \dots P_{\alpha' 1}^1(t_1) \rho P_{\alpha 1}^1(t_1) \dots P_{\alpha n}^n(t_n)] \approx 0 \quad (2.12)$$

Se essa è soddisfatta, cioè i termini misti svaniscono asintoticamente, la $\Gamma([P_{\alpha'}], [P_\alpha])$ può essere vista come una distribuzine di probabilità per un processo stocastico classico, in cui le storie rappresentano le traiettorie delle particelle.

A seguito del processo di decoerenza, dunque le probabilità delle componenti d'onda si calcolano a partire dalle componenti a un certo istante precedente secondo la formula classica, come se la funzione d'onda fosse collassata. La decoerenza dunque generalizza e in un certo senso sostituisce la nozione di misurazione attraverso "collasso" della funzione d'onda, di cui ci si è serviti nell'interpretazione di Copenhagen: è più precisa, oggettiva e indipendente dall'osservatore. (Gell-Mann e Hartle 1994)

La proprietà di dare origine a decoerenza dipende dalla relazione che intercorre tra la matrice densità ρ e gli operatori di proiezione P che compongono il set di storie consistenti. Il processo di decoerenza è automatico solo se per tutti i tempi, essi commutano tra loro.

I P si possono fattorizzare, ma di solito i proiettori ottenuti da questa fattorizzazione non commutano tra loro. Se però questi possono essere correlati con altri proiettori,

che commutano almeno dentro la 2.11, questo permette di raccogliarli fuori dalla funzione di traccia: i termini non diagonali possono effettivamente annullarsi per cui è possibile la decoerenza, almeno in modo approssimativo. (Gell-Mann e Hartle 1990)

Oltre all'indentificazione di traiettorie per il sistema, questo formalismo permette di ridefinire nel tempo le componenti della funzione d'onda. La decoerenza svolge un ruolo importante nella discussione del formalismo di Everett, che verrà approfondito più avanti, a cui Gell-Mann e Hartle pensano che le storie possano fornire un nuovo approccio.

Capitolo 3

Il Problema della Misura

Si consideri un sistema quantistico che può essere preparato in due possibili stati. Gli accoppiamenti possibili con l'apparato di misura saranno:

$$|0\rangle_S |L\rangle_A \Rightarrow |0\rangle_S |"0"\rangle_A$$

$$|1\rangle_S |L\rangle_A \Rightarrow |1\rangle_S |"1"\rangle_A$$

dove con $|L\rangle_A$ si intende lo stato di una variabile di lettura caratteristica dell'apparato di misura, che assumerà i valori $|"0"\rangle_A$ o $|"1"\rangle_A$ a seconda dello stato del sistema misurato.

Supponiamo ora di avere un sistema in sovrapposizione di stati, quindi descritto dalla funzione d'onda

$|\psi(0)\rangle_S = a|0\rangle_S + b|1\rangle_S$ In cui i coefficienti a e b sono entrambi non nulli. Al momento dell'interazione con l'apparato di misura, non ci troveremo più in un autostato della variabile di lettura dello strumento, ma nello stato entangled

$|\psi(0)\rangle_S |L\rangle_A \Rightarrow a|0\rangle_S |"0"\rangle_A + |1\rangle_S |"1"\rangle_A$ che non ci porta ad un valore definito della variabile di lettura dello strumento. (Myrvold 2016) Naturalmente, nella nostra esperienza, le variabili di lettura hanno sempre un valore ben definito: non è chiaro quindi come interpretare uno stato entangled con un apparato di misura, dunque un oggetto macroscopico. Partendo però dal presupposto che la funzione d'onda ci dia l'informazione massimale sul sistema, ciò significa che non possiamo avere un risultato univoco. (Wallace 2003)

Come facciamo in fisica classica, ci verrebbe quindi spontaneo trattare la funzione d'onda come se rappresentasse effettivamente un oggetto reale, analogamente a un campo vettoriale che descrive un campo elettromagnetico oppure una serie di vettori che rappresentano una particella. Essendo però usata per descrivere oggetti microscopici, per cui vale il principio di indeterminazione, arriviamo alla conclusione che questi non abbiano valori definiti delle osservabili che li caratterizzano, come ad esempio posizione o spin. La sovrapposizione di stati tuttavia rappresenta un problema minore in quanto questi oggetti non possono essere osservati direttamente.

La dinamica quantistica di tale funzione d'onda porta però inevitabilmente ad una non-definizione anche a livello macroscopico, attraverso il fenomeno dell'entanglement che abbiamo osservato, ma ciò ha implicazioni paradossali.

3.1 Perché la Decoerenza Non Risolve il Problema della Misura

Intuitivamente, si può pensare che nel processo della decoerenza l'ambiente esegue misure approssimate sul sistema: ma allora anche a queste si dovrebbe applicare il problema della misura.

Nel modello di Feynmann del bagno di oscillatori, si è fatto notare che la matrice densità non arriva ad una diagonalizzazione esatta. Va inoltre considerato che questo modello può descrivere solo in buona approssimazione alcuni processi reali, mentre ad altre non si può applicare. In tale modelli si è assunto di lavorare al limite termodinamico, cioè un limite all'infinito.

Dal confronto coi dati sperimentali, si vede che il tasso di decoerenza è molto più alto di quello previsto dal modello: questo significa che in parte la soppressione dei termini di interferenza non è dovuta a un processo di interazione con l'ambiente. (Stamp 2006)

Quindi, se per un sistema che ha subito un processo di decoerenza si può assumere comportamento di tipo classico, bisogna ricordare che nella trattazione si è fatto ricorso a varie approssimazioni. Se è possibile definire un sistema classico "in senso pratico", bisogna ricordare che il confine tra la descrizione classica e quella quantistica non è ben definito, tant'è vero che si osservano in alcuni casi, come quello dei superconduttori, effetti quantistici anche su scala macroscopica.

Questo porta a chiedersi, allora, se la meccanica quantistica possa portare ad una spiegazione dell'aspetto del mondo classico anche a prescindere dal problema della misura.

Capitolo 4

L'Emersione della Classicità

Se una descrizione quantistica, nel limite di grandi numeri quantici, può essere ricondotta ad una classica, si sono trovati casi di oggetti macroscopici che devono essere trattati con modelli puramente quantistici: ad esempio una versione criogenica della barra di Weber per le onde gravitazionali dev'essere trattata come un oscillatore armonico quantistico.

Quindi perché non osserviamo i fenomeni di interferenza? E a quale ordine di grandezza, nel passaggio dal microscopico al macroscopico, si trova il confine oltre il quale essi smettono di manifestarsi? Nella teoria degli stati relativi di Everett di cui si parlerà nel capitolo 6, questo confine semplicemente non esiste: l'intero universo è descritto dalla teoria quantistica, puramente ondulatoria e, quando avviene un'interazione, l'universo si ramifica. Essendo l'universo il sistema macroscopico per eccellenza, se lo si assume puramente quantistico allora la classicità dev'essere una proprietà che emerge durante l'osservazione di un sistema.

Questo approccio, sembra avere poco a che fare con l'Interpretazione di Bohr, che verrà approfondita nel prossimo paragrafo, in quanto, al contrario questa richiede un dominio classico generale che lascia emergere dal mondo microscopico un solo risultato per la misura di un'osservabile.

Dato che il processo di decoerenza fa sì che una funzione d'onda ψ quantistica mostri aspetti classici a livello di componenti, viene spontaneo chiedersi se questo possa spiegare il perché dell'emersione del mondo classico da quello quantistico.

Nell'analisi di Zurek (Zurek 1998), si mostra come un sistema quantistico posto in interazione con l'ambiente, nel caso specifico di una particella in un bagno termico di oscillatori armonici, dopo un certo intervallo di tempo τ_D viri verso una descrizione classica. Quello trattato è un caso molto specifico, che però si può usare in buona approssimazione come modello per sistemi più complicati.

4.1 La Decoerenza nell'Interpretazione di Bohr

L'interpretazione di Copenaghen è stata sviluppata durante il congresso svolto nella capitale danese nel luglio 1936, a cui parteciparono importanti personalità come Niels Bohr, Werner Heisenberg e Max Born: essa costituisce il primo tentativo di interpretare il mondo degli atomi com'è descritto dalla meccanica quantistica.

Con "interpretazione di Copenaghen" ci si riferisce spesso alla visione di Bohr, dato che, in realtà, lui e Heisenberg non hanno mai concordato del tutto sull'interpretazione, in quanto l'idea di Heisenberg venne giudicata troppo soggettiva da Bohr. Egli

infatti non parlò mai di collasso della funzione d'onda come conseguenza di qualche aspetto soggettivo dell'osservatore, anzi si riferì sempre ad un generico "apparato di misura" in cui ciò che avviene non è altro che un'interazione fisica.

Alla base di questa interpretazione si trova il Principio di Corrispondenza, che afferma che, per alti numeri quantici, il comportamento di un sistema quantistico si riconduce a quello osservato in fisica classica.

Dalla teoria dell'atomo di idrogeno di Bohr, si trova che le frequenze di radiazione dovute alle transizioni elettroniche tra diversi orbitali coincide approssimativamente coi risultati dell'elettrodinamica classica. Da questo risultato, per Bohr quella di una corrispondenza almeno approssimativa con i risultati della fisica classica divenne una richiesta da estendere ad ogni ambito della teoria quantistica.

Secondo Bohr, i concetti classici sono indispensabili nella descrizione della realtà fisica. Solo se un fenomeno classico e uno quantistico possono essere descritti dagli stessi concetti classici, è infatti possibile comparare due fenomeni fisici. Egli non credeva che il formalismo quantistico descrivesse infatti "la realtà per come è", ma che fosse solo un metodo simbolico per rappresentare il mondo quantistico. D'altronde, a causa dello stato intrecciato che si forma tra il sistema quantistico e l'apparato di misura, Bohr fa notare che non si può parlare di realtà indipendenti dei due oggetti, per cui è impossibile parlare del comportamento di un sistema quantistico senza parlare di un sistema macroscopico. (Howard 2004)

Osservazioni sperimentali mostrano però che i concetti classici hanno dei limiti di applicabilità non trascurabili dovuti al principio di Indeterminazione di Heisenberg. La decoerenza ci suggerisce interpretazioni alternative a quella di Bohr.

Nella riflessione di Zeh (H. D. Zeh 1995), vediamo che gli eventi, che seguono una dinamica descritta dall'equazione di Schroedinger, con determinate condizioni al contorno per l'ambiente, superano, grazie al meccanismo di decoerenza, lo stato entangled al momento dell'interazione con l'apparato di misura. L'identificazione degli eventi osservabili con un processo di decoerenza vale a prescindere da un eventuale collasso della funzione d'onda, per cui la decoerenza è responsabile della forma assunta dallo stato sia nella concezione classica, sia in quella quantistica: in questo modo viene superata la visione dualistica di Bohr, che richiede un dominio classico.

4.2 Regole di Superselezione Efficaci

Le regole di superselezione, introdotte per spiegare il fatto di non osservare in natura gli stati in sovrapposizione, restringono gli stati realizzabili di un sistema quantistico ai soli autovettori di operatori, detti di superselezione, tali che, pur non essendo proporzionali all'operatore identità, commutano con tutte le osservabili del sistema. Esse portano a escludere gli stati indesiderati dalla descrizione del sistema, a priori oppure partendo da altri principi.

D'altronde sappiamo che una misura di un sistema quantistico deve comunque portarci ad un risultato reale e definito, per cui è chiaro che il collasso della funzione d'onda porta questi termini a zero.

Abbiamo visto, nello studio del processo di decoerenza, che, a causa dell'interazione con l'ambiente, anche senza che si effettui una misura i termini di interferenza, coi quali possiamo identificare gli "stati indesiderati", si annullano. Questa riduzione dinamica della matrice di densità, molto simile ad un collasso, induce quindi regole di superselezione che favoriscono gli stati classici, spiegando perché situazioni paradossali come quella del gatto di Schroedinger non si osservano. (Tegmark 1993)

Potendo spiegare in termini di decoerenza indotta dall'ambiente l'apparente classi-

ciò che ci circonda, non servirebbe quindi più chiedersi a che livello si trovi il confine tra il dominio classico e quello quantistico: questo confine potrebbe tranquillamente non esistere.

Capitolo 5

Le Teorie del Collasso

La teoria del collasso venne introdotta dal fisico John Von Neumann nel suo libro Neumann 1932. In essa, l'evoluzione temporale di un sistema quantistico viene rappresentata da un "dualismo dinamico": un'evoluzione di tipo unitario data dall'equazione di Schroedinger per i sistemi isolati, chiamata da Von Neumann Processo II

$$i\hbar \frac{\delta}{\delta t} |\psi\rangle = H|\psi\rangle \quad (5.1)$$

ed una corrispondente ad una transizione stocastica che avviene quando si effettua la misura, detta Processo I

$$\sum_n c_n |\psi\rangle \rightarrow |\psi_n\rangle \quad (5.2)$$

Questo processo è chiamato "collasso della funzione d'onda" in uno degli stati che, prima della misura, erano presenti come termini in sovrapposizione. La probabilità associata allo stato $|\psi_n\rangle$ è data dal modulo quadro del coefficiente che lo precede nella combinazione lineare. Formalmente, il collasso avviene tramite l'applicazione del proiettore corrispondente a quello stato alla funzione d'onda in sovrapposizione.

$$P_n \sum_n c_n |\psi\rangle = |\psi_n\rangle \langle \psi_n| \sum_n c_n |\psi\rangle \rightarrow |\psi_n\rangle \quad (5.3)$$

Questa discontinuità riprende in un certo senso il concetto di salto quantico introdotto da Bohr nel suo modello atomico del 1913, per quanto riguarda le orbite discrete degli elettroni.

Se è chiaro che nello stato del sistema avviene dunque un cambiamento di tipo discreto al momento della misura, non è chiaro in che momento del processo di misura esso avvenga, nè se avvenga a livello del sistema, dell'apparato di misura o dell'osservatore stesso. (Bacciagaluppi 2003)

5.1 Le catene di Von Neumann

Al momento dell'interazione con l'apparato di misura, essendo esso un oggetto macroscopico e quindi con molti gradi di libertà, considerando che ancora non sia avvenuto il collasso, non sapendo a che punto avvenga, si può pensare ad uno stato intrecciato con un grande numero di autovettori, rappresentanti i vari stadi sperimentali attraverso cui il sistema passa prima di giungere alla coscienza dell'osservatore. Questo stato intrecciato viene chiamato Catena di Von Neumann. (Di Maio 2017)

Possiamo rappresentare formalmente la catena di Von Neumann supponendo che ci siano N stadi prima di giungere all'osservatore, e che nella configurazione iniziale si abbiano gli stati $|\chi_0^s\rangle$. Gli stati intermedi saranno rappresentati da

$$\begin{aligned} & |\psi_{sistema}\rangle > |\chi_0^1\rangle > |\chi_0^2\rangle > \dots > |\chi_0^N\rangle > |\chi_0^{obs}\rangle \\ \rightarrow & |\psi_{sistema}\rangle > |\chi_n^1\rangle > |\chi_n^2\rangle > \dots > |\chi_n^N\rangle > |\chi_n^{obs}\rangle \\ & \cdot \\ & \cdot \\ \rightarrow & |\psi_{sistema}\rangle > |\chi_n^1\rangle > |\chi_n^2\rangle > \dots > |\chi_n^N\rangle > |\chi_n^{obs}\rangle \end{aligned}$$

assumendo che la sua dinamica si sviluppi step dopo step. (H. D. Zeh 1995)

Il collasso avverrebbe dunque in corrispondenza di uno degli "anelli" di questa catena. Il problema è: quale? Secondo Von Neumann, è proprio la coscienza dell'osservatore, quindi l'ultimo step della catena, a giocare il ruolo decisivo in questo processo. Quello che riuscì a dimostrare, è che le probabilità associate ai possibili risultati delle misure sono indipendenti dallo step in cui avviene il collasso.

5.2 Il Ruolo della Coscienza

Nella sua teoria, Von Neumann ipotizzò che la coscienza dell'osservatore avesse un ruolo nel Processo I, anche se non è chiaro se intendesse dire che il collasso fosse un fenomeno soggettivo, ossia che appare all'osservatore, oppure oggettivo, cioè che la coscienza abbia un ruolo attivo, causale, nel farlo avvenire, interagendo in qualche modo con il sistema.

Si potrebbe pensare in effetti la coscienza, localizzata ipoteticamente nella corteccia cerebrale dello sperimentatore, come l'ultimo anello della catena di Von Neumann; questa visione è stata formulata da Heisenberg e venne ampiamente sostenuta da Von Neumann. Quest'ultimo la interpretò come un'oggettiva influenza della coscienza umana sulla realtà fisica: tuttavia, quest'idea risulta coerente col formalismo introdotto soltanto supponendo che ci sia un solo osservatore finale, il che renderebbe il risultato dell'esperimento soggettivo, e questo è in contrasto con le osservazioni. (H. D. Zeh 1995)

Von Neumann infatti non riuscì a dimostrare che il fatto che assumere che il collasso a livello di coscienza sia equivalente ad assumere che avvenga in qualunque altro stadio della misura. Infatti, prima che il segnale raggiunga la corteccia cerebrale dello sperimentatore, sarebbe possibile effettuare altre misure, che quindi andrebbero a modificare ulteriormente lo stato del sistema.

In questo senso, la decoerenza gioca un ruolo importante, in quanto impedisce, di fatto, di individuare lo step nella catena di Von Neumann in cui avviene il collasso. Essendo infatti indotta dall'ambiente, nelle interazioni con esso durante i vari step si creeranno altre catene causali, fino ad innescare un vero e proprio processo di collasso, dovuto alla correlazione che viene a crearsi tra il sistema e le particelle ambientali.

Un'altra osservazione interessante è quella del cosmologo Max Erik Tegmark, che nel 2000 dimostrò che molti processi cerebrali vengono resi quasi-classici proprio grazie a processi di decoerenza indotta dall'ambiente, per cui l'aspetto neurologico del processo di pensiero può essere descritto da concetti classici.

Come si osserva in H.-D. Zeh 1979, in ogni caso non è stata trovata una collocazione precisa della coscienza nel nostro cervello (assumendo che si trovi lì), per cui qualunque parte di esso potrebbe ancora essere considerata "ambiente esterno" rispetto all'ultimo elemento del processo di osservazione.

5.3 Le teorie del collasso spontaneo

Le teorie del collasso spontaneo, di cui la più famosa è detta GRW (Ghirardi, Rimini e Weber 1986), prevedono che il collasso della funzione d'onda avvenga in un momento casuale, indipendentemente dall'interazione con qualsiasi altro oggetto. Nei modelli più recenti la probabilità di collasso per una particella dipende dalla sua massa.

Sebbene il processo di collasso spontaneo possa ricordare quello della decoerenza, essi partono da presupposti completamente diversi e anzi potrebbero andare in contraddizione.

Se per uno stato è avvenuto il processo di soppressione dei termini di interferenza, si potrebbe erroneamente pensare che abbia subito un collasso spontaneo, quando il sistema aveva invece già cominciato a comportarsi come un sistema classico. Il processo di decoerenza costituisce quindi un ostacolo nei tentativi di dimostrazione della GRW, perché in un sistema non correttamente isolato rende difficile capire quale dei due processi abbia avuto atto.

Nella situazione opposta, in cui il collasso avviene spontaneamente prima del processo di decoerenza, i termini di sovrapposizione saranno già scomparsi, per cui la decoerenza non avrà più alcun ruolo nel passaggio dalla descrizione quantistica a quella classica.

Dall'analisi di Tegmark (Tegmark 1993), emerge che però in generale avviene più spesso il primo processo descritto, ossia la soppressione dell'interferenza prima del collasso. Questo porta delle difficoltà, come si diceva, nel trovare prove sperimentali a favore della teoria del collasso spontaneo, in quanto per effettuare esperimenti efficaci è necessario schermare il sistema il più possibile dall'interazione con l'ambiente in modo da sfavorire la decoerenza.

Capitolo 6

La teoria degli stati relativi di Everett

La teoria degli stati relativi, pubblicata da Everett nella sua tesi di dottorato, (Everett III 1957), fa parte delle cosiddette interpretazioni senza collasso.

Esistono molte interpretazioni che prendono spunto da quella di Everett, tra le quali la più famosa è quella dei "molti mondi", che spesso gli viene attribuita, di cui lui però in effetti non parlò mai.

La sua tesi, che è presa come punto di partenza per le altre teorie senza collasso, è basata su un'idea di una meccanica puramente ondulatoria, in cui una singola funzione d'onda dell'universo può essere interpretata in termini di molteplici realtà. In questa teoria Everett ammette l'esistenza di sovrapposizioni di stato a livello macroscopico, il che è ovviamente in contrasto con le osservazioni quotidiane. L'obiettivo di Everett era quello di risolvere il problema della misura senza andare a intaccare la struttura matematica della meccanica quantistica, in una descrizione che non contempla il collasso della funzione d'onda.

I risultati ottenuti dalle misure corrisponderebbero a quelli previsti dalla teoria statistica standard per quello specifico sistema.

In questo contesto, l'osservatore viene modellizzato come un meccanismo facente parte del sistema fisico in meccanica ondulatoria. Si deve, secondo Everett, interpretare il risultato di una misura quantistica come un'apparenza soggettiva per l'osservatore: oggettivamente quindi, la struttura formale della funzione d'onda non subirebbe modifiche a seguito di un processo di misurazione, mentre a livello soggettivo apparirebbe la discontinuità descritta dalla teoria di Von Neumann come collasso. Il sistema continua dunque a seguire un'evoluzione causale, mentre all'osservatore appare una struttura probabilistica.

Questo punto di vista permette di utilizzare le regole statistiche della teoria quantistica, ma allo stesso tempo non esclude l'esistenza di altri osservatori che quindi possono ottenere diversi risultati da una misura. Questi generici osservatori possono essere intesi in vari modi: dalla teoria degli stati relativi nascono l'interpretazione dei molti mondi e quella delle molte menti.

Nel primo caso, si deve introdurre nello spazio di Hilbert del sistema una base preferenziale per definire i mondi, e specificare dunque perchè la $|\psi\rangle$ si debba decomporre proprio in quella base. Nel secondo caso, ossia nell'ipotesi che una mente veda un solo termine della sovrapposizione, ma che in realtà questa esista ancora, non è necessario introdurre le basi preferenziali.

Entrambi gli approcci presentano un problema: come si possono connettere tra loro

due esperienze definite a due istanti di tempo? Come possiamo sapere che il mondo (o la mente) descritto all'istante t_2 sia lo stesso dell'istante t_1 ?

La decoerenza, a partire dagli anni '80, è stata usata spesso per risolvere almeno parzialmente questi problemi di definizione.

Essa permette (Wallace 2003) di fornire una soluzione del problema senza compromettere la struttura matematica della meccanica quantistica.

Si può infatti pensare di utilizzare il formalismo delle storie consistenti per descrivere i processi dinamici che andranno a definire le basi preferenziali, che sarebbero, appunto, quelle in cui i termini di interferenza vanno a zero. Ogni traiettoria identificata da una storia consistente corrisponderebbe a un mondo e, in questo modo, avremmo una definizione nel tempo che ci permette di identificare questo mondo a istanti diversi.

Formalmente, diremo che, data la sequenza temporale t_1, \dots, t_n si definisce un insieme esaustivo di storie alternative per il sistema definite dai proiettori $P_{\alpha k}^k(t_k)$, $k = 1, \dots, n$, dove αk indica l'intervallo rappresentato dal proiettore. I proiettori soddisfano la proprietà

$$P_{\alpha k}^k(t_k)P_{\alpha' k}^k(t_k) = \delta_{\alpha k \alpha' k} P_{\alpha k}^k(t_k), \sum_{\alpha k} P_{\alpha k}^k(t_k) = I \quad (6.1)$$

cioè costituiscono un insieme esaustivo di alternative mutuamente esclusive, ognuna delle quali rappresenta un possibile "mondo". Ogni sequenza di alternative $(\alpha_1, \dots, \alpha_n)$ in diversi istanti di tempo definisce un membro dell'insieme di possibili storie alternative del sistema, rappresentate da una catena di operatori di proiezione temporalmente ordinate:

$$C_\alpha = \sum_{(\alpha_1, \dots, \alpha_n)} P_{\alpha n}^n(t_n) \dots P_{\alpha 1}^1(t_1) \quad (6.2)$$

Nel caso di soppressione dell'interferenza, quando i termini non diagonali del sistema sono sufficientemente piccoli, il set di storie è diventato consistente e la funzione di decoerenza avrà assunto la forma

$$\Gamma(\alpha', \alpha) \approx \delta_{\alpha' \alpha} p(\alpha) \quad (6.3)$$

In essa i termini diagonali rappresentano le probabilità associate ad ogni membro dell'insieme di possibili storie alternative. Se il sistema è in uno stato puro $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$, si avrà

$$p(\alpha) = \|C_\alpha|\psi\rangle\|^2 \quad (6.4)$$

che rappresenterebbe quindi la probabilità associata ad ogni possibile mondo. (Gell-Mann e Hartle 1994)

All'obiezione di Kent (1990), secondo cui il problema dell'indefinitezza non sarebbe comunque risolto, perché i termini di interferenza nelle storie consistenti si riducono molto ma non arrivano mai ad annullarsi totalmente, quindi la base preferenziale non può essere scritta in modo esatto secondo gli assiomi quantomeccanici, Wallace risponde che l'emersione della classicità dalla meccanica quantistica dev'essere cercata nell'emersione dalla teoria di strutture o modelli. Essi descrivono il comportamento di un oggetto macroscopico senza analizzarlo a livello atomico o particellare, ma predicandone il comportamento in modo statistico, quindi la precisione richiesta da Kent non sarebbe davvero necessaria. (Wallace 2003)

Le varie interpretazioni del modello di Everett differiscono tra loro nei modi di identificare le componenti della funzione d'onda dell'universo, come giustificare questa

identificazione, che introdurrebbe una base preferenziale nel sistema, e come interpretare la molteplicità di soluzioni risultante e le corrispondenti probabilità a livello di componenti. L'interpretazione di Saunders e Zurek (Zurek 1998), riprende invece il concetto delle "molte menti" suggerito da Zeh (H. D. Zeh 1995): le diverse componenti della funzione d'onda definite dalla decoerenza starebbero quindi alla base dell'esperienza cosciente di ognuno di questi sistemi. (Zurek 1998) Si noti che l'esistenza *relativamente oggettiva* di certi stati ha conseguenze significative per l'osservatore e la sua abilità di processare informazioni. La sovrapposizione di tutte le possibilità viene regolata dalla superselezione indotta dall'ambiente, ed il cervello di un osservatore può tenere a mente soltanto lo stato finale creatosi nel suo cervello a livello neuronale.

Secondo Zeh, Von Neumann avrebbe introdotto l'idea del collasso per giustificare il cosiddetto "parallelismo psico-fisico", secondo cui un solo stato mentale può essere esperito. Se si vuole introdurre la coscienza umana dentro un sistema fisico, in esso dev'essere presente un'osservabile i cui stati rappresentano le proprietà di consapevolezza dell'osservatore.

In un universo decoerente senza collasso, si può introdurre un nuovo parallelismo psico-fisico, secondo cui ad ogni termine non misto dello stato è associata una mente individuale. (H. D. Zeh 1995)

In questa visione, ad ogni componente $|\psi_n^{obs}\rangle$ della funzione d'onda in sovrapposizione si può associare una diversa "coscienza": quest'altro sviluppo dell'idea di Everett degli stati relativi, viene definito "interpretazione delle molte menti" o "molte coscienze".

Essendo le dinamiche delle $|\psi_n^{obs}\rangle$ indipendenti, dalla media di risultati sperimentali non è possibile verificare se le altre componenti sono sopravvissute. L'osservatore avrà quindi l'impressione che tutte le componenti non osservate non facciano più parte della realtà al momento in cui la decoerenza è diventata praticamente irreversibile.

L'idea che la "selezione" di uno stato avvenga a livello della coscienza di un osservatore, in qualunque modo la si voglia definire, porterebbe però ad una caratterizzazione soggettiva del risultato di un esperimento, e ciò contrasta le evidenze sperimentali oggettive, confrontabili anche tra diversi osservatori, o quantomeno induce a chiedersi come sia possibile che diversi sperimentatori, ognuno con la propria "coscienza", riescano ad osservare e comunicarsi lo stesso valore.

Capitolo 7

La decoerenza e l'asimmetria temporale

Quello della direzione (almeno apparente) della freccia del tempo è un problema ad oggi irrisolto, nonostante i vari contributi dati dai diversi rami della fisica e della filosofia.

A livello intuitivo, appare infatti evidente che il tempo scorra in una direzione ben stabilita e mai in quella opposta. Un primo contributo alla spiegazione di questo fenomeno arriva dal secondo principio della termodinamica, il quale afferma che in ogni processo irreversibile, per un sistema isolato, la differenza tra il valore di entropia nello stato finale e quello iniziale sarà sempre maggiore di zero (Callender 2001). Ogni sistema tende dunque a subire trasformazioni verso stati di equilibrio a entropia maggiore della precedente. Seguendo il ragionamento di Ludwig Boltzmann, così come la forza di gravità ci fornisce un modo di stabilire cosa si intenda con i concetti di "alto" e "basso", l'entropia ci permetterebbe di stabilire quale sia la direzione del tempo: la freccia temporale punterebbe nella direzione in cui l'entropia di un sistema aumenta.

Per fare un semplice esempio, mescolando due liquidi in un recipiente sappiamo con certezza che, dopo un certo tempo, se essi sono miscibili, formeranno una soluzione omogenea, mentre non accadrà il contrario, ossia che da una soluzione omogenea i due liquidi si separino in due fasi. Questa semplice osservazione, che trova in effetti riscontro nelle osservazioni quotidiane, non è altrettanto semplice da spiegare in termini fisici, in quanto nessuna legge fisica, se non il secondo principio della termodinamica, impedirebbe infatti che accadesse il contrario.

Tuttavia, da analisi più approfondite, emerge che esso non è sufficiente a spiegare la direzione univoca del tempo. Secondo gli studi di Brown e Uffink (2001), trattandosi di una legge "statica", che descrive la relazione di alcune delle variabili che caratterizzano il sistema in due stati di equilibrio, non è adatta a codificare l'asimmetria temporale. (Sklar 2001)

In meccanica quantistica ci si trova di fronte allo stesso problema, in quanto l'evoluzione temporale di una funzione d'onda, descritta dall'equazione di Schroedinger

$$i\hbar \frac{\delta}{\delta t} |\psi\rangle = H |\psi\rangle \quad (7.1)$$

risulta avere soluzioni simmetriche rispetto al tempo, in quanto $H^* = H$. Il fenomeno del collasso, invece, è palesemente asimmetrico nel tempo.

La decoerenza può darci un contributo nel risolvere questo problema, in quanto l'apparente collasso che essa induce è invece un processo con direzione temporale

ben precisa, il che porterebbe all'emergere della "freccia del tempo quantomeccanica". Innanzitutto vediamo che il funzionale di decoerenza, per com'è definito, è asimmetrico nel tempo

$$Tr[P_{\alpha'n}^n(t_n) \dots P_{\alpha'1}^1(t_1) \rho P_{\alpha 1}^1(t_1) \dots P_{\alpha n}^n(t_n)] \neq Tr[P_{\alpha'1}^1(t_1) \dots P_{\alpha'n}^n(t_n) \rho P_{\alpha n}^n(t_n) \dots P_{\alpha 1}^1(t_1)] \quad (7.2)$$

Chiamiamo il primo termine funzionale "in avanti", ed il secondo "all'indietro". La scelta tra uno dei due, e non entrambi, ci definisce così una direzione nel tempo. Gell-Mann e Hartle (1994), suggerirono di recuperare la simmetria temporale introducendo un secondo stato quantistico ρ_f , e ridefinire il funzionale di decoerenza come

$$Tr[\rho_f P_{\alpha'n}^n(t_n) \dots P_{\alpha'1}^1(t_1) \rho_i P_{\alpha 1}^1(t_1) \dots P_{\alpha n}^n(t_n)] \quad (7.3)$$

(Gell-Mann e Hartle 1990) In modo che sia simmetrico nel tempo, e l'asimmetria riscontrata nella definizione standard sarebbe dovuta al fatto che $\rho_f \approx I$. Entrambi i funzionali che compaiono in 7.2 sarebbero modi leciti di descrivere il sistema in una funzione simmetrica nel tempo ρ , possedendo entrambi una direzione temporale, ma opposta.

L'asimmetria che osserviamo, allora, si dovrebbe al set di storie che descrivono effettivamente il nostro sistema, in quanto si troverà che esse soddisfano una sola delle due condizioni.

Attraverso questa analisi della relazione tra la decoerenza e la permanenza dei risultati delle misure, si può dunque spiegare il passo che avviene tra l'asimmetria temporale e l'idea della ramificazione del tempo secondo cui si ha un passato fisso e definito ed un futuro aperto a varie possibilità.

Capitolo 8

Conclusioni

Abbiamo visto dunque come la decoerenza, introdotta negli anni '50, offra importanti sviluppi nelle principali interpretazioni della Meccanica Quantistica, anche se non, o non ancora, una soluzione definitiva ai quesiti più controintuitivi come il Problema della Misura, la direzione della freccia del tempo, l'esistenza o meno del collasso della funzione d'onda e la sua eventuale causa, evidenziando alcuni dei passaggi storici e delle criticità principali dello studio di questo fenomeno.

Il motivo principale per cui la decoerenza non può fornire risposte definitive è che, sebbene la causa principale, e meglio consociuta, della soppressione dei termini di interferenza sia l'interazione con l'ambiente circostante, modellizzato come bagno di oscillatori armonici, a causa della quale tali termini vanno a zero, questo costituisce solo uno dei fattori che inducono tale processo, e non si esclude che ne esistano altri non ancora noti. Inoltre, si tratta di un modello approssimativo in quanto si assume di lavorare al limite termodinamico, quindi un limite all'infinito, e i termini di interferenza tendono "solo" asintoticamente a zero.

D'altro canto, la decoerenza ha permesso un'amplificazione dell'interpretazione di Copenaghen, che prevede un confine dualistico tra le trattazioni classiche e quantistiche dei fenomeni fisici, fornendo una spiegazione basata su fenomeni quantistici dell'emersione del mondo classico, più oggettiva in quanto ammette che questo avvenga indipendentemente da un atto di misurazione, superando, in un certo senso, il concetto di collasso della funzione d'onda, che invece implica un passaggio "misterioso" dello stato da un'evoluzione causale ad una stocastica.

Bibliografia

- Bacciagaluppi, Guido (2003). “The role of decoherence in quantum mechanics”. In: Born, Max e W Ludwig (1958). “Zur Quantenmechanik des kräftefreien Teilchens”. In: *Zeitschrift für Physik* 150.1, pp. 106–117.
- Caldeira, AO e Anthony J Leggett (1983). “Quantum tunnelling in a dissipative system”. In: *Annals of physics* 149.2, pp. 374–456.
- Callender, Craig (2001). “Thermodynamic asymmetry in time”. In: Daneri, A, A Loinger e GM Prosperi (1966). “Further remarks on the relations between statistical mechanics and quantum theory of measurement”. In: *Il Nuovo Cimento B (1965-1970)* 44.1, pp. 119–128.
- Daneri, Adriana, Angelo Loinger e Giovanni Maria Prosperi (1962). “Quantum theory of measurement and ergodicity conditions”. In: *Nuclear physics* 33, pp. 297–319.
- Di Maio, Emanuele (2017). *Teoria della Decoerenza Indotta dall’Ambiente*.
- Everett III, Hugh (1957). ““Relative state” formulation of quantum mechanics”. In: *Reviews of modern physics* 29.3, p. 454.
- Feynman, Richard Phillips e FL Vernon Jr (1963). “The theory of a general quantum system interacting with a linear dissipative system”. In: *Annals of physics* 281.1-2, pp. 547–607.
- Gell-Mann, Murray e James B Hartle (1990). “Quantum mechanics in the light of quantum cosmology”. In: *Complexity, Entropy, and the Physics of Information*. W. H. Zurek (ed.) Addison-Wesley, pp. 425–458.
- (1994). “Equivalent sets of histories and multiple quasiclassical realms”. In: Ghirardi, Gian Carlo, Alberto Rimini e Tullio Weber (1986). “Unified dynamics for microscopic and macroscopic systems”. In: *Physical Review D* 34.2, p. 470.
- Green, HS (1958). “Observation in quantum mechanics”. In: *Il Nuovo Cimento (1955-1965)* 9.5, pp. 880–889.
- Griffiths, Robert B (1984). “Consistent histories and the interpretation of quantum mechanics”. In: *Journal of Statistical Physics* 36.1-2, pp. 219–272.
- Howard, Don (2004). “Who invented the “Copenhagen Interpretation”? A study in mythology”. In: *Philosophy of Science* 71.5, pp. 669–682.
- Joos, Erich et al. (2013). *Decoherence and the appearance of a classical world in quantum theory*. Springer Science & Business Media.
- Myrvold, Wayne (2016). “Philosophical issues in quantum theory”. In: Neumann, John (1932). *Mathematical foundations of quantum mechanics*. Springer.
- Omnes, Roland (1988). “Logical reformulation of quantum mechanics. I. Foundations”. In: *Journal of Statistical Physics* 53.3-4, pp. 893–932.
- Onofri, Enrico e Claudio Destri (1996). *Istituzioni di fisica teorica*. Carocci editore.
- Schrödinger, Erwin (1935). “Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik”. In: *Naturwissenschaften* 23.49, pp. 823–828.
- Simonius, Markus (1978). “Spontaneous symmetry breaking and blocking of metastable states”. In: *Physical Review Letters* 40.15, p. 980.

- Sklar, Lawrence (2001). "Philosophy of statistical mechanics". In:
- Stamp, Philip CE (2006). "The decoherence puzzle". In: *Studies in History and Philosophy of Science Part B: Studies in History and Philosophy of Modern Physics* 37.3, pp. 467–497.
- Tegmark, Max (1993). "Apparent wave function collapse caused by scattering". In: *Foundations of Physics Letters* 6.6, pp. 571–590.
- Wallace, David (2003). "Everett and structure". In: *Studies in History and Philosophy of Science Part B: Studies in History and Philosophy of Modern Physics* 34.1, pp. 87–105.
- Zeh, H Dieter (1970). "On the interpretation of measurement in quantum theory". In: *Foundations of Physics* 1.1, pp. 69–76.
- (1973). "Toward a quantum theory of observation". In: *Foundations of Physics* 3.1, pp. 109–116.
- (1995). "Decoherence: Basic Concepts and Their Interpretation". In:
- Zeh, Heinz-Dieter (1979). "Quantum theory and time asymmetry". In: *Foundations of Physics* 9.11-12, pp. 803–818.
- Zurek, Wojciech H (1998). "Decoherence, einselection and the existential interpretation (the rough guide)". In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 356.1743, pp. 1793–1821.
- (2003). "Decoherence and the transition from quantum to classical–REVISITED". In: *arXiv preprint quant-ph/0306072*.