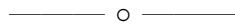


Introduzione alla fisica quantistica

Terza parte: l'ampiezza

Elio Fabri

Dipartimento di Fisica – Università di Pisa



*Bohr used to say that if you aren't
confused by quantum physics, then
you haven't really understood it.*

J. A. Wheeler

I fotoni: particelle della luce

Abbiamo scritto nella prima parte che la luce non consiste di onde, bensì di particelle. Eppure per tutto l'800 i fisici non avevano dubbi che la natura fisica della luce fosse tutt'altra: che la luce consistesse di onde. Per di più, con la costruzione della teoria di Maxwell, che prevedeva l'esistenza di onde e.m., e con la successiva dimostrazione sperimentale che le onde e.m. esistono realmente, la questione sembrava risolta in modo definitivo: quella che chiamiamo luce non è altro che un tipo particolare di onde e.m.

La convinzione del carattere ondulatorio della luce si basava su di una serie di fatti sperimentali (sempre i fatti!) che ricordiamo solo con i loro nomi: i fenomeni d'*interferenza* e di *diffrazione*. Era noto, ed è facile anche oggi verificare in laboratorio, che tutte le onde conosciute in fisica danno luogo a interferenza e diffrazione: questo vale per le onde sulla superficie di un liquido come per le onde sonore. Di qui la conclusione: poiché le onde manifestano interferenza e diffrazione, e anche la luce manifesta interferenza e diffrazione, ne segue che la luce consiste di onde.

È facile convincersi che sul piano logico tale conclusione è ingiustificata: tutti i pesci vivono nell'acqua, i delfini vivono nell'acqua, quindi i delfini sono pesci? Non vogliamo dire con questo che per un secolo i fisici avessero commesso un così banale errore di logica, ma solo che si trattava di un'*induzione*, non di una *deduzione*: era molto plausibile, sulla base dell'analogia con fenomeni a carattere ondulatorio, indurre che anche la luce fosse fatta di onde. Molto spesso le scienze sperimentali procedono in questo modo, e con successo; ma può anche accadere che ricerche successive mostrino che l'induzione non era giustificata. Questo è proprio ciò che è accaduto con la luce.

Tuttavia il discorso non finisce qui, perché se affermiamo che la luce è fatta di particelle (i fotoni) ci resta ancora da spiegare come mai manifesti quei comportamenti che siamo abituati ad attribuire alle onde. Quanto meno dobbiamo essere preparati ad ammettere che se di particelle si tratta, sono particelle *sui generis*, molto diverse dall'idea di particella che ci viene suggerita dall'esperienza quotidiana.

Il concetto di particella, come noi lo conosciamo finora, nasce per generalizzazione e astrazione da oggetti materiali: palline, piccoli semi, granelli di sabbia. Una particella occupa a ciascun istante una determinata *posizione* nello spazio, e quando si muove descrive una ben determinata *traiettoria*. Quando si pensa a una particella si suppone di solito di poterne trascurare le dimensioni, e a maggior ragione la struttura interna.

È forse il caso di osservare che il concetto di particella si applica anche a oggetti che alla nostra scala sono non soltanto grandi, ma giganteschi: ad es. un astronomo che studi la struttura e l'evoluzione di una galassia, o l'effetto degli "urti" fra galassie, tratterà le singole stelle appunto come particelle senza dimensioni e senza struttura, di cui interessa solo il moto e le traiettorie che descrivono.

Tornando alla luce, osserviamo che c'è una proprietà che si spiega nel modo più naturale con l'ipotesi dei fotoni: la sua *propagazione rettilinea*. Anzi è proprio per questa ragione che i primi modelli fisici della luce (Newton) furono corpuscolari, e vennero abbandonati solo quando apparvero incompatibili con altre proprietà della luce.

Un'altra osservazione, che riprenderemo più avanti: lo stesso problema, che delle particelle mostrino quello che siamo abituati a chiamare "comportamento ondulatorio," si presenta anche in altri casi. Per cominciare: gli elettroni appaiono, alla luce dei primi esperimenti, come corpuscoli (particelle) ben descritti dalla meccanica classica; tanto è vero che si riesce a determinarne massa e carica. Ma più avanti si capisce (de Broglie, Schrödinger, 1924–26) che la quantizzazione delle energie atomiche impone di supporre anche per queste particelle un "comportamento ondulatorio." Nel 1927 Davisson e Germer ne danno la prova diretta.

In realtà è ormai accertato che questa non è una peculiarità di alcune specie di particelle: una volta chiariti gli aspetti quantitativi, cioè gli ordini di grandezza dei parametri rilevanti in ciascun caso, tale comportamento risulta un fatto universale. Solo che il "comportamento ondulatorio" diventa tanto meno importante, e tanto più difficile da mettere in evidenza, quanto più cresce la massa o l'energia cinetica (più esattamente la quantità di moto) della particella. Riprenderemo meglio questo discorso un po' più avanti.

Esperimenti con il FM

Abbiamo già incontrato il fotomoltiplicatore (FM) nella prima parte, dove l'abbiamo usato per studiare l'effetto fotoelettrico. Sappiamo che a forti intensità di luce il FM funziona come *misuratore d'intensità*: fornisce una corrente proporzionale all'intensità della radiazione. A bassi livelli invece il FM dà impulsi discreti, idealmente uno per ciascun fotone assorbito. Disponendo di più FM situati in punti diversi, e illuminati da una stessa sorgente (debole) si può anche constatare che i fotoni arrivano a un solo FM per volta, a parte i casi (rari) in cui due fotoni, emessi dalla sorgente a breve distanza tra loro, arrivano quasi simultaneamente ai due FM. Questi casi si chiamano, nel linguaggio dei fisici sperimentali, *coincidenze*.

È molto istruttivo impiegare un FM per studiare la *riflessione parziale* della luce. Il fenomeno è ben noto già all'esperienza comune: se in un locale c'è una lampada accesa, chi sta nella stanza può vedere l'immagine della lampada riflessa nel vetro di una finestra, e allo stesso tempo chi sta fuori vede la lampada attraverso il vetro. Ciò significa che parte della luce della lampada si riflette verso l'osservatore interno, e parte attraversa il vetro e arriva a quello esterno (fig. 3-1).

Usando come rivelatori, invece degli occhi degli osservatori, due FM, si constata che dei fotoni emessi dalla lampada alcuni si riflettono sul vetro, e altri (la maggior parte: circa il 92% a incidenza normale) lo attraversano. Inoltre la "scelta" fra i due comportamenti appare casuale.

Si può fare l'ipotesi che ci siano due specie di fotoni: una che "preferisce" riflettersi e una che invece passa oltre. Chiamiamoli rispettivamente fotoni R e fotoni T. Se così fosse, i fotoni riflessi sarebbero tutti di tipo R, e incontrando una seconda lastra dovrebbero riflettersi tutti. Ma ciò non accade, come si vede in un esperimento di *riflessione multipla*.

Disponiamo due lastre di vetro in modo che la luce riflessa sulla prima lastra si rifletta poi sulla seconda (fig. 3-2). Se i fotoni riflessi fossero tutti di tipo R, nella seconda riflessione dovrebbero riflettersi tutti: quindi ogni 100 fotoni emessi dalla sorgente, dopo una riflessione dovremmo contarne 8, e dopo due riflessioni ancora 8. Invece le cose non vanno così: la proporzione fra fotoni riflessi e trasmessi resta la stessa in ogni riflessione, e dopo la seconda riflessione il numero di fotoni è sceso a meno di uno su 100. Più precisamente, se invece di 100 fotoni ne consideriamo 10 000, la prima riflessione li ridurrà a 800, e la seconda a 64 (che è l'8% di 800).

Una parentesi: quando diciamo 800, oppure 64, questi numeri vanno presi *cum grano salis*: si tratta di valori medi, ma in un singolo esperimento potremo avere delle fluttuazioni in più o in meno.

Dunque non esistono fotoni R e fotoni T: siamo costretti ad ammettere che un fotone "sceglie" in modo casuale che cosa fare, e c'imbattiamo qui in un

primo esempio di comportamento “strano” di queste particelle. Non ci resta che concludere che la riflessione di un fotone è un evento intrinsecamente casuale, e che si deve quindi parlare di *probabilità di riflessione* per un fotone, che risulta uguale a 0.08 nelle nostre condizioni.

Una lastra ha due facce

Prima di fare il secondo passo, è bene osservare che nel caso di una lastra le riflessioni sono in realtà due, sulle due facce: lo si può verificare direttamente, se la lastra è spessa, per il fatto che le immagini riflesse sono sdoppiate. Dunque su ciascuna faccia la probabilità di riflessione è solo 0.04, e non 0.08.

Si potrebbe obiettare che in realtà niente vieta che un fotone si rifletta più volte, avanti e indietro, tra le due facce, prima di uscire dalla lastra. È vero, ma si vede subito che la probabilità di un simile evento è molto piccola: con due riflessioni vale $0.04^2 = 0.0016$; con tre riflessioni $0.04^3 = 0.000064$, ecc.

È utile studiare più a fondo la riflessione sulle lastre. Infatti da molto tempo (fin da Newton) i fisici sanno che in certi casi accadono cose inattese. Non possiamo qui dare dettagli, ma ricordiamo le strisce colorate che appaiono sulla superficie dell’acqua coperta da un sottile strato di olio minerale; oppure gli “anelli di Newton,” che spesso si vedono quando si accostano due lastre di vetro.

Per uno studio approfondito di questi fenomeni conviene ridurli all’essenziale, che è proprio la riflessione combinata sulle due facce di una stessa lastra. Se scegliamo per l’esperimento non delle lastre di vetro comune, ma lastre “speciali” (poi vedremo in che cosa sono speciali), scopriamo che la percentuale di fotoni riflessi può variare, a seconda della lastra usata, da 0 al 16%!

È già strano che la percentuale di riflessione possa cambiare da una lastra all’altra; ma è soprattutto incomprensibile che possa ridursi a zero. Se infatti pensiamo ai singoli fotoni, ciò significa che ciascun fotone, quando incontra la prima faccia della lastra, deve “decidere” di non riflettersi *a causa della presenza della seconda faccia*, che non ha ancora raggiunto. Eppure così vanno le cose, e dobbiamo farcene una ragione.

Approfondendo il discorso, ossia esaminando in dettaglio le condizioni sperimentali, si scopre quanto segue:

- a) l’esperimento riesce solo se le lastre hanno le facce molto lisce e ben parallele (e se la luce è monocromatica)
- b) la probabilità di riflessione sulla lastra dipende dallo spessore s , secondo una legge sinusoidale:

$$p = \bar{p}(1 - \cos ks)$$

se $\bar{p} = 0.08$ è il valore trovato nel primo esperimento, dove non si erano usate lastre speciali; k è una costante caratteristica della luce usata, che cambia a seconda del colore impiegato.

Il fenomeno che si manifesta in esperimenti di questo genere si chiama, da secoli, *interferenza*. Nella nostra descrizione corpuscolare, il nome si giustifica così: la presenza della seconda faccia *interferisce* (nel senso comune del termine) con la riflessione del fotone sulla prima faccia, e viceversa; così che il numero totale di fotoni riflessi *non è* la somma di quelli che ci si aspetta di vedere riflessi sulla prima faccia e quelli riflessi sulla seconda. Abbiamo già detto che l'interferenza si presenta comunemente con le onde, e viene perciò considerata un tipico comportamento ondulatorio; ma abbiamo anche già criticato, da un punto di vista logico, questa conclusione.

Resta comunque il fatto che l'interferenza dei fotoni è un comportamento "strano," nel senso che si discosta da quello che ci aspettiamo dalle particelle dell'esperienza quotidiana. È solo il primo di una serie di "stranezze" dei fotoni; anzi per arrivare a intravedere una spiegazione (una sistemazione teorica del quadro sperimentale) conviene ora prendere un'altra strada, ossia far conoscenza con altri fenomeni.

Interferenza con le onde

Per cominciare, ricordiamo che cosa si vede in un tipico esperimento d'interferenza con le onde; per es. quello che si fa col dispositivo chiamato "ondoscopio."

Abbiamo una vaschetta di vetro che contiene acqua, per uno spessore di circa un centimetro. Abbiamo poi una barriera (diaframma) che divide la vaschetta in due parti, ma presenta due piccole aperture, che possiamo aprire o chiudere a volontà. Infine è presente, da una parte della barriera, un dispositivo che termina in una barretta orizzontale che tocca l'acqua e che può essere messa in oscillazione regolare con un motorino elettrico (fig. 3-3).

La vaschetta è piazzata sopra una lavagna luminosa, in modo che sullo schermo si possono vedere le onde prodotte dalle oscillazioni della barretta.

Se cominciamo l'esperimento tenendo aperta una sola apertura, vediamo che l'onda che l'attraversa si sparpaglia al di là della barriera (*diffrazione*) con ampiezza poco diversa nelle diverse direzioni. Quando si lasciano aperte entrambe le aperture si ha un risultato a prima vista del tutto nuovo: le onde sono sempre presenti dappertutto, ma le loro ampiezze nei vari punti della vaschetta variano regolarmente, alternandosi tra un massimo e un minimo. In particolare, ci sono dei punti della vaschetta dove l'acqua è ferma o quasi (linee nodali).

Il nuovo fenomeno si spiega però non appena si osserva che dalle due aperture partono *due* onde diffratte, e che in ogni punto della vaschetta arrivano tutte e due le onde, ma *con fasi differenti*. Se si tiene conto di questo, si verifica che l'oscillazione risultante in un punto è la somma di quelle dovute a ciascuna onda separatamente (*principio di sovrapposizione*). Questa somma è diversa a seconda delle fasi delle due onde; in particolare, nei punti dove le due onde hanno fasi opposte esse si cancellano, e l'acqua resta ferma.

Riassumendo: per calcolare l'ampiezza dell'onda in un punto della vaschetta occorre tener presente che l'onda emessa dalla sorgente può arrivare in quel punto lungo due strade diverse (passando per la prima apertura, o per la seconda). A ciascuna delle due strade corrisponde un' *ampiezza* e una *fase*, e l'effetto complessivo si ottiene sommando le due onde, ciascuna con la sua ampiezza e la sua fase.

Un esperimento simile con la luce fu fatto per la prima volta da Young nel 1801, anche in quel caso usando un diaframma con due fori. L'esperimento è molto più difficile che con le onde sull'acqua, a causa della piccolissima lunghezza d'onda della luce visibile. Oltre a realizzare per primo questo esperimento d'interferenza, Young ne diede l'interpretazione, formulando il principio di sovrapposizione di cui abbiamo già parlato.

Quello che accade con la luce si spiega in modo del tutto analogo agli esperimenti con l'acqua, se si suppone che anche la luce consista di onde. Però noi non possiamo vedere le oscillazioni (se non altro perché sono troppo rapide) ma solo misurare, per es. con un FM, l'*intensità* dell'onda risultante, che è proporzionale al quadrato dell'ampiezza. Un esperimento con la luce si fa facendola arrivare su di uno schermo, e misurando l'intensità in diversi punti: si ottiene così una *figura d'interferenza* (fig. 3-4).

Nella figura d'interferenza l'intensità varia periodicamente, a causa delle diverse fasi con cui le due onde arrivano, per il diverso cammino percorso. Anzi, l'analisi della figura permette di misurare come la fase dipende dal cammino, ossia di misurare la *lunghezza d'onda*, che viene definita come il cammino lungo il quale la fase varia di 2π .

Fisica e matematica delle ampiezze

Prima di procedere è opportuno riassumere e chiarire i discorsi che abbiamo fatto su ampiezze e fasi. Ci occuperemo solo di onde di *frequenza* ben determinata, come quelle che si ottengono nell'ondoscopio quando la barretta oscilla in modo periodico.

Per cominciare: l'*ampiezza* di un'onda è una *grandezza scalare positiva*, che in ogni punto misura quanto è grande la vibrazione descritta dall'onda. Di che grandezza si tratti, dipende dal tipo di onda. Per esempio per le onde sull'acqua l'ampiezza è una *lunghezza*, che possiamo misurare in millimetri (nell'ondoscopio) o anche in metri (nell'oceano in tempesta) e misura quanto sono "alte" le onde (fig. 3-5). Nel caso delle onde sonore l'ampiezza misura invece le variazioni nella *pressione* dell'aria attorno al suo valore medio (per i suoni rivelabili dal nostro orecchio l'ampiezza è estremamente piccola: fino a 10^{-9} Pa, contro una pressione atmosferica di circa 10^5 Pa).

Abbiamo poi la *fase* dell'onda, che dice quanto sono ritardate le oscillazioni in un certo punto rispetto a quelle in un punto scelto come riferimento convenzionale. Il ritardo può essere misurato in tempo, ma più spesso si dà come

angolo, assumendo pari a 2π (sottinteso radianti) lo sfasamento di un intero periodo. Ne segue che uno sfasamento di mezzo periodo (*opposizione*) corrisponde a una fase di π (o di 180° , se si preferisce); uno di un quarto di periodo a una fase di $\pi/2$, ecc. In fig. 3–6 abbiamo mostrato il grafico, in funzione del tempo, di due oscillazioni sfasate appunto di $\pi/2$.

Quando si debbono sommare due onde, occorre tener conto tanto delle loro ampiezze quanto delle loro fasi: così se dovessimo sommare le due oscillazioni di fig. 3–6 potremmo procedere per via grafica, sommando punto per punto le ordinate delle due curve (fig. 3–7) oppure sfruttare le proprietà delle funzioni trigonometriche (formule di prostaferesi). C'è però una via molto più semplice, che si basa sulla *rappresentazione vettoriale*: rappresentiamo insieme ampiezza e fase dell'onda in un dato punto con un vettore in un piano. Il *modulo* del vettore rappresenta l'ampiezza, e l'angolo che esso forma con una semiretta di riferimento indica la fase. S'intende che occorre *orientare* gli angoli, prendendoli ad es. positivi in senso antiorario, come si fa di solito.

Dunque l'onda in un dato punto è descritta ora da una singola entità, che è un vettore. Si può dimostrare che il vettore che rappresenta la somma di due onde è proprio quello che si ottiene facendo la somma dei due vettori con la regola del parallelogramma: quindi sommare due onde diventa un'operazione semplicissima, e allo stesso tempo si vede bene che l'ampiezza (modulo) della somma dipende non solo dalle ampiezze delle due onde, ma anche dalla differenza delle loro fasi (fig. 3–8).

In seguito adotteremo sempre questa rappresentazione vettoriale, e addirittura chiameremo “ampiezza” il vettore che riassume in sé l'ampiezza scalare e la fase. Non dimenticate quindi che d'ora in poi quando parliamo di ampiezza essa *include anche la fase*, e che la somma delle ampiezze è una somma *fra vettori*.

Interferenza con i fotoni

Nell'esperimento che abbiamo descritto poco fa abbiamo supposto che la luce fosse abbastanza intensa, in modo che il FM potesse funzionare da misuratore d'intensità. Che cosa accade se la luce è così debole che il FM riesce a distinguere i singoli fotoni? Anzi: così debole che nell'apparato sperimentale non è mai presente più di un fotone alla volta?

Questo problema se lo pose Taylor, che però non poteva usare i FM, che ancora non esistevano, ma solo lastre fotografiche. La luce era così debole, e le lastre così poco sensibili, che l'esperimento (eseguito nel 1909) richiese due mesi per giungere a termine.

Il risultato dell'esperimento di Taylor è che anche in questo caso, sebbene si possano contare i singoli fotoni, la distribuzione dei conteggi riproduce la figura d'interferenza classica. Si riottiene cioè la fig. 3–4, con la sola differenza che ora in ordinata si legge non già l'*intensità* della luce, ma il *numero di fotoni ricevuti*.

Siamo dunque costretti ad attribuire in qualche modo un'ampiezza *al singolo fotone*, e a supporre che quest'ampiezza abbia proprietà del tutto simili a quella delle onde nella vaschetta. In particolare, che il numero di fotoni rivelati sia proporzionale al quadrato del modulo dell'ampiezza in quel punto; e che se il fotone può arrivare in quel punto per due strade diverse, l'ampiezza risultante sia la somma (vettoriale) delle ampiezze relative ai due percorsi. Inoltre: l'ampiezza di un fotone cambia fase (ossia il vettore ruota) man mano che il fotone avanza; il vettore ampiezza fa un giro completo in un percorso pari alla lunghezza d'onda della luce.

Abbiamo visto nella prima parte che l'interpretazione di Einstein dell'effetto fotoelettrico permette di attribuire una determinata energia al singolo fotone, e abbiamo anche dato la relazione fra energia dei fotoni e frequenza: $\varepsilon = h\nu$. Possiamo arrivare alla stessa relazione dagli esperimenti di Young–Taylor. Infatti, come abbiamo osservato poco sopra, un esperimento d'interferenza permette di misurare una *lunghezza d'onda*, definita operativamente come il cammino lungo il quale la fase cambia di 2π . D'altra parte l'effetto fotoelettrico permette di determinare l'energia dei fotoni, e si vede che tra le due grandezze esiste una semplice relazione: $\varepsilon = hc/\lambda$.

Si vede così che la relazione di Einstein (espressa in termini di lunghezza d'onda) viene stabilita fra grandezze misurabili in esperimenti *che coinvolgono singoli fotoni*, e senza bisogno di avere alle spalle un'esplicita teoria ondulatoria della luce, come quella di Maxwell.

Esperimenti con gli elettroni

In realtà il comportamento probabilistico e l'esistenza di un'ampiezza che obbedisce a un principio di sovrapposizione non sono affatto peculiarità dei fotoni, ma proprietà universali, di qualsiasi tipo di particelle conosciute.

Abbiamo ricordato più sopra che per gli elettroni gli effetti d'interferenza furono scoperti nel 1927 da Davisson e Germer, in esperimenti piuttosto diversi da quelli di cui ci siamo occupati finora. Ma in seguito si è trovato il modo di eseguire con elettroni esperimenti del tutto simili a quello di Young–Taylor, e con lo stesso risultato: anche per gli elettroni si ottiene una figura d'interferenza e si può misurare una *lunghezza d'onda*. Si verifica così sperimentalmente la famosa relazione che Louis de Broglie aveva già dedotto con argomenti teorici:

$$\lambda = h/p$$

dove p è la quantità di moto della particella ($p = mv$ se vale la meccanica newtoniana, ossia se $v \ll c$).

Poiché il risultato dell'esperimento è lo stesso, anche per gli elettroni dobbiamo trarre le stesse conclusioni che per i fotoni: ciascun elettrone si muove con una determinata ampiezza e quando l'elettrone può raggiungere il rivelatore

per due vie diverse, l'ampiezza finale è la somma delle ampiezze che risultano separatamente per le due strade (*principio di sovrapposizione*).

Inoltre l'arrivo dell'elettrone sul rivelatore ha carattere casuale, per cui occorre parlare di *probabilità di rivelazione*; tale probabilità, come vedremo fra poco, si calcola facilmente una volta nota l'ampiezza.

Da dove passa l'elettrone?

Per gli elettroni, che siamo abituati a pensare come particelle classiche (ossia come piccolissime palline), sorge spontaneo il problema: da quale foro passa il singolo elettrone? Se s'introduce nell'apparato sperimentale un congegno capace di rivelare il passaggio degli elettroni, l'esperimento mostra che ogni singola particella passa o da uno o dall'altro foro: l'elettrone conserva la sua individualità, rimane indivisibile. Accade però un altro fatto: in queste condizioni il risultato dei conteggi diventa *additivo*, senza più traccia d'interferenza. Dovunque si metta il rivelatore, il numero di elettroni che esso riceve è esattamente la somma di quelli che riceve quando è aperto solo uno o solo l'altro dei due fori.

A pensarci bene, la cosa non è affatto strana: l'esperimento che stiamo ora facendo è diverso da quello in cui si vedeva l'interferenza, a causa della presenza dei congegni capaci di dirci da dove passa l'elettrone. Non possiamo aprioristicamente pensare che tale modifica sia senza effetto: un apparato sperimentale deve di necessità interagire con l'oggetto delle osservazioni (altrimenti non potrebbe rivelarne la presenza). La questione fu accuratamente discussa negli anni precedenti al 1930, principalmente da Bohr e Heisenberg: essi dimostrarono, analizzando numerosi esempi, che tale interazione, quando si tratta di elettroni o fotoni, non può essere resa piccola quanto ci piace.

Concludendo: poiché abbiamo modificato il dispositivo sperimentale, abbiamo anche modificato le sue interazioni con gli elettroni, e non dobbiamo stupirci se l'esperimento dà un risultato diverso.

Esiste un termine, coniato da Bohr per descrivere questa situazione, che ha avuto grande fortuna nella storia della fisica quantistica: *complementarità*. Un esperimento costruito per vedere gli aspetti ondulatori (interferenza) e uno fatto per evidenziare gli aspetti corpuscolari (traiettoria) sono *complementari*, nel senso che l'uno esclude l'altro: non è possibile realizzare un esperimento che li mostri entrambi.

Esperimenti con altre particelle

Abbiamo già accennato al fatto che i comportamenti "strani" non sono una peculiarità dei fotoni e degli elettroni, ma che usando tecniche opportune è possibile osservarli con qualunque specie di particelle: anche con interi atomi.

In epoca recente sono stati costruiti apparati capaci di rivelare l'interferenza dei neutroni (costituenti di tutti i nuclei più pesanti di quello dell'idrogeno). Gli

esperimenti sono così raffinati che consentono di mostrare l'effetto della forza di gravità su particelle così minuscole.

Ecco l'idea, ridotta all'osso. Con tecniche speciali (monocristalli di silicio) si riesce a fabbricare delle lastre parzialmente riflettenti per i neutroni, come il vetro lo è per i fotoni. In realtà si tratta di un fenomeno ben diverso: se un neutrone viene inviato sul cristallo di silicio, possono accadere due cose:

- a) il neutrone passa indisturbato
- b) esso viene deviato in direzione simmetrica rispetto a quella d'incidenza.

La spiegazione del fenomeno non è semplice: entra in modo essenziale l'interazione del neutrone con ciascuno degli atomi che costituiscono il cristallo, e le fasi dei diversi cammini possibili. Ma il risultato è quello che abbiamo detto: un monocristallo si comporta in modo assai simile a uno specchio semitrasparente.

Ne segue che se si dispongono 3 di tali lastre come in fig. 3–9, un neutrone può arrivare dalla sorgente al rivelatore seguendo due strade: SABCR oppure SADCR. Supponiamo dapprima che il dispositivo si trovi in un piano orizzontale: allora tra i due percorsi non c'è nessuna differenza; le due ampiezze sono uguali in modulo e in fase, e l'ampiezza somma nel rivelatore ha un modulo pari alla somma dei moduli, dando una probabilità di rivelazione massima.

Ruotiamo ora il dispositivo intorno alla retta AB, fino a portarlo in un piano verticale, con DC al disopra di AB: sulla prima delle due strade il neutrone si trova più in basso che sulla seconda, lungo i tratti orizzontali. Pertanto la sua velocità lungo AB è maggiore che lungo DC (per arrivare da A a D ha dovuto salire, perdendo energia cinetica) e dove la velocità è maggiore la lunghezza d'onda è minore, come ci dice la relazione di de Broglie. Le fasi delle due ampiezze ora non sono più uguali, e il modulo della loro somma non è più uguale alla somma dei moduli, ma minore. Risultato: la probabilità di rivelare il neutrone diminuisce.

In un esperimento reale, la differenza delle fasi quando il dispositivo è verticale è parecchio maggiore di 2π : ne segue che se si fa ruotare lentamente l'apparato dalla posizione orizzontale a quella verticale, l'angolo fra i due vettori cresce continuamente, facendo parecchi giri (fig. 3–10). La somma dei due vettori passerà quindi più volte dal massimo a zero, poi di nuovo al massimo, di nuovo a zero, ecc.: allo stesso modo, nel corso della rotazione la probabilità di rivelare il neutrone passerà alternativamente per dei massimi e per dei minimi. È quasi inutile dire che tutte queste previsioni sono state puntualmente confermate dagli esperimenti.

Esempio

In uno degli esperimenti citati, i neutroni arrivavano all'interferometro con una velocità $v = 2.8 \cdot 10^3$ m/s. Conoscendo la massa $m = 1.6 \cdot 10^{-27}$ kg si calcola $p = 4.5 \cdot 10^{-24}$ kg m/s e poi la lunghezza d'onda $\lambda = 1.47 \cdot 10^{-10}$ m.

Come abbiamo già detto, se l'interferometro è orizzontale non succede niente di strano, perché le velocità sui due lati AB e DC sono uguali. Ma se l'interferometro è verticale, la velocità lungo DC è minore: quanto?

Un tipico interferometro per neutroni ha i lati del percorso lunghi alcuni centimetri; supponiamo ad es. che i neutroni che percorrono DC abbiano dovuto salire di $z = 5$ cm, diminuendo energia cinetica. La diminuzione si calcola subito, ed è $mgz = 7.8 \cdot 10^{-35}$ J. Poiché l'energia iniziale era $T = \frac{1}{2}mv^2 = 6.3 \cdot 10^{-21}$ J, si vede che la variazione è minuscola; eppure l'effetto non è per niente trascurabile. Però per arrivare a calcolarlo occorre procedere diversamente.

Partiamo dalla fine: dato che su una lunghezza d'onda la fase varia di 2π , sul percorso AB — che contiene un numero di lunghezze d'onda pari a l/λ — essa varia di $2\pi l/\lambda$. Invece sul percorso DC varia di $2\pi l/\lambda'$, se λ' è la nuova lunghezza d'onda (maggiore, perché la velocità è minore). Perciò la differenza di fase tra i due percorsi è

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda} - \frac{2\pi l}{\lambda'} = \frac{2\pi l m v}{h} - \frac{2\pi l m v'}{h} = \frac{2\pi l m}{h} (v - v') \quad (3-1)$$

(abbiamo usato la relazione di de Broglie: $\lambda = h/mv$).

Per calcolare $v - v'$ scriviamo

$$T - T' = \frac{1}{2}m(v^2 - v'^2) = \frac{1}{2}m(v - v')(v + v') \simeq mv(v - v')$$

perché v' differisce pochissimo da v . Ma sappiamo che $T - T' = mgz$, e allora $v - v' = gz/v$. Sostituendo nella (3-1), e prendendo anche $l = 5$ cm:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi m g l z}{h v} = 133 \text{ rad}$$

pari a più di 21 giri.

Dunque mentre si ruota l'interferometro da orizzontale a verticale, il numero di neutroni che lo attraversano passa 21 volte per un massimo, e altrettante per un minimo.

L'ampiezza di propagazione

Tiriamo le somme, e cerchiamo di costruire uno schema teorico coerente che interpreti i fatti osservati. Il punto cruciale è la scoperta che il moto di una particella non può essere descritto, come dice la meccanica classica, con una traiettoria: gli esperimenti alla Young–Taylor dimostrano che una particella emessa da una sorgente e raccolta da un rivelatore “usa” allo stesso tempo *tutti i percorsi possibili, ciascuno con una certa ampiezza*. Queste ampiezze debbono essere sommate, e gli esperimenti d'interferenza ci mostrano che nella somma è importante tener conto della *relazione di fase*: dunque le ampiezze non sono semplici numeri reali.

Possiamo invece dire che l'ampiezza di propagazione di una particella è un vettore, che ruota man mano che la particella si sposta, e fa un giro completo in una lunghezza d'onda.

D'altra parte il risultato degli esperimenti di riflessione sulle lastre ci ha mostrato che *le probabilità non si sommano*: contro una probabilità di 0.04 per ciascuna faccia, abbiamo ottenuto fino a 0.16 per la lastra. La spiegazione è assai semplice, se si assume che la probabilità sia proporzionale al *quadrato del modulo* del vettore ampiezza: se per una faccia l'ampiezza ha modulo 0.2 il suo quadrato è proprio 0.04; ma se sommiamo i due vettori, a seconda del loro angolo possiamo avere per il modulo della somma qualunque numero fra 0 e 0.4, il cui quadrato è 0.16, concordemente al risultato sperimentale.

Si capisce anche perché la probabilità risultante dipenda dallo spessore s : il cammino che corrisponde alla riflessione sulla faccia posteriore è più lungo per un tratto $2s$, e l'angolo φ fra le due ampiezze sarà perciò proporzionale a s . Poniamo $\varphi = ks$ e calcoliamo il quadrato del modulo della somma, usando il teorema di Carnot: se a è la lunghezza di ciascun vettore, avremo (fig. 3-11)

$$a^2 + a^2 - 2a^2 \cos(\pi - \varphi) = 2a^2 + 2a^2 \cos \varphi = 2a^2(1 + \cos ks).$$

C'è una differenza rispetto al risultato sperimentale, che dava $1 - \cos ks$: per far tornare le cose occorre un'altra ipotesi: che in una delle due riflessioni l'ampiezza s'inverta (si può dimostrare che questo accade nella prima riflessione, ma per noi la scelta non ha importanza).

Il calcolo delle ampiezze

Abbiamo dunque a che fare con un "calcolo delle ampiezze," che va condotto secondo regole precise: occorre cioè dare un insieme di postulati per questo calcolo. Li elenchiamo qui di seguito in forma semplificata.

- a) Ogni particella parte dalla sorgente con un'ampiezza, che è un vettore di modulo 1 e direzione che possiamo assumere convenzionalmente orizzontale.
- b) Quando la particella si propaga la sua ampiezza ruota (conv. in senso antiorario) di un angolo proporzionale al percorso fatto. Il tratto in cui l'ampiezza ruota di 2π è la *lunghezza d'onda* $\lambda = h/p$.
- c) *Principio di sovrapposizione*. Quando la particella ha diverse strade per andare dalla sorgente al rivelatore, l'ampiezza finale è la *somma vettoriale* delle ampiezze per le diverse strade.
- d) La probabilità che una particella arrivi al rivelatore è data dal *quadrato del modulo dell'ampiezza*.

Le semplificazioni cui abbiamo accennato sono diverse: limitiamoci alla più importante. Se poniamo un rivelatore (FM) sempre più lontano dalla sorgente (lampada) il numero di fotoni ricevuti diminuisce: dobbiamo quindi assumere che l'ampiezza si riduca man mano che aumenta la distanza. Nelle regole scritte

sopra noi abbiamo trascurato questo fatto, perché nei casi che c'interessano la variazione non ha influenza significativa.

Si può verificare che queste poche regole permettono di spiegare tutte le “stranezze” delle particelle microscopiche, e in generale inquadrano tutti i fenomeni conosciuti, e non solo quelli di cui abbiamo già parlato. Si tratta dunque di una nuova *meccanica delle particelle*, che prende il nome di *meccanica ondulatoria* quando si vuol mettere l'accento sulla stretta relazione che ha con le proprietà delle onde; oppure di *meccanica quantistica*, quando si vuol rimarcare che da queste regole (lo vedremo) seguono tutti i fenomeni di quantizzazione che abbiamo visto nella prima parte.

Volendo applicare il calcolo delle ampiezze agli esperimenti con i fotoni riesce utile aggiungere alcune regole supplementari, valide solo per i fotoni:

- e) Per i fotoni la rotazione dell'ampiezza è anche proporzionale al tempo; il tempo in cui l'ampiezza ruota di 2π è il *periodo*, e il suo inverso è la *frequenza* ν del fotone. Poiché per un fotone nel vuoto $\varepsilon = cp$, ne segue $\varepsilon = h\nu$.
- f) Quando un fotone si riflette alla superficie di separazione fra due mezzi trasparenti, il modulo della sua ampiezza si riduce di un fattore caratteristico dei due mezzi, che vale circa 0.2 nel caso aria-vetro. Inoltre l'ampiezza cambia verso se il fotone viene da un mezzo meno rifrangente.
- g) Quando invece il fotone attraversa la superficie, la sua ampiezza si riduce di un fattore che vale circa 0.98 nel caso aria-vetro.

I due numeri 0.2 e 0.98 sono validi solo per il passaggio aria-vetro; ma che relazione c'è tra loro? In realtà non possono essere indipendenti: non potremmo mai avere ad es. 0.3 e 0.9, o comunque due numeri scelti a caso. Perché?

Il punto è che quando un fotone incontra la superficie, ha due sole possibilità: o si riflette, o passa al di là. Dunque le due probabilità, dei due eventi che esauriscono tutte le possibilità e si escludono a vicenda, *debbono avere somma 1*. Infatti $0.2^2 + 0.98^2 = 1$.

Una precisazione: i numeri dati nelle regole f) e g) oltre a dipendere dai due mezzi dipendono in realtà anche dall'angolo d'incidenza: quelli che abbiamo dati valgono per incidenza normale. La riflessione aumenta e la trasmissione diminuisce quando l'incidenza è obliqua. Però la variazione non è grande, almeno finché l'angolo d'incidenza non supera 45° , e perciò conviene non tenerne conto.

Gli stati stazionari

Per comprendere la struttura degli atomi, o quanto meno per vedere come le idee fin qui sviluppate forniscano una spiegazione della quantizzazione dell'energia, bisogna passare attraverso il concetto di “stato stazionario.”

Si può capire la possibilità di stati stazionari studiando la riflessione dei fotoni su due specchi paralleli affacciati (fig. 3-12). Supponiamo che in A ci sia

una sorgente di luce, e in B un rivelatore. Un fotone potrà andare da A a B per molte vie: in primo luogo per quella diretta, ma anche per tutte quelle che comportano una o più riflessioni tra i due specchi. Con una sola riflessione abbiamo le due possibilità AA'B e AB'B; con due riflessioni abbiamo AA'B'B e AB'A'B, eccetera.

Il fatto importante è che le lunghezze dei diversi percorsi sono diverse, per cui le ampiezze in arrivo sul rivelatore hanno fasi diverse. Il risultato finale (ampiezza sul rivelatore) richiede di sommare tutti i vettori corrispondenti, che a prima vista sembra un'impresa impossibile: ma non è così. Basta infatti procedere in modo ordinato.

Ci sono 4 “famiglie” di percorsi:

- 1) AB, AB'A'B, AB'A'B'A'B, ...
- 2) AA'B, AA'B'A'B, AA'B'A'B'A'B, ...
- 3) AB'B, AB'A'B'B, AB'A'B'A'B'B, ...
- 4) AA'B'B, AA'B'A'B'B, AA'B'A'B'A'B'B, ...

dove in ciascuna famiglia un percorso differisce dal precedente per avere due riflessioni in più: una in A' e una in B'. Ciò comporta una differenza di fase pari a

$$\alpha = \frac{2l}{\lambda} 2\pi = \frac{4\pi l}{\lambda},$$

se l è la distanza fra gli specchi.

Dunque i vettori che rappresentano le ampiezze di una data famiglia saranno ruotati ciascuno rispetto al precedente dell'angolo α , e la loro somma si otterrà costruendo una poligonale come in fig. 3-13. Nasce però una difficoltà: se le riflessioni possibili sono infinite, la poligonale avrà un numero infinito di lati: come sarà possibile calcolare la somma? La difficoltà non sussiste in realtà, perché gli specchi non sono mai perfetti, il che vuol dire che la probabilità che il fotone venga riflesso non è 1, ma un po' minore; quindi le successive ampiezze non hanno tutte lo stesso modulo, ma decrescono, e la poligonale assume una forma a spirale che si chiude (fig. 3-14). La spirale sarà più o meno aperta a seconda del valore di α , ma in genere, scegliendo a caso α , ossia la distanza fra gli specchi, si chiuderà sempre rapidamente.

Ci sono però delle eccezioni: la più evidente si avrebbe se α potesse essere 0, perché allora i vettori sarebbero tutti allineati e la spirale si distenderebbe in un lungo vettore. Però questo non è possibile, perché $\alpha = 0$ significa $l = 0$, ossia specchi fra loro a contatto.

Ma non c'è niente che impedisca di avere $\alpha = 2\pi$: di nuovo avremo i vettori tutti allineati, e lo stesso capiterà se $\alpha = 4\pi$ o un qualsiasi altro multiplo di 2π . Per questi valori di α dunque la probabilità di rivelare il fotone sarà grandissima. Nasce anzi un dubbio: potremmo avere una probabilità maggiore di 1, il che è assurdo.

La soluzione è che abbiamo, per semplificare, trascurato il fatto che la sorgente non può mai emettere luce esattamente e solo in direzione perpendicolare agli specchi, ma sempre entro un qualche angolo. Tenendo conto di ciò si potrebbe dimostrare che la probabilità di rivelare il fotone in un rivelatore di dimensioni finite è sempre minore di 1. La differenza comunque rimane: per certi valori eccezionali di α la probabilità è molto più grande che per gli altri.

Si può capire che in queste condizioni, se gli specchi fossero perfetti, i fotoni potrebbero restare nello spazio $A'B'$ indefinitamente, senza più bisogno della sorgente, conservando una probabilità costante di rivelazione in ogni punto intermedio: è questa la situazione che prende il nome di *stato stazionario*.

Abbiamo dunque visto che si ha uno stato stazionario per il fotone solo quando $\alpha = 2\pi n$, per n intero qualsiasi: ne segue per la lunghezza d'onda:

$$\lambda = \frac{4\pi l}{\alpha} = \frac{2l}{n} \quad (3-2)$$

ossia $l = n\lambda/2$. La distanza fra gli specchi dev'essere un multiplo di mezza lunghezza d'onda della luce.

Ma è più interessante procedere calcolando la frequenza e poi l'energia dei fotoni:

$$\varepsilon_n = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = n \frac{hc}{2l}. \quad (3-3)$$

In parole: i fotoni che si trovano in stati stazionari fra i due specchi hanno energie che possono assumere solo certi valori *quantizzati*, dati dalla (3-3).

Alla (3-3) saremmo potuti arrivare anche per un'altra via: la relazione di de Broglie ci fa passare dalla lunghezza d'onda all'impulso:

$$p = \frac{h}{\lambda} = \frac{nh}{2l} \quad (3-4)$$

e dall'impulso si ottiene l'energia:

$$\varepsilon_n = cp = \frac{nhc}{2l}.$$

Onde stazionarie in una corda

Quello che abbiamo visto per i fotoni è un fenomeno analogo alle onde stazionarie lungo una corda. Supponiamo di avere una corda elastica (potrebbe essere la corda di un violino o di una chitarra) fissata agli estremi, e applichiamo in un punto una forza periodica. Lo spostamento prodotto in quel punto darà origine a onde che si propagheranno lungo la corda e si rifletteranno indietro agli estremi, causando in generale un moto piuttosto complicato della corda.

Per tenere la corda in oscillazione in questo modo dovremo applicare una forza significativa.

Ma se la frequenza delle vibrazioni è tale che il tempo impiegato dalla vibrazione ad andare e tornare fra i due estremi della corda è un multiplo del periodo, allora l'onda che ritorna si somma allo spostamento successivo, e così via: il risultato è un'oscillazione della corda di grande ampiezza, anche se la forza applicata è piccola: è questo un caso particolare di un fenomeno che prende il nome di *risonanza*.

Per tenere in oscillazione la corda occorre comunque una certa forza, perché sono sempre presenti degli attriti (la corda non è mai perfettamente elastica, i supporti non sono completamente rigidi) e inoltre la corda oscillando muove l'aria intorno ed emette suono, che porta via un po' di energia.

Se tutti questi effetti dissipativi non fossero presenti l'oscillazione, una volta eccitata, si manterrebbe indefinitamente: avremmo un'onda *stazionaria*. Per quello che abbiamo detto, anche un'onda stazionaria sulla corda può avere solo certe frequenze discrete, tutte multiple di una *fondamentale*, come per i fotoni.

Stati stazionari di altre particelle

Ciò che è vero per i fotoni è vero per qualsiasi tipo di particella, ad es. per gli elettroni: anche un elettrone fra due pareti riflettenti può trovarsi in uno stato stazionario, ma solo per certe lunghezze d'onda, ossia — grazie alla relazione di de Broglie — per certe energie. Vediamo più in dettaglio.

Il ragionamento che ci ha portato alla (3-4) resta immutato in tutti i casi, perché la relazione di de Broglie ha validità generale. Invece il calcolo dell'energia è diverso. Per un elettrone ad es. avremo

$$E_n = \frac{p^2}{2m} = \frac{n^2 h^2}{8ml^2}. \quad (3-5)$$

Abbiamo così ritrovato la quantizzazione dei livelli di energia, in un caso particolarmente semplice, sulla base della nuova meccanica delle ampiezze. Il fatto importante è che per questa via possiamo veramente calcolare le energie di tutti i livelli.

È istruttivo vedere che valori si ottengono se come distanza tra le due pareti si prende il diametro tipico di un atomo, cioè $l = 2 \cdot 10^{-10}$ m. Ricordando il valore della costante di Planck, e quello della massa dell'elettrone, si trova $E_1 \simeq 9$ eV, $E_2 \simeq 36$ eV, ecc.: cioè il giusto ordine di grandezza per le distanze dei livelli.

S'intende che un atomo non è una scatola a pareti riflettenti: è l'attrazione elettrostatica del nucleo che trattiene l'elettrone e lo fa andare avanti e indietro. Non è però facile estendere il calcolo alla vera situazione di un atomo: sebbene il problema fisico sia lo stesso, la matematica è molto più complicata (equazione di Schrödinger).

Questo modello semplicistico è però sufficiente a spiegarci non solo la quantizzazione dei livelli atomici, ma anche la differenza fra le energie degli atomi e quelle dei nuclei. Basta ragionare come sopra, usando protoni o neutroni al posto di elettroni, e sostituendo alle dimensioni atomiche quelle tipiche di un nucleo (qualche 10^{-15} m). Lo stesso calcolo ci dà come ordine di grandezza dei livelli nucleari 10 MeV. I livelli nucleari sono molto più separati dei livelli atomici, soprattutto *perché i nuclei sono molto più piccoli*.

L'effetto tunnel

Apriamo ora una parentesi, che ci preparerà la strada per andare oltre. Vogliamo discutere brevemente una delle forme di radioattività, e precisamente l'emissione di particelle α dai nuclei.

I fatti sono questi: alcuni nuclei, tra i quali il più importante è l'isotopo 238 dell'uranio (^{238}U) sono radioattivi α , il che vuol dire che emettono spontaneamente particelle α trasformandosi in nuclei più leggeri (l'uranio si trasforma in torio, ^{234}Th). Le particelle α sono nuclei di elio, ossia un insieme di 2 protoni e due neutroni legati tra loro: si tratta dunque di particelle positive, di carica $+2e$ e di raggio (conosciuto da altri esperimenti) di circa $2 \cdot 10^{-15}$ m.

Nel caso dell'uranio si osserva che le particelle α vengono emesse con energia cinetica di circa $4.2 \text{ MeV} = 6.7 \cdot 10^{-13} \text{ J}$. Da qui nasce un problema. Infatti il nucleo rimanente (^{234}Th) ha un raggio di circa $8 \cdot 10^{-15}$ m e una carica $+90e$: è facile calcolare l'energia potenziale fra quel nucleo e la particella α appena fuori, e si trova $4 \cdot 10^{-12} \text{ J} = 26 \text{ MeV}$. Com'è possibile che una particella la cui energia cinetica è di soli 4 MeV attraversi una "barriera di potenziale" alta 26 MeV?

A dire il vero il fenomeno non è molto frequente: infatti la vita media del ^{238}U è di oltre 4 miliardi di anni, il che vuol dire che se avessimo in una provetta 4 miliardi di atomi di uranio, vedremmo emessa in media una particella α all'anno. Però in un grammo di uranio ci sono $N_A/238 = 2.5 \cdot 10^{21}$ atomi, e perciò un grammo di uranio emette $6 \cdot 10^{11}$ particelle α all'anno, ossia $2 \cdot 10^4$ al secondo.

Comunque la conservazione dell'energia sembrerebbe vietare in modo assoluto il decadimento α , che invece esiste, e in altri nuclei è anche più abbondante che per l'uranio. È questa un'altra "stranezza" dei fenomeni quantistici: una particella può attraversare una barriera di potenziale più alta della sua energia cinetica, come se potesse scavarci una galleria. . . Per questo motivo, il fenomeno ha ricevuto il nome figurato di "effetto tunnel."

A noi non interessa ora cercarne una spiegazione più approfondita: ci basti concludere che grazie all'effetto tunnel esiste un'ampiezza diversa da zero anche al di là di una barriera di potenziale. Aggiungiamo solo che questa ampiezza decresce molto rapidamente quanto più la barriera è spessa: più esattamente, il decremento segue una legge esponenziale.

Riflessione totale e onde evanescenti

Un fenomeno che riguarda i fotoni, ed è del tutto simile all'effetto tunnel, era in realtà noto da tempo. Ricordiamo anzitutto che quando la luce va da un mezzo più rifrangente a uno meno, esiste un *angolo limite* d'incidenza: al di là di quel valore la luce non passa nel mezzo meno rifrangente, ma viene completamente riflessa. Dunque la riflessione *parziale* di cui abbiamo parlato all'inizio si trasforma in *totale*.

Per esempio, nel passaggio dall'aria al vetro l'angolo limite è intorno a 40° : perciò l'incidenza a 45° dà già luogo a riflessione totale. Si sfrutta questo effetto nei *prismi a riflessione totale*, usati ad es. nei binocoli per raddrizzare l'immagine.

A prima vista, la riflessione totale non ha niente a che vedere con l'effetto tunnel; ma ragioniamo. Se accostiamo due prismi in modo che siano a contatto lungo le ipotenuse (fig. 3-15) avremo di fatto costruito un unico cubetto di vetro, e la luce l'attraverserà senza riflettersi affatto; se ora stacciamo i due prismi (fig. 3-16) avremo riflessione totale e la luce cambierà completamente direzione. Non è strana questa brusca discontinuità nel comportamento della luce (ossia dei fotoni)?

Infatti se si esegue l'esperimento con cura si vede che quando le facce dei due prismi sono staccate, ma di pochissimo (poche lunghezze d'onda della luce) si ha in effetti una debole trasmissione attraverso lo straterello d'aria (fig. 3-17); l'intensità della luce trasmessa (ossia il numero di fotoni) cala però molto rapidamente al crescere della distanza tra i prismi. Anche qui abbiamo che dei fotoni che non dovrebbero passare dal vetro all'aria, e quindi non potrebbero riapparire nel secondo prisma, invece riescono a farlo, sia pure con piccola probabilità. Dobbiamo dunque accettare che esiste un'ampiezza (piccola, ma non nulla) per il fotone emesso dalla sorgente S e rivelato da R.

Questa parte è ancora largamente incompleta.

Ringrazio Umberto Penco per le utili discussioni, e per aver dato veste professionale alle figure.