

Fusione controllata.

Fusione controllata.

Il grosso problema della fusione è la necessità di superare la barriera di potenziale del tipo:

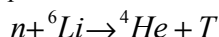
$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2}$$

La resa energetica della fusione (ovvero l'energia ottenuta bruciando un grammo di combustibile) è riportata nella tabella 1 e va confrontata con la resa della fissione che è di 23000 kWh.

Tipo di fusione	Resa energetica [kWh]
$D-D \rightarrow {}^3\text{He}$	22000
$D-D \rightarrow {}^3\text{H}$	27000
$D-T$	94000

Tabella 1

È evidente che la reazione più redditizia è l'ultima. Il Trizio non esiste in natura, è un materiale radioattivo con un $T_{1/2}$ di circa 12 anni; si è dunque pensato di utilizzare un materiale che racchiude il combustibile D-T e che usa il neutrone prodotto per creare altro Trizio. Per fare questo si può sfruttare la reazione:



Il Trizio viene poi usato come combustibile e l'unica scoria è ${}^4\text{He}$ che però non è radioattivo. Un problema è però dato dal fatto che il Trizio, oltre ad essere molto radioattivo, è anche volatile. Bisogna poi gestire il problema del neutrone veloce prodotto che è molto più energetico dei neutroni prodotti nella fissione e che quindi danneggia ed attiva le strutture di servizio. La reazione di fusione D-T è quella che ha maggiori probabilità di avvenire a minor energia; si considera dunque la sezione d'urto. Ovviamente, per passare dall'energia termica di 0,025 eV ai circa 700 keV è necessario scaldare fino ad arrivare al plasma. Osservando in figura 1 l'andamento della sezione d'urto σ con la velocità v e la distribuzione di particelle con v si vede come sia necessario valutare il valor medio $\langle\sigma v\rangle$. Occorre dunque tener conto della densità delle particelle nel plasma.

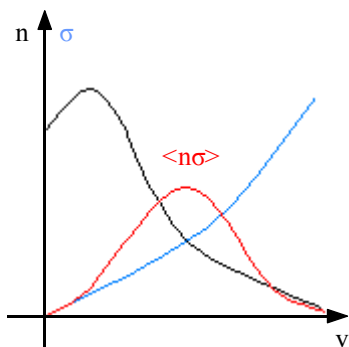


Figura 1

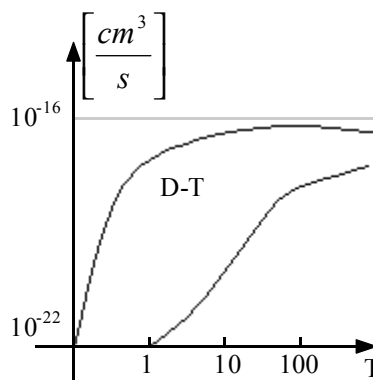


Figura 2

Si consideri ora il diagramma mostrato in figura 2 nel quale appare che la fusione di tipo D-T è anche quella più comoda per quanto riguarda la temperatura di innesco. Si cerca ora il parametro che permette di valutare la produzione di energia; si esprime l'energia emessa nel modo seguente:

$$E_{Em} = \frac{1}{2} n_i \cdot \frac{1}{2} n_e \langle\sigma v\rangle Q \tau$$

dove n è la densità delle particelle mentre τ è il tempo di sconfinamento. Si è così espresso l'energia emessa per unità di volume. L'energia da spendere è invece la seguente:

$$E_{Th} = \frac{3}{2} n_i K T + \frac{3}{2} n_e K T = 3 n k T$$

Si deve dunque avere:

$$E_{Em} > E_{Th}$$

ovvero:

$$n\tau > \frac{12KT}{Q\langle\sigma v\rangle}$$

Questa relazione prende il nome di criterio di Lawson. Nel caso di fusione del tipo D-T (con un appropriato valore di Q sui 17,6 MeV) la temperatura di innesco è quella che mi permette di avere 10 keV di energia. In figura 3 si vede l'andamento sperimentale legato al criterio di Lawson.

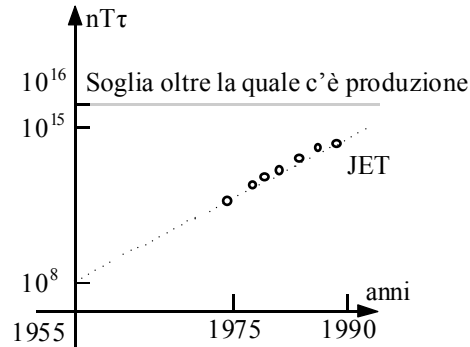


Figura 3

Per far crescere il tutto si può lavorare facendo crescere τ oppure n ; se si aumenta τ si parla di confinamento magnetico (idea in voga fin dal 1955), se invece si fa crescere n si parla di confinamento inerziale (idea resa di pubblico dominio nel 1975 dopo che è stato tolto il segreto militare). Il confinamento magnetico sfrutta i Tokamak mentre per quanto riguarda il confinamento inerziale si deve partire da una sfera di D-T con densità di circa 10^{25} particelle per cm^3 tenute insieme con tempo di sconfinamento di circa 10^{-10} secondi. Tali sferette sono composte da un nucleo in D-T circondato da un materiale con Z decisamente alto; quando inizia il bombardamento il guscio si scioglie e l'onda d'urto crea delle palline D-T molto dense. Per fornire l'energia necessaria si usano metodologie che sfruttano laser di potenza oppure acceleratori. Oltre ai due procedimenti citati c'è anche un procedimento che non richiede altissime temperature: si chiama fusione muonica ed è stata scoperta nel 1956. Si è già detto che gli atomi muonici sono ottenuti sostituendo agli elettroni i muoni che sono più pesanti (circa 200 volte) e instabili (con un $T_{1/2}$ di circa 10^{-6} secondi). Usando i muoni invece che gli elettroni il raggio di Bohr è 200 volte più piccolo e quindi una molecola di H formata da atomi muonici presenterà i due nuclei molto più piccoli. Quando allora i due nuclei si fondono il muone viene espulso e va ad attivare un'altra molecola (un unico muone può dare origine a circa 500 reazioni di fusione). I muoni non sono però facilmente ottenibili in quanto arrivano dal decadimento dei pioni che a loro volta vengono dalle reazioni p-p. Per la produzione di muoni sono necessari 18 GeV e per ogni fusione ricevo 17 MeV: il bilancio energetico è dunque sfavorevole.

Fisica dei neutrini.

Fisica dei neutrini.

Nel Sole c'è anche una grossa produzione di neutrini dovuti al decadimento β^+ oppure alla cattura elettronica. I neutrini che vengono dai decadimenti β^+ hanno spettro continuo mentre i neutrini emessi a causa della cattura elettronica sono monoenergetici. Complessivamente, dunque, lo spettro dei neutrini solari è uno spettro composto, come quello mostrato in figura 1.

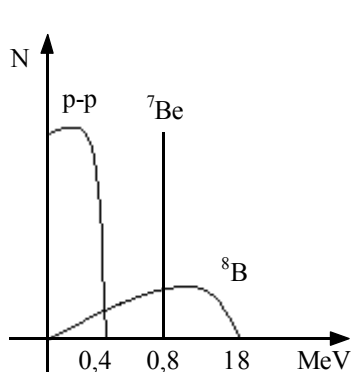


Figura 1

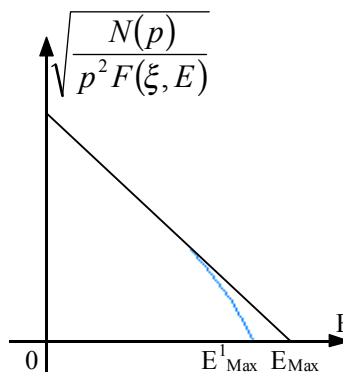
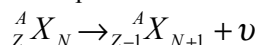
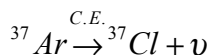


Figura 2

Il primo studio sui neutrini è stato fatto studiando i neutrini dal Sole e gli antineutrini da impianti nucleari; sfruttando lo Standard Solar Model si è ottenuto un valore molto diverso rispetto al numero di neutrini che effettivamente arrivano (se ne è misurato infatti solo un terzo di quelli aspettati). Il problema ora è quello di stabilire se è sbagliato lo Standard Solar Model (cosa che sembra piuttosto improbabile) oppure se il neutrino ha massa non nulla e quindi si trasforma in qualcosa d'altro, oppure ancora se il neutrino interagisce con la materia di cui è composto il Sole stesso. La presenza dei neutrini è confermata dallo spettro continuo degli elettroni emessi nel decadimento β . Facendo riferimento al grafico di figura 2 notiamo una differenza teorica a seconda che si pensi che il neutrino abbia massa nulla o meno. Per valutare una eventuale differenza tra E_{Max} ed E^1_{Max} si usano energie piccole (ad esempio si fa riferimento allo spettro di 3H che presenta una E_{Max} attorno ai 18 keV). Gli errori sperimentali dovuti alla statistica rendono però difficile vedere la differenza tra i due andamenti; se il neutrino ha massa questa deve essere circa di 30 eV/c². Si può pensare di utilizzare un altro procedimento sfruttando una reazione a due corpi come la cattura elettronica del tipo:



L'energia di ν è ben definita in quanto studiando i raggi X si può valutare l'energia di eccitazione atomica e quindi, per differenza, l'energia del neutrino. Un esempio considera la relazione:



con:

$$Q = (m_{Ar} - m_{Cl})c^2 = 816 \pm 2keV$$

L'energia assorbita dai raggi X è di 2,8 keV e quindi Cl e il neutrino si spartiscono circa 813 keV. Tramite le misure sperimentali si arriva a misurare la T_R di Cl che è di $9,58 \pm 0,18$ eV e quindi:

$$p_R = \sqrt{2mT_R} = 812 \frac{keV}{c}$$

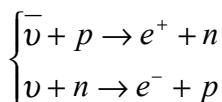
Se ν avesse massa nulla si dovrebbe avere:

$$|p_R| = |p_\nu|$$

da cui:

$$E_\nu = cp_\nu$$

Anche in questo caso si ha però un limite e non una misura effettiva. Si deve dunque studiare la massa in modo diverso. Con un reattore nucleare da 1000 MW si possono ottenere fino a $4,8 \cdot 10^{20}$ neutrini al secondo. Ad una distanza di circa 10 m si trovano circa 10^{13} neutrini per cm²s. Le reazioni indotte dal neutrino sono le seguenti:



dette anche reazioni inverse del decadimento β . Soffermandosi sulla prima reazione (che è stata quella effettivamente utilizzata) si ha, per quanto riguarda la sezione d'urto, che:

$$Q < 0$$

e quindi l'energia del neutrino deve essere maggiore di una soglia di circa 1,8 MeV. Si esprime allora la sezione d'urto come il rapporto tra la velocità di reazione per atomo bersaglio e il flusso di particelle incidenti:

$$\sigma = \frac{2\pi}{\hbar} g^2 |M_R|^2 \frac{4\pi E p}{c^2 c (2\pi\hbar)^3}$$

Essendo una transizione permessa si ha:

$$|M_{fi}|^2 = 2$$

si ottiene:

$$\sigma = \frac{2g_F E p}{\pi \hbar^4 c^3}$$

Siccome si è detto che la soglia è di circa 1,8 MeV, si può scegliere un'energia di 2,5 MeV che porta ai seguenti valori:

$$\begin{cases} T_e = 0,7 \text{ MeV} \\ E_e = 1,211 \text{ MeV} \\ p_e = 1,098 \frac{\text{MeV}}{c} \end{cases}$$

dai quali si ricava:

$$\sigma = 4,99 \cdot 10^{-20} \text{ b}$$

Il libero cammino medio in acqua per ν da 2,5 MeV è di circa $1,5 \cdot 10^{21}$ cm ovvero 1500 anni luce e quindi i neutrini sono molto difficili da rilevare.