

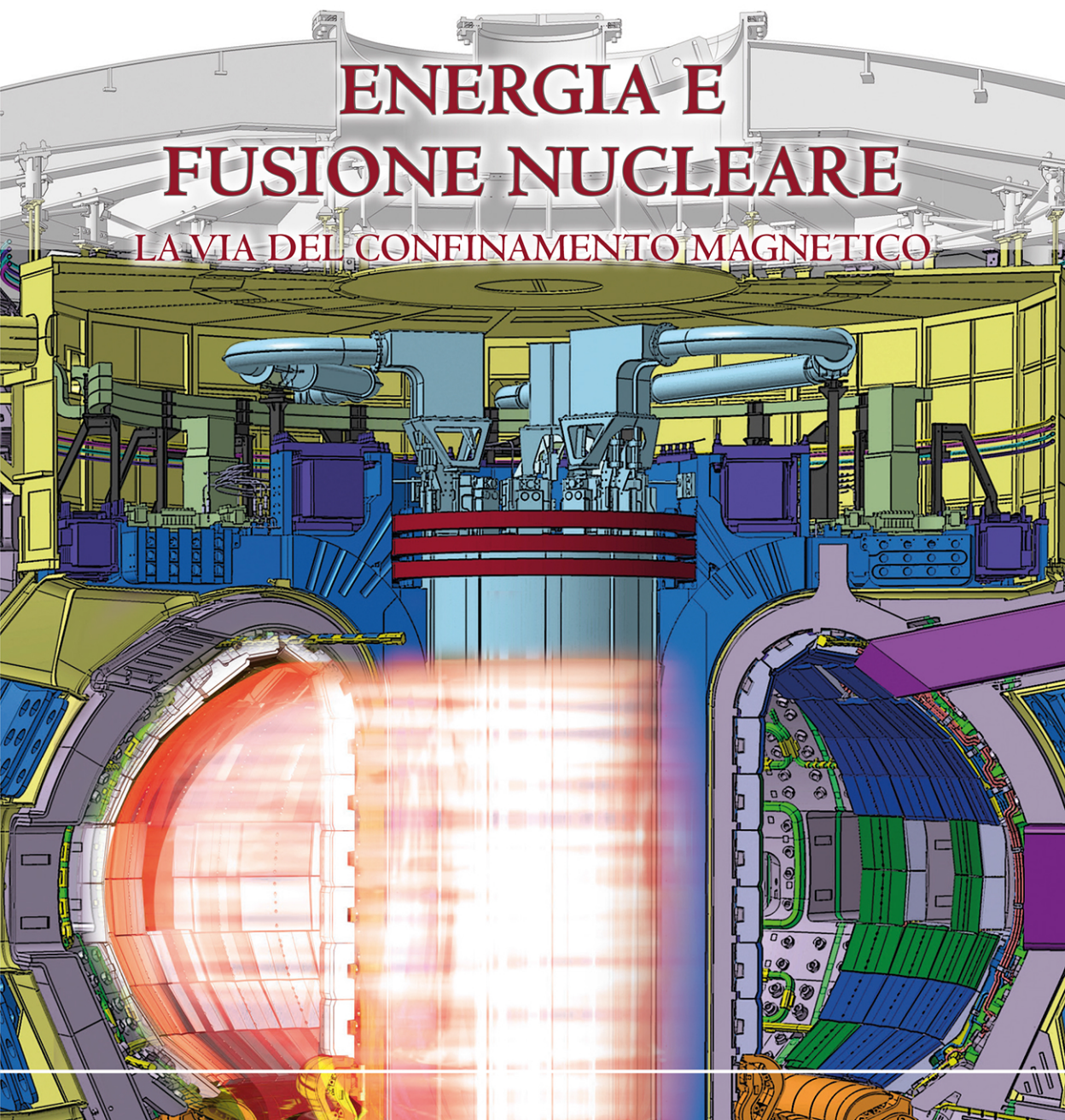
SUPPLEMENTO
GIORNALE
DI FISICA

volume 57 2016

6

Serie Speciale L'ENERGIA NELLA SCUOLA

**ENERGIA E
FUSIONE NUCLEARE**
LA VIA DEL CONFINAMENTO MAGNETICO



Suppl. 1

vol. 57

2016

GIORNALE DI FISICA

della
Società Italiana di Fisica

Serie Speciale L'ENERGIA NELLA SCUOLA
numero 6

ENERGIA E FUSIONE NUCLEARE LA VIA DEL CONFINAMENTO MAGNETICO

A cura di P. Platania, W. Bin, A. Cremona, L. Figini,
S. Garavaglia, M. Lontano e A. Moro



Società Italiana di Fisica

Bologna

Copyright © 2016, Società Italiana di Fisica

Tutti i diritti sono riservati. Nessuna parte di questo volume può essere riprodotta in qualsiasi forma o con qualsiasi mezzo, elettronico, meccanico, per fotocopia o con altri procedimenti senza previa autorizzazione scritta dell'editore.

DOI 10.1393/gdf/i2016-10246-9

Produzione a cura dello Staff Editoriale della SIF

In copertina: Schema del reattore ITER – elaborazione grafica di Simona Oleandri
(Fonte: ITER Organization)

Pubblicato da
Società Italiana di Fisica
Via Saragozza 12, 40123 Bologna-Italy
<http://www.sif.it>

Proprietà Letteraria Riservata
Printed in Italy

SOMMARIO

Prefazione	5
1. LA SFIDA DELLA FUSIONE	7
2. IL PROBLEMA SCIENTIFICO	11
2.1 I principi della fusione termonucleare controllata	11
2.1.1 Le reazioni di fusione	11
2.1.2 Il quarto stato della materia: il plasma	12
Box 1: Il plasma come quarto stato della materia	13
Approfondimento: Come si comporta un plasma?	14
2.1.3 La fusione: come avviene nelle stelle...	16
2.1.4 ...e come viene realizzata in laboratorio	17
Box 2: La sezione d'urto e la reattività	21
2.1.5 Il bilancio di potenza in un plasma da fusione: come produrre più energia di quella immessa nel sistema	24
Approfondimento: Le perdite per irraggiamento in una stella e in un plasma da laboratorio	25
Approfondimento: Il criterio di Lawson	27
2.2 Il confinamento del plasma	28
2.2.1 Il confinamento tramite campi magnetici	29
2.2.2 Un breve cenno alla tecnica alternativa del confinamento inerziale	34
2.3 Il riscaldamento del plasma	36
2.3.1 Iniezione di atomi neutri	37
2.3.2 Irraggiamento con onde elettromagnetiche	37
2.4 L'isolamento termico del plasma	38
2.4.1 Trasporto classico (collisionale)	39
2.4.2 Trasporto neoclassico (collisionale in geometria tokamak)	39
2.4.3 Trasporto anomalo e turbolenza	40
Approfondimento: Leggi empiriche per il tempo di confinamento dell'energia termica	40

3. LA “SCOMMESSA” TECNOLOGICA	42
3.1 Il reattore termonucleare	42
3.1.1 Schema di principio e ciclo del combustibile	42
Approfondimento: Produrre trizio all'interno del reattore	45
3.1.2 Materiali funzionali e materiali strutturali	46
Box 3: La ricerca sui materiali	47
3.1.3 Sicurezza intrinseca	47
3.1.4 Attivazione dei materiali	48
3.2 L'interazione plasma-parete	49
3.2.1 Il problema dello smaltimento della potenza termica	50
3.2.2 Il bordo del plasma	51
3.2.3 Il divertore	52
Approfondimento: Rischi per l'integrità della parete e scelta dei materiali	53
4. L'EVOLUZIONE DELLE RICERCHE SULLA FUSIONE	57
4.1 Lo sviluppo delle macchine a confinamento magnetico	57
4.1.1 Dalla conferenza di Ginevra del 1958 ad oggi	57
Box 4: Atomi per la pace	58
4.1.2 I primi tokamak	60
4.1.3 Il JET	64
4.1.4 Le macchine italiane	67
4.2 Verso il reattore a fusione	70
4.2.1 ITER: il prototipo sperimentale di reattore	70
Approfondimento: Fasi di operazione in ITER	74
4.2.2 DEMO: il prototipo di reattore commerciale	76
4.2.3 Il programma europeo e il ruolo dell'Italia	77
Link utili a siti istituzionali e divulgativi sulla Fusione Termonucleare	
Controllata	80
Appendice. Glossario	81

PREFAZIONE

La fusione termonucleare è considerata una delle opzioni più valide per assicurare alle future generazioni una fonte di energia sicura, sostenibile per l'ambiente e praticamente inesauribile.

Le ricerche volte a sfruttare le reazioni di fusione a scopi pacifici ebbero inizio negli anni '50 negli USA (con il Progetto Matterhorn) e in Unione Sovietica e, nonostante l'atmosfera da "guerra fredda" presente in quegli anni, a partire dalla seconda Conferenza di Ginevra sull'Uso Pacifico dell'Energia Atomica (1958) in poi, tali ricerche hanno rappresentato e continuano a costituire un modello di aperta collaborazione internazionale. Nei centri di ricerca sovietici e statunitensi, in particolare, vennero gettate le fondamenta teoriche della Fisica del confinamento dei plasmi mediante campi magnetici. Da qui avrebbe preso avvio la successiva realizzazione di macchine di diverso tipo (tokamak, stellarator, reversed field pinch) per il confinamento dei plasmi in numerosi laboratori oltre che nei due Paesi capiscuola, anche in Europa, in Giappone e più recentemente in Cina, Corea del Sud e India.

In Europa, nel 1957 furono firmati i due Trattati di Roma, quello che costituiva la Comunità Economica Europea (CEE) e quello che dava vita alla Comunità Europea dell'Energia Atomica (Euratom), quest'ultimo con il compito di coordinare i programmi di ricerca dei Paesi Membri allo scopo di promuovere un uso pacifico dell'energia nucleare compresa quella da fusione.

L'Italia aderì all'Euratom, seconda dopo la Francia tra gli Stati Membri, nel 1960 tramite il Consiglio Nazionale Ricerche Nucleari (CNRN, oggi ENEA) e il suo Laboratorio Gas Ionizzati di Frascati, seguito negli anni '70 dal Consiglio Nazionale delle Ricerche (CNR) con i due laboratori di Milano e Padova. Più recentemente anche l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) ha iniziato a partecipare al programma europeo in settori di propria pertinenza. Successivamente al 1960 quasi tutti gli altri Paesi europei più la Svizzera si sono associati all'Euratom⁽¹⁾.

⁽¹⁾ Nel 2014, 26 paesi europei oltre alla Svizzera hanno firmato l'*EUROfusion consortium agreement* stipulato con la Commissione Europea per partecipare alle attività sulla fusione nell'ambito del Programma Quadro *Horizon 2020*: Austria, Belgio, Bulgaria, Croazia, Cipro, Repubblica Ceca, Danimarca, Estonia, Finlandia, Francia, Germania, Grecia, Ungheria, Irlanda, Italia, Lettonia, Lituania, Polonia, Portogallo, Romania, Slovacchia, Slovenia, Spagna, Svezia, Svizzera, Olanda e Regno Unito. (fonte: <https://www.euro-fusion.org/eurofusion/>)

Le ricerche sulla fusione termonucleare controllata a confinamento magnetico sono state coordinate in Europa dall'Euratom sin dall'inizio ed hanno beneficiato, oltre che dei finanziamenti degli Stati Membri, sia di quelli *ad hoc* nell'ambito dei vari Programmi Quadro europei, sia della costruzione di diverse macchine per la sperimentazione, la più importante delle quali è senza dubbio il JET in Gran Bretagna, aperte a tutti gli scienziati europei e non solo, sia infine della mobilità dei ricercatori tra i numerosi laboratori associati. L'Europa ha acquisito nel corso degli anni la leadership mondiale nel settore della fusione, e l'Italia si situa al secondo posto con la Francia e dopo la Germania per impegno nel comune programma fusione e per risorse con cui contribuisce ad esso.

Oggi ci troviamo all'inizio di una nuova era caratterizzata da due ambiziosi obiettivi da raggiungere, la realizzazione e lo sfruttamento scientifico del prototipo sperimentale di reattore a fusione, ITER, in costruzione in Francia e frutto di una vasta collaborazione internazionale, e la progettazione e la realizzazione di DEMO, prototipo di reattore commerciale, con l'obiettivo, previsto per la metà del secolo, di immettere la prima energia elettrica da fusione in rete.

La tempistica associata al raggiungimento di questi due traguardi e alla realizzazione dell'obiettivo finale rende le giovani e le future generazioni, i nostri figli e i figli dei nostri figli, non soltanto attori indispensabili al successo dell'intero programma ma anche primi fruitori dei suoi benefici.

Questo fascicolo, inserito nel Progetto "L'Energia nella Scuola" coordinato dalla Società Italiana di Fisica (SIF) e dalla Società Chimica Italiana (SCI), è rivolto soprattutto ai giovani con l'auspicio che esso riesca a stimolare curiosità e interesse verso le discipline della Fisica del plasma e della scienza e tecnologia della fusione termonucleare che d'altra parte, come si evincerà dalla sua lettura, hanno un carattere profondamente interdisciplinare e richiedono lo sviluppo di competenze fortemente trasversali e di frontiera e quindi potenzialmente generatrici di ricadute in numerosi altri settori della conoscenza e della tecnologia.

Maurizio G. Lontano

Direttore dell'Istituto di Fisica del Plasma "P. Caldirola"

Consiglio Nazionale delle Ricerche

1. LA SFIDA DELLA FUSIONE

Sfruttare le reazioni nucleari per produrre energia utilizzabile per scopi civili è l'obiettivo di un gran numero di fisici ed ingegneri impegnati (a partire dagli anni '50 del secolo scorso) nei migliori centri di ricerca e università di Paesi industrializzati e, negli ultimi decenni, anche di quelli in forte sviluppo economico.

Il Sole produce energia con lo stesso meccanismo. Nel suo nucleo, come in quello delle altre stelle, dove si trovano temperature di decine di milioni di gradi e densità della materia centinaia di volte superiori a quella dell'acqua, nuclei di idrogeno, ossia protoni, si uniscono, ovvero si “fondono”, per dare luogo a nuclei di elio (particelle α). È così che viene prodotta quell'enorme quantità di energia che, dopo essere stata trasportata verso la superficie della stella, viene irraggiata nello spazio.

Non è facile realizzare in laboratorio le condizioni fisiche estreme necessarie per produrre in maniera controllata un numero sufficiente di reazioni di fusione tale da generare più energia di quanta non ne venga spesa per sostenere l'intero processo. A questo scopo, dalla metà del secolo scorso gli scienziati si sono concentrati su due filoni di ricerca alternativi:

1. l'**approccio inerziale**, che consiste nel creare, per una frazione di tempo molto breve (dell'ordine dei milionesimi di secondo) condizioni simili a quelle che sussistono nel Sole o che si verificano durante un'esplosione termonucleare;
2. l'**approccio magnetico**, in cui si sfruttano le proprietà di un campo magnetico molto intenso di confinare in una regione di spazio ben definita e per un tempo sufficientemente lungo, un gas completamente ionizzato (detto plasma) in cui avvengono le reazioni di fusione.

In entrambi i casi la materia, costituita da una miscela di isotopi di idrogeno, durante la combustione nucleare si trova allo stato di plasma ossia di gas totalmente ionizzato. Sia che essa debba essere compressa a densità elevatissime (come nella fusione inerziale) sia che si trovi allo stato di gas (come nel caso della fusione magnetica) si tratta di realizzare un sistema fisico molto lontano dall'equilibrio termodinamico e quindi di difficilissima implementazione. Basti pensare, ad esempio, che il plasma deve essere riscaldato e mantenuto a temperature

di oltre cento milioni di gradi, affinché le reazioni di fusione producano energia netta, e che il suo contenitore materiale, situato a qualche metro di distanza dalla zona di combustione termonucleare, si trova a temperatura ambiente, se non a 4 gradi kelvin, come richiesto dall'uso di magneti superconduttori nell'approccio magnetico.

Oltre a questi enormi gradienti di temperatura, numerose instabilità del plasma stesso rendono estremamente difficile la realizzazione in laboratorio delle condizioni necessarie alla produzione continua di energia come richiesto ad un reattore; tra queste ricordiamo il processo di compressione del combustibile nella fusione inerziale o la presenza di correnti elettriche che fluiscono nel plasma (con ampiezza che va da centinaia di migliaia e decine di milioni di ampère) della fusione magnetica.

Molte altre sono le sfide da affrontare per risolvere problematiche di Fisica e di tecnologia necessarie a dimostrare la fattibilità scientifica e tecnologica dell'energia da fusione; ad esempio, nel caso dell'approccio magnetico, ma per alcuni aspetti comuni anche alla fusione inerziale, di particolare criticità è il problema degli enormi carichi termici, che potranno raggiungere valori dell'ordine delle decine di MW al m², previsti sulla prima parete del reattore e in particolare sul divertore (principale elemento strutturale degli impianti a confinamento magnetico che consente lo "scarico" verso l'esterno delle "ceneri" della combustione, ossia i nuclei di elio termalizzati) e il problema della qualificazione di materiali in grado di tollerarli senza esserne danneggiati; a questo si aggiunge la necessità di sviluppare materiali a bassa attivazione in grado di sopportare l'intenso flusso di neutroni che sarà prodotto dalle reazioni nucleari.

Nell'approccio magnetico l'esperimento di punta nelle prossime due decadi sarà il prototipo sperimentale ITER, in corso di costruzione in Francia nell'ambito di una grande collaborazione internazionale. Esso dovrà raggiungere condizioni in cui il riscaldamento del plasma dovuto alla termalizzazione delle particelle alfa (α) prodotte dalle reazioni nucleari sia dominante rispetto a quello realizzato mediante i sistemi esterni, e il suo obiettivo sarà di dimostrare che produrre energia da fusione è realizzabile sia dal punto di vista scientifico che da quello tecnologico.

Nell'approccio inerziale, vi sono attualmente due maggiori installazioni sperimentali operanti sia per applicazioni energetiche sia, in misura maggiore, a scopi militari: il Laser Megajoule (LMJ) in Francia, il National Ignition Facility (NIF) in USA. Inoltre, è stato avviato un ambizioso progetto europeo (HiPER) per la costruzione di una installazione laser su grande scala con lo scopo di dimostrare la produzione di una quantità rilevante di energia elettrica da fusione.

In questo opuscolo divulgativo ci si concentrerà sulla fusione a confinamento magnetico. Il suo sviluppo, a differenza di quanto accaduto per l'approccio inerziale, è stato caratterizzato sin dagli anni '60 del XX secolo da una forte collaborazione tra tutti gli Stati impegnati nelle ricerche; si è quindi realizzato fin da subito un intenso scambio di ricercatori tra i laboratori coinvolti e la produzione e la libera divulgazione di numerose pubblicazioni e presentazioni di risultati importanti a congressi internazionali.

Al contrario, le possibili applicazioni in campo militare dei regimi fisici della materia ultra compressa ad alte temperature, simili a quelli che si producono in una esplosione termonucleare, ha reso più difficoltosa la circolazione di informazioni sui risultati delle ricerche nell'ambito inerziale nella comunità scientifica internazionale.

Da un punto di vista più generale, è interessante osservare che la Fisica dei plasmi, che studia una moltitudine di processi complessi affrontati quotidianamente dai ricercatori impegnati nella fusione, ha numerosissime altre applicazioni. Hanno beneficiato degli studi condotti sui plasmi alcuni campi dell'astrofisica e della Fisica dell'atmosfera; ricadute interessanti si sono verificate nello sviluppo delle torce a plasma, nel trattamento superficiale dei materiali, nella propulsione spaziale, nello sviluppo di acceleratori compatti di particelle cariche, fino ai settori industriali e biomedicale, per citare solo alcuni casi.

Il plasma rappresenta un paradigma di un sistema costituito da un grandissimo numero di corpi (le particelle cariche), mutuamente interagenti tra di loro attraverso forze a lungo raggio (i campi elettrici e magnetici prodotti dalle cariche stesse in moto), e in generale sotto l'azione di forze esterne. È pertanto un ambito ricco di fenomenologia e per ciò stesso di complessità la cui comprensione costituisce una sfida molto impegnativa per le migliori menti.

Per portare a compimento con successo il progetto Fusione, dato il suo estendersi su un arco di tempo di alcune decadi, è necessario poter contare su un solido programma di formazione di giovani ricercatori nei settori della Fisica del plasma e della scienza della fusione. Solo così si potrà guardare con ragionevole fiducia ad un futuro in cui le prossime generazioni potranno fare affidamento su di una fonte di energia praticamente inesauribile, sicura, continua e priva di emissioni di CO_2 .

2. IL PROBLEMA SCIENTIFICO

2.1 I principi della fusione termonucleare controllata

2.1.1 Le reazioni di fusione

Negli esperimenti di laboratorio volti a rendere possibile la produzione di energia da fusione, così come avviene all'interno delle stelle, le reazioni di fusione nascono dalle collisioni tra nuclei atomici veloci che sono presenti in un gas a temperatura molto elevata (~15 milioni di gradi kelvin (K) nel Sole, da 100 a 200 milioni di K in laboratorio, ma con densità di materia molto diverse nei due casi).

Queste condizioni estreme sono rese necessarie dall'esigenza che i nuclei, carichi positivamente e quindi soggetti a repulsione elettrostatica, abbiano energia cinetica sufficiente da poter giungere ad una distanza relativa tale da far prevalere le forze nucleari per formare un nucleo di un elemento più pesante.

In una reazione di fusione, la massa totale a riposo⁽²⁾ M_p dei prodotti della reazione è minore della massa totale a riposo M_i dei nuclei interagenti. Secondo la celebre relazione di Einstein $E = mc^2$ (c è la velocità della luce nel vuoto, pari a circa $3 \cdot 10^8$ m/s) che stabilisce l'equivalenza tra massa m ed energia E , al "difetto di massa" $\Delta m = M_i - M_p$ corrisponde una variazione di energia del sistema durante il processo, $\Delta E = \Delta mc^2$: questa energia viene trasferita ai prodotti della reazione sotto forma di energia cinetica.

Reazioni di fusione in numero molto limitato avvengono anche quando l'energia cinetica media dei nuclei che collidono non è abbastanza elevata da permettere loro di superare la barriera repulsiva di potenziale elettrostatico: in una piccola percentuale di interazioni i nuclei superano però la barriera per un effetto tipico della meccanica quantistica che va sotto il nome di effetto tunnel. All'aumentare dell'energia cinetica media dei nuclei, ovvero

(²) La massa a riposo di un corpo è la massa misurata in un sistema di riferimento in cui il corpo è in quiete.

della loro temperatura ($E=3/2 k_B T$ dove E è in joule (J), k_B è la costante di Boltzmann pari a $1,3806 \cdot 10^{-23}$ J/K, T è in K), il numero di reazioni per unità di tempo cresce rapidamente e così l'energia da fusione prodotta.

2.1.2 Il quarto stato della materia: il plasma

In natura e negli esperimenti per la fusione termonucleare, reazioni di fusione tra atomi leggeri avvengono nella materia allo stato di plasma, sotto opportune condizioni di temperatura e densità. Un plasma è un gas ionizzato, ossia un gas in cui un certo numero di componenti, atomi o molecole, sono scissi in ioni ed elettroni, e comunemente ci si riferisce ad esso come al “quarto stato della materia”, oltre a solido, liquido e aeriforme (o gassoso) (vedi box 1). È di gran lunga la forma di materia visibile più diffusa nell'Universo di cui costituisce circa il 99%. I numerosi tipi di plasma che si incontrano in natura o sono prodotti in laboratorio possono essere classificati in base alla loro temperatura e densità, come in figura 1: ad es., il nucleo del Sole, la corona solare, la ionosfera, i fulmini, le aurore boreali, le lampade al neon, le scariche a radiofrequenza utilizzate in applicazioni industriali ed anche le fiamme.

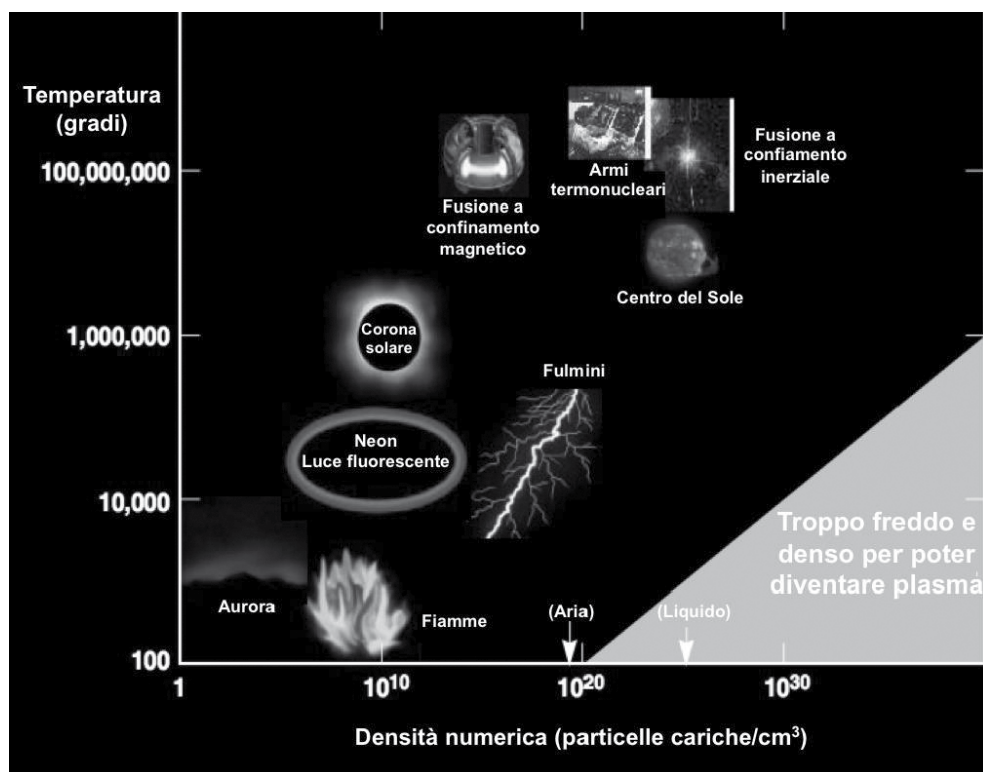


Fig. 1. – In natura esistono diverse tipologie di plasma, in un ampio intervallo di temperature (qui espresse in K) e densità (in elettroni per cm³) (figura riprodotta con permesso da Eliezer S. & Eliezer Y., *The Fourth State Of Matter - An Introduction To Plasma Science*, IoP Publishing, 2nd ed., ©IOPP, 2001).

Box 1: IL PLASMA COME QUARTO STATO DELLA MATERIA

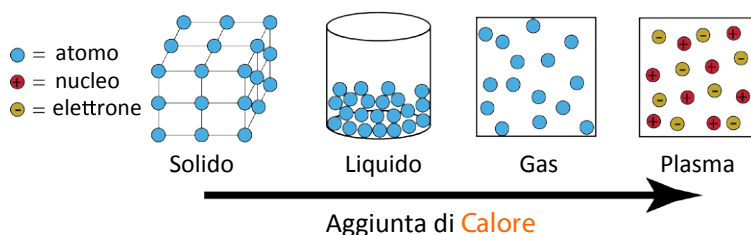
In natura la materia si presenta sotto diversi stati di aggregazione dipendenti dalla temperatura e caratterizzati da diverse proprietà fisico-chimiche macroscopiche dovute a loro volta ai legami chimici che tengono assieme i suoi costituenti elementari, ossia gli atomi e le molecole. In generale, se ad un materiale si cede o da esso si estrae energia termica (ossia lo si riscalda o lo si raffredda) si può provocare un cambiamento di stato fisico, a cui corrispondono differenti proprietà macroscopiche. Oltre agli stati di aggregazione più familiari, ossia solido, liquido e aeriforme, il più diffuso nell'Universo è proprio lo stato di plasma.

Con il termine di “plasma” si intende un gas totalmente o parzialmente ionizzato, cioè costituito da una miscela di elettroni liberi, ioni e specie neutre. Tranne che in casi particolari, un plasma è globalmente neutro ovvero in un volumetto macroscopico di plasma (ossia contenente un numero elevato di particelle cariche) la carica elettrica negativa totale associata agli elettroni uguaglia la carica elettrica positiva complessiva portata dagli ioni e dalle molecole ionizzate. Senza entrare nei dettagli dei processi di ionizzazione di atomi e molecole, vogliamo solo definire quali sono le energie in gioco. Per cominciare osserviamo che per strappare l'elettrone dell'atomo di idrogeno, H, a partire dal suo stato fondamentale, occorre cedere all'atomo circa 13,6 elettronvolt di energia. L'elettronvolt (eV) è appunto una misura di energia: 1 eV corrisponde all'energia che acquista un elettrone muovendosi tra due punti tra i quali c'è una differenza di potenziale di un volt (V) ed è pari a $1,6022 \cdot 10^{-19}$ J. D'altra parte l'energia di 1 eV corrisponde ad una temperatura (intesa come energia del moto termico) di circa 11604 K. È pertanto evidente che in generale i plasmi sono gas con particelle ad energie estremamente elevate, molto più alte di quelle raggiungibili con la combustione chimica convenzionale, come è anche mostrato dalla scala delle ordinate in figura 1. Per questo motivo in Fisica del plasma e nelle ricerche sulla fusione termonucleare si utilizzano l'eV e in suoi multipli (keV, MeV) come unità di misura della temperatura dei costituenti il plasma (elettroni, ioni).

Quanto sono ionizzati i plasmi rispetto ai gas ordinari? Nei vari tipi di plasma esistenti in natura o prodotti in laboratorio, il rapporto tra le concentrazioni degli ioni (n_i) e dei neutri (n_n) può assumere valori che possono spaziare di diversi ordini di grandezza a seconda delle densità e delle temperature in gioco. Il rapporto n_i/n_n varia nell'intervallo $10^{-6} - 10^{-1}$ per le scariche a radiofrequenza, mentre è un numero molto maggiore dell'unità per il nucleo del Sole, per il plasma che costituisce la corona solare e per i plasmi confinati magneticamente nei tokamak; questi plasmi possono quindi essere considerati completamente ionizzati (grado di ionizzazione $\alpha = n_i/(n_i + n_n) \approx 1$).

Le specie presenti in un plasma sono in genere caratterizzate ognuna da una temperatura propria; in alcuni plasmi, tra cui le stelle, i plasmi di interesse per la fusione, gli archi elettrici DC ad alta intensità la temperatura elettronica è confrontabile con quella ionica ($T_e \approx T_i$) e le due specie si trovano approssimativamente in una condizione di equilibrio termodinamico locale. Nei cosiddetti plasmi “freddi” invece la temperatura elettronica è molto maggiore di quella delle particelle pesanti (ioni e atomi neutri), come accade ad esempio nelle scariche a radiofrequenza a bassa pressione in cui gli elettroni tipicamente hanno temperature dell'ordine di 10000–50000 K, mentre ioni e neutri rimangono a temperatura ambiente, in equilibrio termico con le pareti. Sono plasmi freddi anche la ionosfera e le aurore boreali.

Stati della Materia



Raggio atomico $\sim \text{\AA}$ (10^{-10} m); Raggio nucleare $\sim \text{fm}$ (femtometro, noto anche come fermi, 10^{-15} m); elettrone considerato puntiforme. Fonte: tradotta da <http://sciencezoneja.wordpress.com/2013/11/24/states-of-matter/>

APPROFONDIMENTO: Come si comporta un plasma?

Il comportamento del plasma è sostanzialmente diverso da quello di un gas neutro. In quest'ultimo caso le forze di interazione tra gli atomi e le molecole sono a breve raggio d'azione, ovvero la distanza tipica di interazione è molto minore di quella interatomica. Atomi e molecole collidono tra loro in modo puntuale come palle da biliardo (collisioni di contatto) e le traiettorie tra due urti successivi sono costituite da segmenti rettilinei. Nel caso di un plasma invece ciascuna particella carica, oltre ad interagire con atomi neutri, interagisce anche con le particelle cariche attraverso campi elettrici coulombiani. Poiché il potenziale elettrostatico generato da una carica elettrica decresce lentamente (proporzionalmente a $1/r$) allontanandosi dalla sorgente, l'intensità dell'interazione della carica nel plasma si mantiene ad un livello non trascurabile anche a distanze molto maggiori delle dimensioni atomiche ed il suo raggio d'azione è limitato essenzialmente ad una distanza caratteristica chiamata lunghezza di Debye λ_D . Per definire tale lunghezza si consideri l'andamento del potenziale elettrico $\phi(r)$ generato da una particella puntiforme statica di carica q assunta come carica di prova. Nel vuoto il potenziale elettrostatico prodotto dalla carica è ben noto e assume la forma $\phi(r) = (1/4 \pi \epsilon_0)(q/r)$. Se la particella invece è immersa in un plasma le cariche di segno opposto si affolleranno intorno ad essa mentre quelle di ugual segno se ne allontaneranno (su scala microscopica il plasma non mantiene la sua neutralità elettrica) generando così una distribuzione spaziale di potenziale elettrostatico del tipo $\phi(r) = (1/4 \pi \epsilon_0)(q/r) e^{-r/\lambda_D}$; l'effetto complessivo sarà quindi una riduzione del valore di potenziale coulombiano di un fattore e^{-r/λ_D} rispetto al valore che avrebbe avuto nel vuoto. Le cariche si dispongono pertanto intorno alla carica di prova in modo da schermare esponenzialmente il potenziale elettrostatico generato da essa su una distanza dell'ordine $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 k_B T_e / e^2 n_e}$, dove k_B è la costante di Boltzmann mentre T_e ed n_e sono la temperatura e la densità numerica degli elettroni rispettivamente. Affinché l'effetto di schermo si manifesti, e quindi affinché un gas ionizzato possa essere considerato un plasma, è necessario che vi sia un elevato numero di particelle

schermanti nella sfera di Debye, ovvero λ_D deve essere molto maggiore della distanza media tra due cariche vicine ($\sim n^{-1/3}$) e molto minore delle dimensioni macroscopiche del plasma. All'aumentare della temperatura, oppure al diminuire della densità, λ_D aumenta e gli effetti collisionali diminuiscono: il comportamento del plasma tenderà ad essere dominato dalle interazioni con i campi collettivi dovuti ai moti ordinati delle particelle.

Entro una sfera di raggio λ_D dominano i processi di particella singola, con effetti importanti delle collisioni binarie; al di fuori di essa il comportamento di elettroni e ioni si descrive con una teoria di campo medio. In un plasma la risposta alle forze elettromagnetiche effettive agenti ha caratteristiche "collettive" di moto di gruppo con oscillazioni, schermaggio dei campi elettrostatici e propagazione di onde che non trovano equivalente nella dinamica di un gas neutro.

Come esempio di moto collettivo di particelle in un plasma si consideri il moto degli elettroni che ha origine da una perturbazione della neutralità di carica (su scala spaziale di lunghezza $> \lambda_D$): il campo elettrico dovuto alla carica spaziale tenderà a ristabilire la neutralità di carica originaria. Pertanto gli elettroni inizieranno ad oscillare in modo ordinato attorno alle loro posizioni imperturbate, corrispondenti alla situazione di neutralità, con una frequenza $\omega_{pe} = \sqrt{e^2 n_e / \epsilon_0 m_e}$ chiamata "frequenza di plasma" (ω_p è in realtà una frequenza angolare o pulsazione; la frequenza vera e propria è $f_p = \omega_p / 2\pi$). Affinché un gas ionizzato possa essere considerato un plasma, deve essere anche $\omega_{pe} > \nu_{en}$, dove ν_{en} è la frequenza di collisione degli elettroni con gli atomi neutri. Per un plasma fusinistico con $T_e = 150$ milioni di K e $n_e = 2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ si ha $\lambda_D \approx 6,4 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ e $f_{pe} = 1,3 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$.

Riassumendo, una qualsiasi particella carica in un plasma interagisce con le altre nelle seguenti modalità:

1. interazioni binarie (urti a due corpi) tra particelle cariche su distanze $\leq n^{-1/3}$ e tra particelle cariche e atomi neutri,
2. interazioni collettive coulombiane tra le particelle cariche,
3. interazioni elettromagnetiche di campo medio, dovute a moti ordinati di particelle.

La caratteristica del plasma di essere dominato da processi che coinvolgono interazioni collettive porta ad una definizione più quantitativa e precisa di questo stato della materia: si definisce plasma un gas ionizzato in cui è presente un gran numero di particelle cariche in una sfera di Debye, ossia con $n\lambda_D^3 \gg 1$ e tale che le sue dimensioni fisiche siano molto maggiori di λ_D . In particolare, in base alle considerazioni fatte finora, i plasmi di interesse per la fusione saranno completamente ionizzati e la loro dinamica sarà dominata da una risposta collettiva ai campi elettromagnetici. Inoltre, poiché la collisionalità tra elettroni e ioni diminuisce all'aumentare della temperatura, un plasma da fusione è un ottimo conduttore elettrico. Va notato che la conducibilità elettrica di un plasma ad alta temperatura è molto maggiore di quella del rame a temperatura ambiente, nonostante la sua densità di elettroni sia 8 ordini di grandezza inferiore: il ridotto numero di collisioni coulombiane elettrone-ione alle temperature e densità tipiche dei plasmi da fusione fa sì che la resistenza al flusso di corrente sia molto piccola e la conducibilità elettrica elevata.

2.1.3 La fusione: come avviene nelle stelle...

Le reazioni termonucleari costituiscono la sorgente principale di energia nelle stelle (vedi figura 2) e quindi hanno un ruolo molto importante nei processi astrofisici. All'interno delle stelle la temperatura e la densità della materia sono estremamente elevate così che in esse viene prodotto un gran numero di reazioni di fusione. Il principale costituente della materia stellare, l'idrogeno (H), viene convertito in elio (He), sprigionando una quantità enorme di energia termica, radiazione elettromagnetica, flusso di particelle (vento solare) e neutrini.

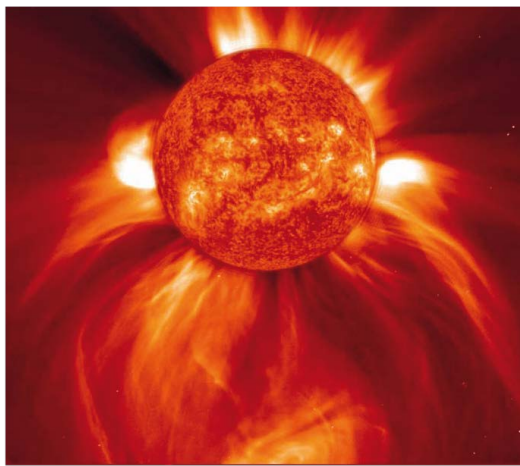


Fig. 2. – Immagine di una tempesta solare (8 gennaio 2002) presa da SOHO, Solar and Heliospheric Observatory. Durante l'eruzione miliardi di tonnellate di materiale sono stati emessi dalla corona solare a velocità di 100–1000 km/s. (Fonte: SOHO/LASCO Consortium, SOHO è un progetto internazionale di collaborazione tra ESA e NASA).

La serie di reazioni che da due nuclei di idrogeno (nucleo di ^1H = protone) conduce ad un nucleo di elio-4 (nucleo di ^4He = particella α , costituito da 2 protoni e 2 neutroni) attraverso la formazione di deuterio (^2H = D, isotopo⁽³⁾ dell'idrogeno) ed elio 3 (^3He , isotopo dell'elio) è detta catena protone-protone (p-p) ed è mostrata in figura 3. Le reazioni della catena p-p sono:

Primo passaggio: $^1\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{H} + e^+ + \nu + 0,42 \text{ MeV};$

Secondo passaggio: $^1\text{H} + ^2\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + \gamma + 5,49 \text{ MeV};$

Terzo passaggio: $^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + 2^1\text{H} + 12,86 \text{ MeV}.$

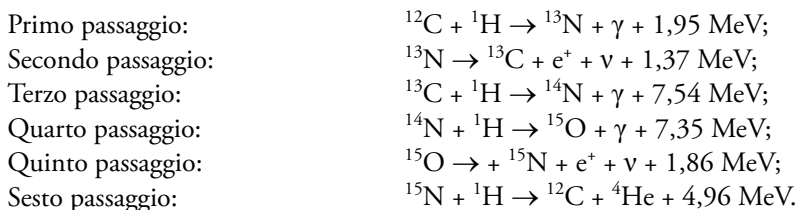
Inoltre l'annichilimento del positrone ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$) rende disponibili ulteriori 1,02 MeV di energia. Pertanto l'energia complessiva liberata per formare un nucleo di ^4He è $2 \cdot (0,42 + 1,02 + 5,49) + 12,86 = 26,72 \text{ MeV}$ di cui il 2% è persa perché trasportata dal neutrino ν .

In stelle di grande massa il cui nucleo raggiunge temperature di circa 16 milioni di K, è dominante la catena carbonio-azoto-ossigeno (CNO), nella quale partendo da 4 protoni si

⁽³⁾ Un isotopo di un elemento è un atomo il cui nucleo ha un uguale numero di protoni dell'elemento considerato (quindi stesso numero atomico Z) ma un numero diverso di neutroni.

ha la produzione di una particella α , due positroni e due neutrini (vedi figura 3).

Le reazioni della catena CNO sono le seguenti:



L'energia complessiva liberata è $25,03 + 2,04 = 27,07 \text{ MeV}$ di cui il 6% persa perché trasportata dai neutrini.

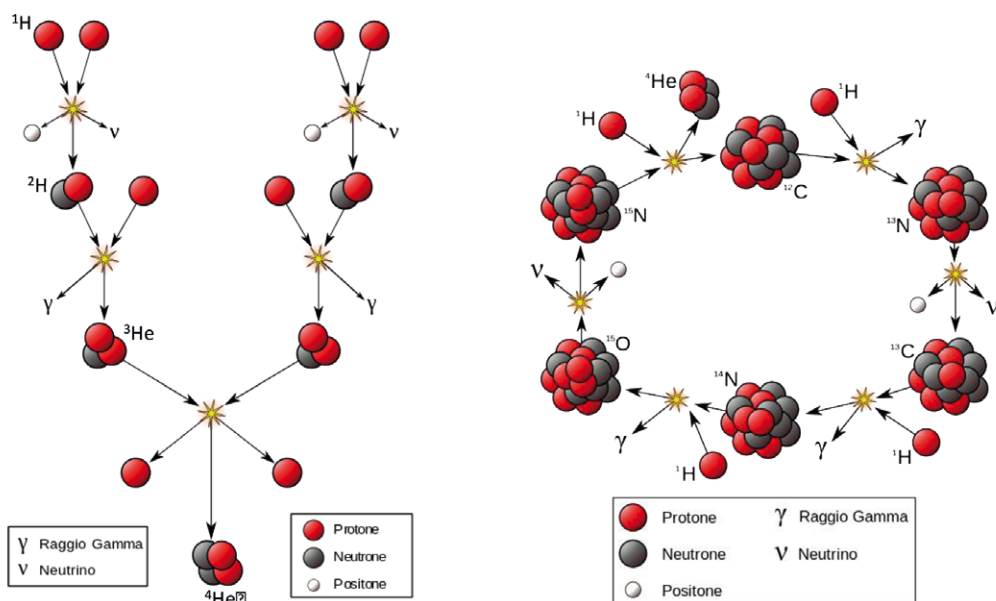


Fig. 3. – Schemi della catena p-p (sinistra) e CNO (destra). Fonti: http://it.wikipedia.org/wiki/Catena_protone-protone#/media/File:Fusion_in_the_Sun_it.svg
http://it.wikipedia.org/wiki/Ciclo_del_carbonio-azoto#/media/File:CNO_Cycle.svg

2.1.4 ...e come viene realizzata in laboratorio

È possibile riprodurre in laboratorio reazioni simili (non le stesse) in modo da poterne estrarre ed utilizzare la potenza liberata? Come ciò sia fisicamente, tecnologicamente ed economicamente possibile è ancora materia di indagine, ma la soluzione di questo problema permetterebbe di utilizzare gli elementi leggeri, presenti in grande quantità in natura, come sorgenti di energia pressoché inesauribili.

Le uniche reazioni utili sono quelle che coinvolgono due isotopi dell'idrogeno (le prime due nella Tabella I): il deuterio ($^2\text{H} = \text{D}$) e il trizio ($^3\text{H} = \text{T}$), uno con un neutrone e l'altro con due neutroni nel nucleo, rispettivamente (vedi figure 4 e 5).

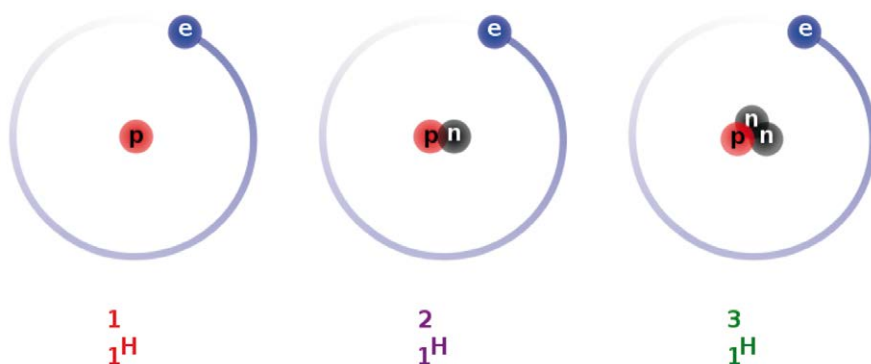


Fig. 4. – Isotopi dell'idrogeno: deuterio al centro e trizio a destra (p=protone, n=neutrone, e=elettrone).
Fonte: http://www.stukhtra.it/?attachment_id=5116

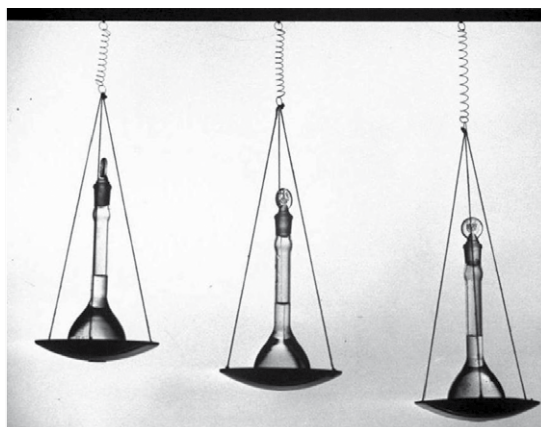


Fig. 5. – Una molecola di acqua è composta da due atomi di idrogeno ed uno di ossigeno (prima provetta). Nella seconda provetta l'idrogeno è sostituito da uno dei suoi isotopi, il deuterio. Atomi di trizio sostituiscono l'idrogeno nella terza provetta, la più pesante. Con questa immagine, Life Magazine spiegò ai suoi lettori il concetto di "isotopo pesante" nel Maggio 1950. Dal sito web dell'esperimento ITER (<http://www.iter.org/sci/fusionfuels>).

Il deuterio esiste nell'acqua, è una risorsa largamente disponibile e praticamente inesauribile. La sua concentrazione è un atomo su 6420 atomi di idrogeno, che significa che da un litro di acqua possono essere distillati 33 mg di deuterio.

Il trizio invece esiste in minima quantità in ambiente terrestre, perché radioattivo con tempo di dimezzamento⁽⁴⁾ di 12,4 anni. Esso però può essere prodotto da reazioni nucleari tra i neutroni prodotti dalle reazioni di fusione e i nuclei di litio di cui è costituito il mantello (detto blanket) che riveste la parete interna dei reattori D-T con la duplice funzione di

⁽⁴⁾ Alcuni isotopi naturali possiedono un nucleo instabile e pertanto si trasformano spontaneamente (decadono) in nuclei più stabili con emissione di particelle; tali isotopi sono detti radioattivi. Il tempo di dimezzamento (o di emivita) è quello necessario affinché la metà degli atomi di un campione dell'isotopo considerato decada in un altro isotopo.

moderatore di neutroni (cioè di rallentare i neutroni e prenderne l'energia) e generatore di trizio. Di litio si hanno riserve relativamente abbondanti; può essere estratto dalle rocce, in cui è presente nella misura di almeno 20 ppm (parti per milione), e dall'acqua degli oceani in cui la sua concentrazione è di 0,1 ppm.

Sia deuterio che litio sono quindi praticamente inesauribili.

Delle tre reazioni riportate in Tabella I, la reazione D-T (vedi figura 6) $^2\text{H} + ^3\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + n$ (con 17,6 MeV liberati sotto forma di energia cinetica dei prodotti risultanti) è quella scelta per la prima generazione di reattori. Essa infatti possiede una sezione d'urto (vedi box 2 e figura 7a) e una reattività (ossia la probabilità di reazione per unità di tempo e di densità del bersaglio; vedi figura 7b) più elevate alle temperature attualmente raggiungibili in laboratorio. Inoltre richiede una temperatura di lavoro, a cui il processo di fusione diventa conveniente in termini di guadagno netto di energia delle reazioni, più bassa rispetto a quella delle altre reazioni.

Tabella I: Reazioni di effettivo interesse per la fusione: accanto a ciascun prodotto di reazione è indicata l'energia con cui esso è generato. La reazione D-D ha il 50% di probabilità di dar luogo alla prima coppia di prodotti e il 50% di dar luogo alla seconda.

D + T	→	$^4\text{He}(3,5 \text{ MeV}) + n(14,1 \text{ MeV})$
D + D	→ (50%)	$^3\text{He}(0,82 \text{ MeV}) + n(2,45 \text{ MeV})$
	→ (50%)	$\text{T}(1,01 \text{ MeV}) + \text{p}(3,02 \text{ MeV})$
D + ^3He	→	$^4\text{He}(3,6 \text{ MeV}) + \text{p}(14,7 \text{ MeV})$

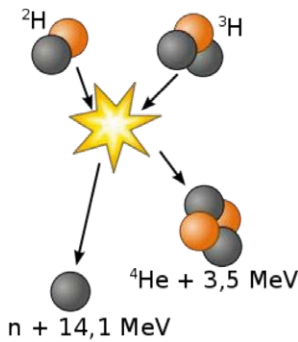


Fig. 6. – Nella reazione D-T si generano un nucleo di elio 4 (^4He) con energia 3,52 MeV ed un neutrone di energia 14,1 MeV. Fonte: http://it.wikipedia.org/wiki/Fusione_nucleare#/media/File:Deuterium-tritium_fusion_-_comma.svg

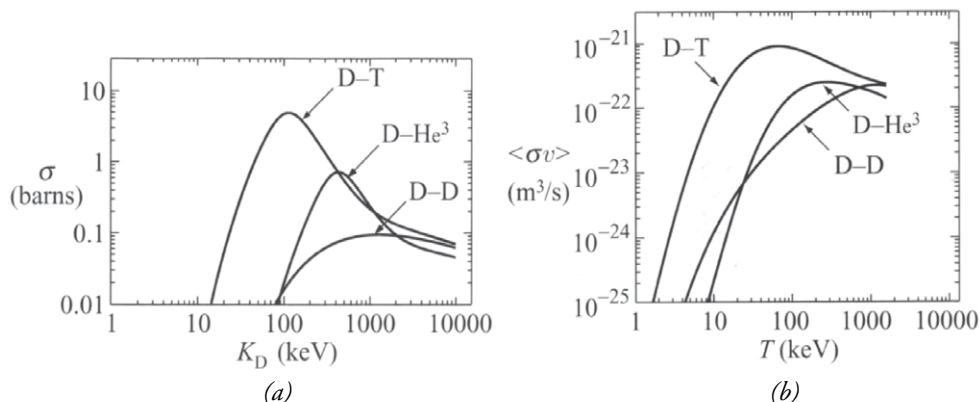
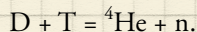


Fig. 7. – (a) Sezione d’urto per le tre reazioni D-T, D-D (totale), D-³He in funzione dell’energia cinetica del nucleo di deuterio ($K_D = m_D v_D^2 / 2$) (vedi box 2); (b) reattività $\langle \sigma_{ab} v \rangle$ (ove $a = D$ e $b = D, T, {}^3\text{He}$) delle tre reazioni in funzione della temperatura, ottenuto moltiplicando la sezione d’urto per il modulo della velocità relativa dei nuclei interagenti e mediando su una funzione di distribuzione delle velocità di tipo maxwelliano ($\propto \exp(-K_D/k_B T)$). La reazione D-T ha un tasso di reazione più elevato (qui le notazioni He³ e ³He sono equivalenti). (a) Riprodotto con permesso da S. Glasstone e R. Loveberg, “Controlled Thermonuclear Reactions”, R. E. Krieger Publishing, New York, 1975. (b) Riprodotto con permesso da J. Freidberg, “Plasma Physics and Fusion Energy”, Cambridge University Press, 2007, pp. 50-51, ©CUP, 2007.

Esercizio 1: Quanta energia viene prodotta dalla fusione di 1 g di miscela D-T con concentrazioni relative nella proporzione 50%-50%?

Calcoliamo dapprima il difetto di massa che si manifesta a seguito di una singola reazione



In termini di unità di massa atomica (uma⁽⁵⁾) i nuclei partecipanti alla reazione hanno le seguenti masse:

un nucleo di D $\rightarrow 2,01355$ uma ($3,34358 \cdot 10^{-27}$ kg)

un nucleo di T $\rightarrow 3,01550$ uma ($5,00736 \cdot 10^{-27}$ kg)

un nucleo di ⁴He $\rightarrow 4,00151$ uma ($6,64466 \cdot 10^{-27}$ kg)

un neutrone (n) $\rightarrow 1,00867$ uma ($1,67493 \cdot 10^{-27}$ kg)

La massa totale dei nuclei prima della reazione è di $M_{D+T} = 5,02905$ uma ($8,35094 \cdot 10^{-27}$ kg), mentre quella dei prodotti di reazione è $M_{\text{He}+n} = 5,01018$ uma ($8,31960 \cdot 10^{-27}$ kg); pertanto la massa mancante ammonta a $\Delta m = 0,01887$ uma ($0,03133 \cdot 10^{-27}$ kg).

Quest’ultima rapportata ad M_{D+T} dà la frazione percentuale di massa che si è convertita in energia, che vale 3,75‰. Quindi nella fusione di una quantità di miscela $m = 10^{-3}$ kg, $\Delta m = 3,75 \cdot 10^{-6}$ kg di massa vengono convertiti in energia.

Per quantificare tale energia, si usa l’equazione $\Delta E = \Delta m c^2$:

$$\Delta E = 3,75 \cdot 10^{-6} \text{ kg} \cdot (3 \cdot 10^8 \text{ m/s})^2 = 3,37 \cdot 10^{11} \text{ J}.$$

⁽⁵⁾ L’unità di massa atomica (uma) è definita come la dodicesima parte della massa del carbonio-12 (¹²C) e corrisponde a $1,66054 \cdot 10^{-27}$ kg.

Questa energia è equivalente all'energia sprigionata dall'esplosione di 100 tonnellate di tritolo, oppure all'energia che permetterebbe ad un essere umano di vivere per oltre 100 anni consumando 2000 kcal al giorno.

Pertanto il potere calorifico della reazione D-T risulta essere $\Delta E/m = 3,37 \cdot 10^{14}$ J/kg, che può essere confrontato con una stima approssimativa di quello della combustione del petrolio grezzo, valutabile in 40 MJ/kg.

Box 2: LA SEZIONE D'URTO E LA REATTIVITÀ

La sezione d'urto σ è una quantità utilizzata per descrivere un processo di interazione tra particelle, ha le dimensioni di un'area e si misura in barn ($1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$). Nel caso delle reazioni di fusione la sezione d'urto dipende dalla velocità relativa dei nuclei coinvolti. Se la velocità relativa tra il nucleo proiettile e il nucleo bersaglio è bassa, il tempo di interazione tra le due particelle sarà relativamente lungo ma la barriera di potenziale risulterà pressoché insuperabile; pertanto la sezione d'urto sarà molto piccola con tendenza ad aumentare al crescere della velocità relativa. Al contrario invece, quando la velocità relativa è estremamente elevata, è il tempo di interazione tra proiettile e bersaglio ad essere limitato, pertanto la probabilità di interazione sarà molto bassa e la sezione d'urto di nuovo molto piccola.

La sezione d'urto in funzione dell'energia relativa K può essere espressa mediante la seguente funzione:

$$\sigma(K) \approx c_1 \exp(-c_2 K^{-1/2})/K,$$

dove K è l'energia cinetica associata al moto relativo $K=1/2 v_{ab}^2 m_{ab}$, con $m_{ab} = m_a m_b / (m_a + m_b)$ detta "massa ridotta", m_a ed m_b masse dei due nuclei, v_{ab} è il modulo della velocità relativa $\mathbf{v}_{ab} = \mathbf{v}_a - \mathbf{v}_b$, c_1 e c_2 sono due coefficienti numerici costanti che dipendono dal tipo di reazione (D-T, D-D).

La dipendenza della sezione d'urto dall'energia relativa dei nuclei interagenti evidenzia in effetti un massimo (vedi figura 7a) in un intervallo di energie che determinerà a sua volta i valori di temperatura a cui occorrerà portare il plasma affinché avvengano abbastanza reazioni in modo da realizzare un bilancio di energia positivo.

A partire dalla sezione d'urto che descrive la probabilità del processo di fusione di due particelle cariche aventi velocità note, in presenza di un gran numero di ioni (con n_a e n_b si indicano le concentrazioni numeriche delle popolazioni ioniche che costituiscono il plasma) ciascuno dotato di una propria energia cinetica, è possibile ottenere l'informazione sul numero di reazioni che hanno luogo nel sistema per unità di tempo ed unità di volume, $n_a n_b \langle \sigma_{ab} v_{ab} \rangle$. Si introduce qui la reattività $\langle \sigma_{ab} v_{ab} \rangle$ ottenuta moltiplicando la sezione d'urto per il modulo della velocità relativa dei nuclei interagenti e mediando sulle loro funzioni di distribuzione che per un plasma all'equilibrio sono di tipo maxwelliano, ossia proporzionali a $\exp(-K/(k_B T))$.

Senza esplicitare i calcoli è possibile fare alcune considerazioni fisiche. Dalla figura 7a e dall'equazione scritta poco sopra, vediamo che nella regione delle energie cinetiche più basse (e quindi più facilmente realizzabili), la sezione d'urto cresce con l'energia, $\sigma(K) \propto \exp(-c_2 K^{-1/2})/K$ perché più è grande l'energia con cui avviene l'interazione maggiore è la probabilità di superare

la repulsione coulombiana. D'altra parte la distribuzione delle velocità diminuisce sensibilmente ad alte energie, perché per una data temperatura T il numero di particelle comprese in un intervallino di energie ΔK attorno ad un valore di $K \gg k_B T$ è esponenzialmente piccolo rispetto a quante ve ne sono nella regione termica, $K \approx k_B T$. Ci aspettiamo pertanto che, per una data temperature del sistema, esista un intervallo ristretto di energie δK , detto "Gamow window", degli ioni che parteciperanno effettivamente ai processi di fusione. In tale intervallo la funzione $G(K) = \text{costante} \exp(-K/k_B T) \exp(-c_2 K^{-1/2})/K$ presenterà un massimo assoluto per $K=K_0$, detto "Gamow peak". Basandosi su un approccio quantistico al problema del tunneling dei reagenti attraverso la barriera coulombiana, il fisico russo naturalizzato statunitense George Gamow (1904-1968) calcolò i valori approssimati dell'energia corrispondente al picco

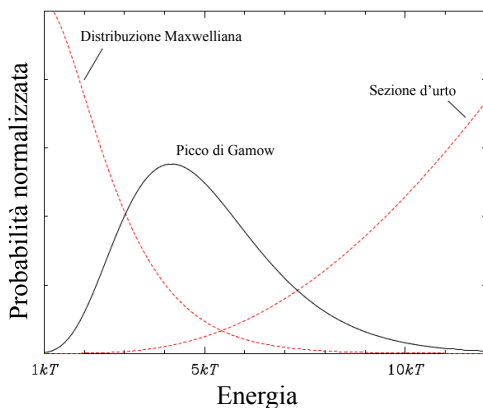
$$K_0 = \Gamma k_B T$$

e della larghezza della finestra

$$\delta K = (4/\sqrt{3}) \Gamma^{1/2} k_B T,$$

ove $\Gamma = [K_G/4 k_B T]^{1/3}$, $K_G = 2m_{ab}c^2 (\pi\alpha Z_a Z_b)^2$ è detta "energia di Gamow", $\alpha = 1/137,04$ è detta "costante di struttura fine", $A_{ab} = m_{ab}/m_p$, m_p è la massa del protone, c la velocità della luce nel vuoto.

Integrando la funzione $G(K)$ su tutti i valori di energia K (ossia calcolando l'area della superficie sottesa alla funzione) si ottiene il numero di reazioni per unità di tempo e per unità di volume al variare della temperature dei reagenti.



Il picco di Gamow è il risultato del prodotto della distribuzione di velocità (decrescente) delle particelle con quella (crescente) della sezione d'urto. Fonte: <https://andromedageek.wordpress.com/2015/02/01/the-gamow-window/>

Quanta potenza viene liberata nelle reazioni di fusione? Quanta rimane confinata all'interno del reattore? La densità di potenza o potenza specifica totale generata è data dal prodotto del numero di reazioni per unità di tempo e di volume per l'energia prodotta in una singola reazione

$$P_{ab} = c_{ab} n_a n_b \langle \sigma_{ab} v_{ab} \rangle W_{ab},$$

dove $c_{ab} = 1/2$ quando $a=b$ e $c_{ab} = 1$ quando $a \neq b$, n_a e n_b sono le densità numeriche dei

nuclei interagenti di specie a e di specie b rispettivamente, σ_{ab} è la sezione d'urto della reazione rappresentata in figura 7a, v_{ab} è il modulo della velocità relativa delle particelle, $\langle \sigma_{ab} v_{ab} \rangle$ la reattività già definita, dipendente dalla temperatura del plasma, e W_{ab} l'energia prodotta in una singola reazione di fusione. Di questa energia, solo la porzione trasportata dalle particelle cariche può rimanere all'interno di un reattore a confinamento magnetico, perché le particelle neutre abbandonano il plasma confinato e la loro energia viene assorbita nel mantello che lo circonda. La densità di potenza che rimane confinata nel reattore è data pertanto da

$$\tilde{P}_{ab} = c_{ab} n_a n_b \langle \sigma_{ab} v_{ab} \rangle W_0,$$

dove W_0 è l'energia dei prodotti carichi di fusione. Come esempio si consideri la reazione D-T:

$$\tilde{P}_{DT} = 5,61 \cdot 10^{-13} n_D n_T \langle \sigma_{DT} v \rangle_{DT} \text{ W/m}^3,$$

dove $\tilde{P}_{DT}$ è la densità di potenza associata alle particelle confinate e che quindi può essere ceduta attraverso le collisioni al plasma stesso, contribuendo al suo riscaldamento. Per $n_D = n_T = 0,25 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ e $T = 10 \text{ keV}$ ($\sim 10^8 \text{ K}$) la reattività $\langle \sigma_{DT} v \rangle$ vale $1,2 \cdot 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$, la densità di potenza prodotta vale $2,1 \cdot 10^5 \text{ W/m}^3$ e la densità di potenza trasportata dalle particelle α che rimane confinata nel plasma $4,2 \cdot 10^4 \text{ W/m}^3$, corrispondente al 20% dell'energia prodotta dalla reazione.

Si noti che, nel caso della reazione D- ^3He , i cui prodotti sono carichi, sarebbe possibile la conversione diretta della loro energia termica in energia elettrica, senza passare dal ciclo termodinamico richiesto dalla necessità di trasformare l'energia cinetica dei neutroni in energia elettrica.

La figura 8 mostra alcuni valori caratteristici delle densità di potenza $\tilde{P}$ per le reazioni D-D e D-T in funzione della densità dei nuclei di deuterio per diverse temperature.

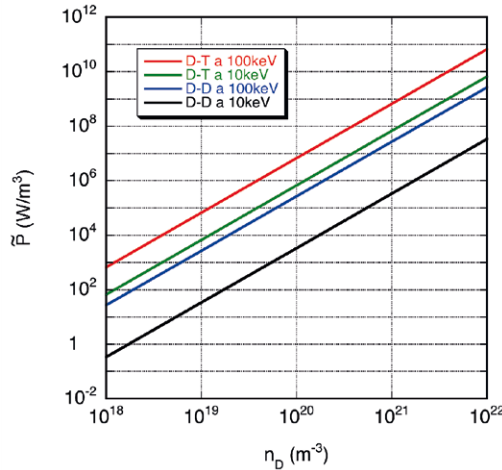


Fig. 8. – Alcune curve caratteristiche della densità di potenza $\tilde{P}$ per le reazioni D-T ($n_T = n_D$) e D-D in funzione della densità di deuterio.

2.1.5 Il bilancio di potenza in un plasma da fusione: come produrre più energia di quella immessa nel sistema

Affinché un numero utile di reazioni di fusione possa aver luogo in un reattore, una significativa quantità di energia deve essere immessa dall'esterno nel plasma confinato allo scopo di portarne l'energia media, cioè la temperatura, a valori compresi nell'intervallo 10-100 keV. Questo può essere fatto utilizzando diversi metodi di riscaldamento ausiliario che descriveremo più avanti. Il processo di produzione di energia è conveniente dal punto di vista del bilancio complessivo se la potenza prodotta dalle reazioni è superiore alla potenza introdotta nel sistema per realizzare le condizioni di plasma richieste.

Si indica con il fattore di guadagno Q il rapporto tra la potenza di fusione prodotta P_{out} e quella immessa nel sistema P_{in} , $Q = P_{out}/P_{in}$. Il criterio minimo da soddisfare è quindi $Q > 1$ ($Q = 1$ è chiamata condizione di break-even, vedi approfondimento a pagina 27. In realtà un reattore commerciale a fusione dovrà realizzare almeno $Q = 50$). Per valutare in quali condizioni ciò sia verificato, occorre formulare un bilancio di potenza considerando i meccanismi di perdita di energia che agiscono all'interno del plasma; infatti, supponendo di poter mantenere il plasma lontano dalle pareti del contenitore (pena il loro danneggiamento e il raffreddamento del plasma stesso), si verificano comunque perdite per emissione di radiazione elettromagnetica e per conduzione termica. Tali meccanismi dipendono dalla densità e dalla temperatura del plasma, che sono parametri fondamentali per il raggiungimento della condizione di break-even.

I principali meccanismi di perdita di energia per irraggiamento sono le emissioni di bremsstrahlung e di ciclotrone (vedi figura 9; della perdita di energia per conduzione si parlerà nel par. 2.2).

L'emissione di bremsstrahlung è dovuta all'accelerazione degli elettroni nel campo coulombiano degli ioni. È una sorgente ineliminabile di perdite di energia e determina quindi la temperatura minima a cui un reattore a fusione può funzionare, cioè quella che rende uguali l'energia depositata dalle reazioni all'interno del sistema e l'energia persa per bremsstrahlung (condizione di ignizione ideale).

L'emissione di ciclotrone (o di "sincrotrone") è dovuta all'emissione di energia da parte di particelle cariche che seguono traiettorie ad elica attorno alle linee di forza del campo magnetico (a causa della forza di Lorentz). La maggior parte di questa radiazione viene riassorbita dal plasma, quindi nel bilancio energetico può essere trascurata.

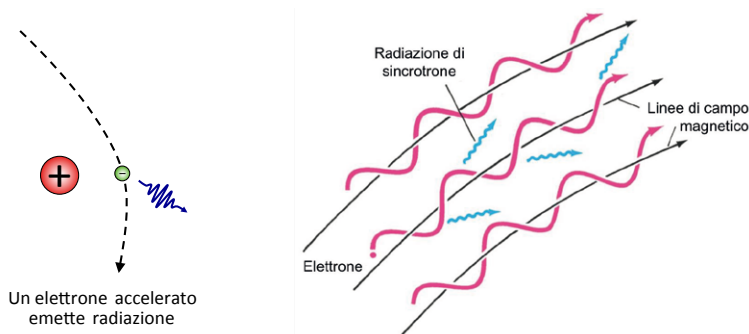


Fig. 9. – Sinistra: Emissione di radiazione per bremsstrahlung; destra: emissione di radiazione di sincrotrone.

APPROFONDIMENTO: Le perdite per irraggiamento in una stella e in un plasma da laboratorio

I meccanismi che governano gli stati stazionari che possono instaurarsi in un sistema dalle dimensioni molto grandi (ad es. in una stella) o in un plasma di laboratorio sono per diversi aspetti differenti. Innanzitutto, come abbiamo visto nei par. 2.1.3 e par. 2.1.4, le reazioni nucleari che producono l'energia da fusione sono diverse nei due casi, caratterizzate da reattività molto differenti. Ad esempio, la reazione protone-protone è caratterizzata da una reattività molto bassa, dovuta al fatto che nel primo passaggio (vedi par. 2.1.3) il decadimento di due protoni in un nucleo di D coinvolge un'interazione debole che trasforma un protone in un neutrone. La vita media che un protone trascorre nel nucleo del Sole senza fondersi in un D è di circa un miliardo di anni. È questo il motivo che permette ad una stella come il Sole di produrre energia in maniera pressoché costante per decine di miliardi di anni, piuttosto che esaurire il proprio combustibile nucleare in un periodo di durata molto più breve.

Un'altra differenza tra i due sistemi, come si può intuire, è legata alle dimensioni e più precisamente alla loro "opacità" alla propagazione della radiazione elettromagnetica prodotta in essi dagli elettroni (e in misura molto minore dagli ioni) in moto. Come abbiamo visto nel par. 2.1.5 gli elettroni in un plasma emettono radiazione essenzialmente a seguito di due tipi di processi: l'emissione di ciclotrone e l'emissione di bremsstrahlung.

In un sistema molto esteso, come può essere una stella, la radiazione prodotta ha modo di essere riassorbita completamente su una distanza λ_{rad} (mezzo otticamente opaco). In tal caso si raggiunge un equilibrio tra radiazione e plasma e il sistema irraggia verso l'esterno come un corpo nero (black body). Il flusso di radiazione dalla superficie è dato pertanto dalla legge di Stefan-Boltzmann

$$I_{bb} = \alpha T^4,$$

ove $\alpha = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$, e T è la temperatura del plasma espressa in gradi kelvin (K). Se il sistema è supposto sferico con raggio $R \gg \lambda_{rad}$, la potenza irradiata nello spazio circostante è

$$P_{rad} = 4\pi\alpha R^2 T^4.$$

D'altra parte l'energia prodotta dalle reazioni di fusione per unità di tempo e per unità di volume può essere scritta nella forma semplificata

$$p_{fus} = an_e^2 \langle \sigma v \rangle W,$$

ove a è una costante dimensionale, n_e la densità degli elettroni, $\langle \sigma v \rangle$ la reattività della reazione considerata (funzione della sola temperatura T), e W l'energia prodotta in una reazione di fusione. La potenza totale di fusione generata nel volume sferico di raggio R è quindi

$$P_{fus} = (4/3)\pi a W n_e^2 R^3 \langle \sigma v \rangle.$$

Eguagliando le espressioni delle due potenze in competizione, P_{rad} e P_{fus} , si ottiene il raggio compatibile con uno stato stazionario, sotto l'ipotesi di completa opacità del mezzo:

$$R_{sf} = \text{costante} \times (1/n_e^2)(T^4/\langle \sigma v \rangle)$$

Il valore molto piccolo della reattività per la reazione protone-protone e la forte dipendenza dalla temperatura assicurano che l'ipotesi formulata inizialmente che $R_{st} \gg \lambda_{rad}$ è soddisfatta anche per le densità elevate che si riscontrano nel nucleo del Sole.

Consideriamo ora un sistema di dimensione caratteristica L limitata come nel caso del plasma di un reattore a fusione. Trascuriamo per semplicità l'emissione di ciclotrone elettronica perché come abbiamo osservato questa viene facilmente riassorbita nel plasma stesso e quindi non causa perdite apprezzabili di energia. Al contrario la radiazione prodotta per bremsstrahlung, prevalentemente sotto forma di raggi X, costituisce una perdita ineliminabile di energia in quanto il plasma risulta completamente trasparente ad essa ($L \ll \lambda_{rad}$). In tal caso il sistema non è più all'equilibrio, la componente di particelle cariche e quella radiativa sono disaccoppiate, il plasma è un assorbitore poco efficiente e quindi anche un debole emettitore. Il campo di radiazione è pertanto molto più debole di quanto non sarebbe nel caso di un campo di corpo nero.

La potenza persa per unità di volume è

$$p_{Br} = bn_e^2 Z_{eff} T^{1/2},$$

ove b è una costante dimensionale che qui non è necessario specificare, $Z_{eff} = \sum (n_\ell Z_\ell^2 / n_e)$ rappresenta il valore medio ("efficace") della carica ionica del plasma, Z_ℓ è lo stato di carica degli ioni di specie ℓ che costituiscono il plasma e n_ℓ la loro densità numerica. Tra di essi vi sono i nuclei che partecipano alle reazioni di fusione (usualmente isotopi di idrogeno), ma più in generale possono essere presenti piccole frazioni di nuclei di elementi più pesanti (tipicamente He, Be, C, O, ma anche Fe, Mo, W, detti in gergo "impurezze") originate dall'interazione del plasma con gli elementi materiali affacciati ad esso. Il simbolo Σ indica che p_{Br} dipende dalla somma $n_\ell Z_\ell^2$ di tutti i contributi di ciascuna specie ionica ℓ .

Poiché in questo caso il plasma è trasparente alla radiazione X generata dalle collisioni degli elettroni con gli ioni, le perdite complessive per radiazione, a differenza del caso precedente, provengono da tutto il volume del plasma e non solo dalla sua superficie.

Nel caso ideale in cui le sole perdite di energia del plasma siano dovute alla radiazione di bremsstrahlung (avendo ipotizzato di essere in grado di azzerare le perdite per conduzione termica, pure molto importanti nei plasmi reali), eguagliando p_{fus} a p_{Br} , si ha

$$\frac{T^{1/2}}{\langle \sigma v \rangle} = \frac{aW_0}{bZ_{eff}}$$

ove il termine a sinistra è funzione della sola temperatura e quello a destra è una costante per una data reazione. Questa equazione determina la temperatura minima (detta anche "temperatura di ignizione ideale") al di sopra della quale occorre portare il plasma per realizzare un bilancio netto di energia.

EsPLICITANDO i conti si ottiene che per un plasma di isotopi di H senza impurezze ($Z_{eff} = 1$) con una densità elettronica di $5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ la temperatura di ignizione ideale per le reazioni D-T (50/50) e D-D vale circa 4 keV e 36 keV, rispettivamente.

Riuscire a mantenere un valore di Z_{eff} quanto più possibile vicino all'unità è un obiettivo molto importante in quanto la presenza di impurezze in un plasma da fusione ha diversi effetti negativi: innanzitutto a parità di densità elettronica diluisce la concentrazione dei

reagenti (ad es., nuclei di D e T); inoltre aumenta le perdite per bremsstrahlung raffreddando gli elettroni; infine la presenza di impurezze localizzate al bordo del plasma può indurre instabilità (disruptions) che portano alla terminazione della scarica di plasma. A parità di concentrazione, la presenza di impurezze di elementi leggeri (He, Be, C, O) costituisce un problema molto meno critico rispetto a quella di impurezze a più alto valore di Z (Fe, Mo, W). Inoltre si è osservato sperimentalmente che in un plasma confinato magneticamente, operare a densità più elevate aiuta a mantenere il valore di Z_{eff} prossimo all'unità.

Osserviamo che la condizione $p_{fus} > p_{Br}$ può anche essere riscritta come una disegualianza sul valore massimo che Z_{eff} può assumere per poter realizzare l'ignizione ideale.

Proprio allo scopo di poter controllare e minimizzare la presenza di impurezze nel plasma, le ultime generazioni di tokamak e stellarator sono provviste del dispositivo detto divertore, di cui si parlerà nel par. 3.1.

APPROFONDIMENTO: Il criterio di Lawson

La densità di potenza prodotta all'interno del plasma è $(P_{rad} + P_{cond} + P_{fus})$, dove P_{rad} è la densità di potenza di radiazione, P_{cond} quella persa per conduzione termica e P_{fus} la densità di potenza liberata dalle reazioni di fusione. Supponendo che una frazione η di questa potenza sia riconvertita in energia elettrica, con efficienza η_1 , e quindi utilizzata per cedere energia al plasma, con efficienza η_2 , la densità di potenza riutilizzata per mantenere il plasma in uno stato di equilibrio energetico (stato stazionario) è $\eta(P_{rad} + P_{cond} + P_{fus})$ con $\eta = \eta_1\eta_2$.

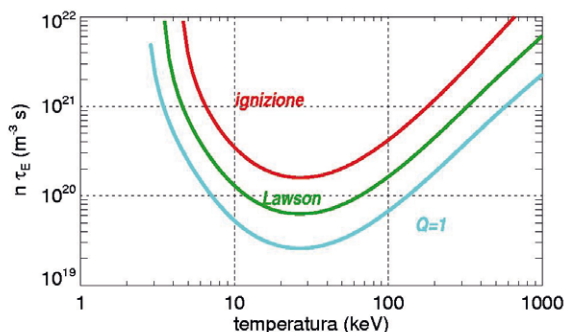
La condizione di break-even si scrive quindi $P_{rad} + P_{cond} = \eta(P_{rad} + P_{cond} + P_{fus})$ o equivalentemente $(1-\eta)(P_{rad} + P_{cond}) = \eta P_{fus}$. Se si esplicitano le espressioni delle densità di potenza in funzione di densità e temperatura si ottiene

$$n_e \tau_E \propto f(T, \eta),$$

dove la funzione f dipende solo dalla temperatura e dall'efficienza di conversione η .

La condizione di fusione $n_e \tau_E > f(T, \eta)$ prende il nome di criterio di Lawson (dal fisico inglese John Lawson che lo formulò nel 1957) e rappresenta il valore minimo del prodotto densità $\times$ tempo di confinamento dell'energia da superare per avere un guadagno netto di energia dalle reazioni di fusione. Dal grafico in figura si nota che il bilancio di potenza è favorevole nella zona sovrastante le curve, diverse a seconda dell'efficienza di conversione, con un minimo della funzione $f(T, \eta)$ nell'intervallo 15–40 keV.

Nella figura è mostrato anche l'andamento della cosiddetta curva di "ignizione". Essa rappresenta la condizione in cui il riscaldamento dovuto alle particelle α è tale da bilanciare esattamente le perdite per bremsstrahlung. Essa corrisponde ad una efficienza di conversione $\eta \approx 0,136$.



Andamento di $n\tau_E$ in funzione della temperatura per un plasma D-T. La curva verde è quella data dal criterio di Lawson per $\eta=0,3$, la rossa corrisponde al criterio di ignizione e l'azzurra a $Q=1$. Fonte: http://it.wikipedia.org/wiki/File:Lawson_curve.jpg

2.2 Il confinamento del plasma

Nelle stelle il plasma è confinato dall'intenso campo gravitazionale generato dall'enorme massa del corpo celeste. In laboratorio non è evidentemente possibile ricreare queste condizioni e pertanto occorre trovare altri metodi per contenere il plasma in una regione di spazio ben definita in cui produrre le reazioni di fusione e da cui estrarre l'energia da convertire in elettricità.

Inizialmente vennero proposti diversi schemi di interazione tra atomi di isotopi di H per lo più basati sull'uso di acceleratori che producevano fasci di particelle veloci (es. D) che venivano indirizzate su bersagli contenenti altri reagenti (es. D o T). Semplici considerazioni energetiche mostrarono però che gran parte dell'energia del fascio incidente veniva spesa nella ionizzazione degli atomi costituenti il bersaglio o nella deflessione delle particelle incidenti senza produrre un numero apprezzabile di reazioni di fusione.

Anche la collisione di due fasci di particelle accelerate (di solo D, oppure uno di D ed uno di T) venne scartata, da un lato per la densità limitata degli ioni dei fasci che si è in grado di realizzare, dall'altro perché la probabilità che le particelle interagenti subiscano semplicemente una deflessione della propria traiettoria è molto più elevata di quella di un evento di fusione.

Si optò pertanto per sistemi che utilizzassero plasmi ad alta temperatura, ossia gas già completamente ionizzati, in maniera da eliminare le perdite di energia nella separazione degli elettroni dai propri nuclei. Inoltre plasmi di densità sufficientemente elevate avrebbero garantito l'instaurarsi di un equilibrio termico tra le componenti (elettroni e ioni) con velocità distribuite isotropicamente e su un intervallo di valori sufficientemente ampio da permettere ad una parte dei reagenti di avere una probabilità non trascurabile di superare la barriera repulsiva coulombiana e di fondersi sprigionando energia (da qui il nome di "Fusione Termonucleare").

Si presenta quindi il problema di confinare il plasma caldo in una regione di spazio delimitata da un contenitore materiale opportuno senza che esso venga a contatto con le sue pareti.

L'eventuale contenitore deve essere tenuto a temperature ragionevolmente basse al contrario del plasma che deve essere portato a temperature di alcune centinaia di milioni di gradi: in tali condizioni il contatto porterebbe ad un raffreddamento del plasma stesso e le pareti del contenitore verrebbero danneggiate.

A questo scopo, le due linee di ricerca maggiormente perseguite sono il confinamento del plasma tramite campi magnetici ed il confinamento inerziale (di quest'ultimo si faranno solo alcuni cenni in questo testo).

2.2.1 Il confinamento tramite campi magnetici

Il confinamento magnetico utilizza forti campi magnetici capaci di costringere il moto delle particelle cariche del plasma (reagenti e prodotti di reazione, come particelle α) ad essere confinato in una zona di spazio limitata. In un campo magnetico uniforme di intensità B ed in assenza di forze esterne, una particella di carica q e massa m esegue un moto ad elica attorno ad una linea di forza del campo (vedi par. 2.1.5) alla frequenza angolare $\omega_c = qB/mc$ e tende a restare sempre nelle sue vicinanze senza discostarsene apprezzabilmente: essa è libera di muoversi parallelamente al campo, ma è confinata in direzione perpendicolare entro una distanza pari al raggio dell'elica, r_L (raggio di girazione o di Larmor). Una particella dotata di una componente della velocità di rotazione perpendicolare alla direzione del campo magnetico $v_\perp$ ha un raggio di Larmor

$$r_L = mv_\perp / (|q|B).$$

In un plasma all'equilibrio con temperatura T la velocità può essere approssimata con la velocità media di agitazione termica $v_i = (k_B T/m)^{1/2}$ e pertanto il raggio di Larmor diventa

$$r_L = (mk_B T)^{1/2} / (|q|B).$$

Una stima della dimensione del raggio di girazione in un tipico plasma da fusione può essere utile alla comprensione. In un plasma di elettroni e ioni di massa m_i e carica Z_i , il raggio di Larmor elettronico è

$$r_e \approx 2,38 \cdot 10^{-6} \frac{T^{1/2} (\text{eV})}{B(\text{T})} \text{m},$$

quello ionico

$$r_i \approx 1,02 \cdot 10^{-4} \frac{A_1^{1/2}}{Z_i} \frac{T^{1/2} (\text{eV})}{B(\text{T})} \text{m},$$

che per $T = 10$ keV e $B = 10$ T danno, rispettivamente, $r_e \approx 2,4 \cdot 10^{-5}$ m e $r_i \approx 1,02 \cdot 10^{-3} \cdot (A_1^{1/2}/Z_i)$ m, ove le temperature sono misurate in eV secondo l'equazione $1 \text{ eV} = 1,1604 \cdot 10^4 \text{ K}$ (vedi box 1), il campo magnetico in tesla, e $A_i = m_i/m_p$.

Se le linee del campo magnetico sono parallele alla parete della camera che contiene il plasma, il flusso di particelle verso la parete viene apprezzabilmente ridotto e l'energia termica associata ad esse resta nella regione di confinamento (se si trascurano gli urti dovuti alle collisioni coulombiane).

Esercizio 2: Particelle cariche in campo magnetico e moti di deriva

Se in un campo magnetico uniforme B viene introdotta una particella di carica q_a , massa m_a e dotata di velocità iniziale $v_{\perp}$ perpendicolare a B , la forza che agisce su di essa (detta forza di Lorentz) vale $q_a B v_{\perp}$ e produce una accelerazione $a_{\perp}$ diretta perpendicolarmente sia a $v_{\perp}$ che a B . La particella segue pertanto una traiettoria curvilinea nel piano perpendicolare a B con accelerazione centripeta costante.

Il moto della particella avviene su una circonferenza il cui raggio r può essere determinato eguagliando la forza di Lorentz alla forza centripeta risultante:

$$q_a B v_{\perp} = m_a v_{\perp}^2 / r,$$

da cui

$$r = r_L = \frac{v_{\perp}}{(q_a B / m_a)} = v_{\perp} / \omega_{ca},$$

ove $f_{ca} = \omega_{ca} / 2\pi$ è la frequenza di ciclotrone delle particelle di specie a ed r_L è il raggio di Larmor.

La particella carica è quindi costretta a restare “agganciata” alla linea di forza attorno a cui ruotava all’inizio e la sua mobilità nel piano perpendicolare a B è limitata ad una distanza $2r_L$, almeno fintanto che non intervengono altri fattori a mutare il quadro fisico, come ad esempio le collisioni coulombiane con altre particelle cariche, la disomogeneità e la curvatura del campo magnetico, o la presenza di un campo elettrico E perpendicolare a B .

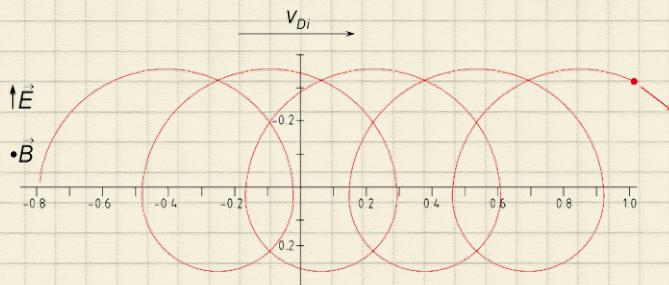
Una successione di collisioni della particella la fa “saltare” in maniera casuale su altre orbite circolari aventi centri che seguono un “random walk” che può portare la particella, dopo diversi urti, a colpire la parete del contenitore e quindi ad essere persa.

Gli altri effetti descritti invece provocano dei cosiddetti “moti di deriva”, sempre nel piano perpendicolare a B , che se non opportunamente controbilanciati possono incidere negativamente sulle proprietà di confinamento delle particelle cariche da parte della configurazione magnetica.

Consideriamo ad esempio la situazione in cui vi sia un campo elettrico E (nel piano del foglio) uniforme diretto perpendicolarmente a B (uscendo dalla pagina). La particella che supponiamo carica positivamente, nel suo moto di girazione dovuto alla forza di Lorentz, tenderà ad accelerare nella porzione di traiettoria che la porta a muoversi nella direzione di E , mentre subirà un rallentamento muovendosi nel verso opposto ad E . Come conseguenza il raggio di curvatura della traiettoria varierà lungo di essa (in figura, la traiettoria viene percorsa da sinistra a destra), essendo minimo in direzione opposta ad E (in basso nella figura), e massimo nella direzione di E (in alto nella figura).

Nel caso in cui $E \ll B$, la traiettoria risultante sarà una cicloide costituita dalla sovrapposizione di due moti: il moto circolare che si avrebbe in assenza di E e una lenta deriva costante perpendicolare sia ad E sia a B con velocità $V_{Da} = E/B$

molto minore di quella con cui viene percorsa la cicloide (approssimabile con la velocità termica v_{te}).



Si può facilmente verificare che la direzione del moto di deriva elettrica non dipende dal segno della carica e neppure dalla sua massa; esso pertanto dà luogo ad un moto di tutto il plasma trasversalmente a B .

Per poter stimare un valore caratteristico della velocità di deriva elettrica, consideriamo un valore tipico di campo elettrico che viene misurato nella zona periferica dei tokamak, $E = 10 \text{ kV/m}$, e un campo magnetico di 10 T . La velocità di deriva risulta $V_{Da} = 10^3 \text{ m/s}$ molto inferiore alle velocità termiche sia degli elettroni, $v_{te} = 4,2 \cdot 10^7 \text{ m/s}$, sia degli ioni (H) $v_{ti} = 9,8 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ con cui vengono percorse le traiettorie di Larmor.

Nelle macchine a confinamento magnetico, il campo B viene generato facendo fluire correnti elettriche in bobine poste attorno alla zona di confinamento del plasma e quindi alla camera che lo contiene. Se il contenitore è cilindrico ed il campo B uniforme, le traiettorie delle particelle, sebbene confinate trasversalmente, vanno però ad intercettare le due estremità chiuse della camera da vuoto causando la perdita di energia e il raffreddamento del plasma. Un modo per ovviare il problema è quello di creare l'effetto "specchio magnetico" (vedi figura 10) aumentando l'intensità del campo alle due estremità; per il principio di conservazione dell'energia cinetica e del momento magnetico, una certa classe di particelle cariche in moto longitudinale viene riflessa per particolari valori del campo e quindi rimbalza tra un'estremità del contenitore e l'altra. Ciò purtroppo non avviene per tutte le particelle cariche e quindi questo schema di confinamento, che può essere accettabile per piccoli esperimenti di laboratorio, si è rivelato poco soddisfacente per applicazioni alla fusione.

Una soluzione decisamente più vantaggiosa per limitare le perdite dovute alla dinamica delle particelle sembrerebbe quella del contenitore di forma toroidale che non ha estremità aperte: al suo interno le linee di forza sono circonferenze chiuse e ci si potrebbe aspettare un buon intrappolamento delle particelle cariche. In realtà, come accennato in precedenza, particelle cariche in un campo non uniforme sono soggette a moti di deriva trasversali che causano la perdita del loro confinamento. Per ovviare a tale problema è necessario che le linee di forza del campo magnetico non siano semplici circonferenze ma si avvolgano ad elica su superfici toroidali (figura 11).

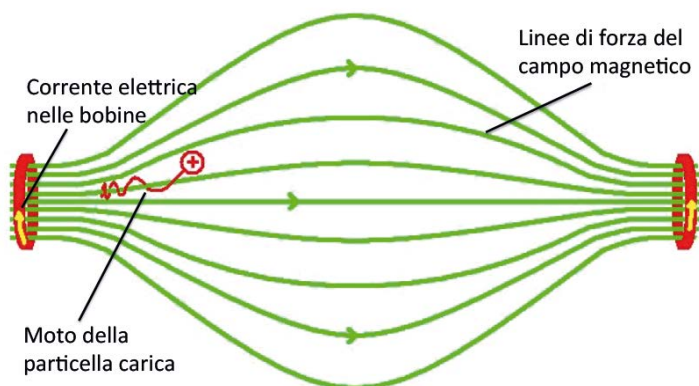


Fig. 10. – Due conduttori circolari chiusi (bobine) coassiali percorsi da corrente elettrica continua nella stessa direzione generano un campo magnetico nella regione di spazio compresa tra di essi le cui linee di forza appaiono come in figura. L'intensità del campo risulta massima in prossimità delle bobine e minima al centro della configurazione. L'effetto "specchio" fa sì che le particelle cariche (in figura cerchio rosso con segno +) vengano riflesse dalle regioni a campo magnetico più elevato; nel caso mostrato in figura la particella carica viene riflessa da sinistra verso destra. Fonte: figura tradotta da <https://www.quora.com/What-is-the-magnetic-mirror-effect-in-laymans-terms>

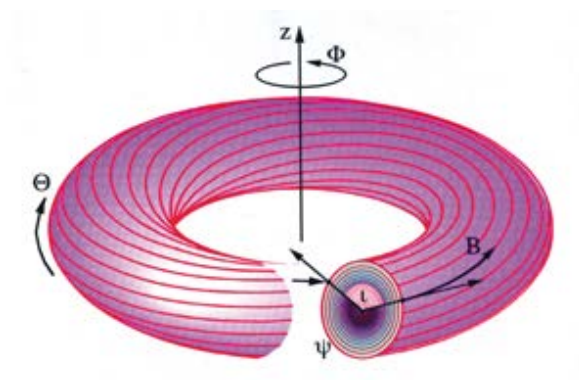


Fig. 11. – Rappresentazione delle linee di forza di B che si avvolgono ad elica sulle superfici magnetiche in un sistema toroidale. Sono mostrate le direzioni del campo toroidale Φ e poloidale Θ . Le linee di forza del campo risultante formano superfici di flusso Ψ contenute una nell'altra. Fonte: <https://www.differ.nl/node/2719>

Le configurazioni toroidali possono essere ottenute modificando la geometria circolare delle linee di forza mediante due diversi accorgimenti:

1. Attraverso l'applicazione di una corrente che fluisce nel plasma stesso in direzione toroidale, che genera un campo detto "poloidale" che si somma al campo magnetico toroidale. È questo il caso delle macchine chiamate tokamak (vedi figura 12).
2. Attraverso avvolgimenti esterni opportunamente sagomati percorsi da corrente; è questo il caso delle macchine chiamate stellarator (figura 13).

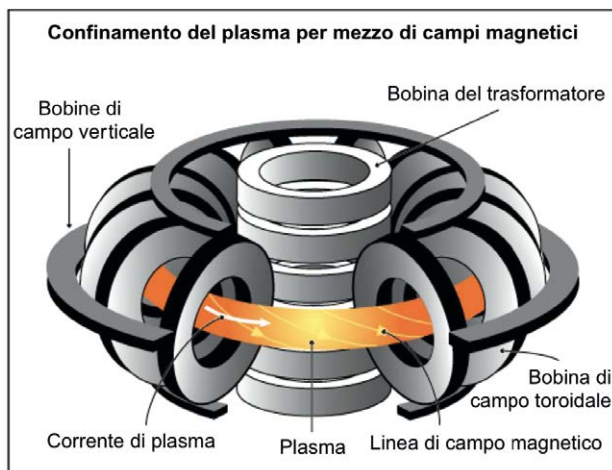


Fig. 12. – In una configurazione toroidale, le linee di forza del campo magnetico totale sono eliche che si avvolgono attorno al toro. Esse sono il risultato di un campo magnetico poloidale generato dalla corrente di plasma (indotta dal solenoide centrale) e di un campo magnetico toroidale generato dalle bobine magnetiche verticali. Fonte: <http://generalfusion.com>



Fig. 13. – Nel disegno è mostrata la forma del plasma (in fucsia) e delle bobine magnetiche (in grigio) in uno stellarator. La camera di tipo toroidale è completamente avvolta da bobine magnetiche che generano il campo elicoidale necessario al confinamento. Fonte: <https://www.euro-fusion.org/fusion/fusion-technology/types-of-fusion-machines/stellarators/>

Come è possibile far fluire una corrente nella spira chiusa rappresentata dal plasma nella configurazione tokamak? Il tokamak funziona come un trasformatore di cui il plasma rappresenta il circuito secondario nel quale una variazione monotona di corrente nel circuito primario, costituito da conduttori esterni, induce una forza elettromotrice che sostiene la corrente. Poiché non è possibile far fluire nel primario una corrente di intensità sempre crescente (o sempre decrescente) per un tempo illimitato, il funzionamento di un tokamak è intrinsecamente impulsato; questa caratteristica non è particolarmente attraente per un reattore che deve produrre energia in maniera continua e stabile. Tuttavia, come vedremo nel par. 2.3, a ciò si rimedia producendo corrente di plasma in maniera non induttiva mediante iniezione di radiofrequenza o di atomi neutri energetici.

Da questo punto di vista lo stellarator, macchina dal funzionamento non induttivo, in quanto sostenuto solo da correnti esterne, continua a meritare attenzione nonostante le sue prestazioni si siano dimostrate finora molto lontane da quelle del tokamak.

2.2.2 Un breve cenno alla tecnica alternativa del confinamento inerziale.

Nello schema di confinamento inerziale una miscela di deuterio-trizio allo stato liquido contenuta in una sferetta cava di alcuni millimetri di diametro viene bombardata con fasci laser ad altissima potenza (centinaia di terawatt per una decina di nanosecondi) o fasci di particelle energetiche distribuiti uniformemente sull'angolo solido, contemporaneamente da diverse direzioni, producendo sulla superficie del bersaglio un plasma in rapida espansione. Per reazione, la regione interna della sferetta contenente il combustibile D-T è soggetta ad una forte compressione verso il centro, che porta la densità ad assumere valori 1000–10000 volte superiori a quelli della materia solida e la temperatura a circa 100 milioni di K (vedi figura 14). In tali condizioni si innesca un numero elevato di reazioni di fusione nella parte centrale della sferetta tale che le particelle α prodotte, cedendo collisionalmente la loro energia nelle immediate vicinanze, sono in grado di far propagare la combustione termonucleare a tutto il combustibile circostante. Tutto questo processo avviene in un tempo di qualche nanosecondo, prima che la materia compressa inizi ad espandersi con una dinamica determinata dalla propria inerzia (da qui il termine “inerziale”).

In Tabella II sono elencati i due maggiori esperimenti di confinamento inerziale attualmente in operazione con le loro caratteristiche.

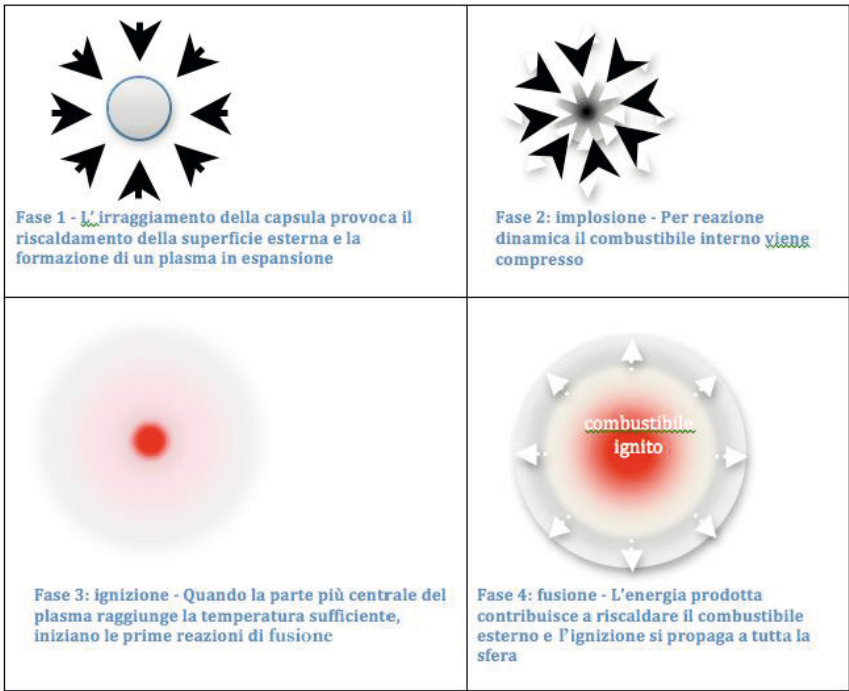


Fig. 14. – Schema del processo di ignizione da confinamento inerziale. Esso è costituito da quattro fasi: (1) l'irraggiamento della sferetta di combustibile che provoca l'ablazione dello strato esterno; (2) l'implosione della sferetta per reazione all'espansione del suo guscio esterno, con conseguente compressione e riscaldamento del combustibile posto al suo interno; (3) l'ignizione della miscela D-T posta nella parte più interna; (4) la propagazione della combustione termonucleare verso l'esterno. Fonte: <http://www.enea.it/it/produzione-scientifica/EAI/anno-2012/n.-4-5-luglio-ottobre-parte-I/aspettative-dalle-ricerche-sulla-fusione-a-confinamento-inerziale/#>

Tabella II: Principali esperimenti di fusione inerziale in atto.

NIF (National Ignition Facility, LLNL, CA, USA)	192 fasci laser che illuminano il bersaglio con una potenza di 525 TeraWatt (circa 1,9 MegaJoule di luce blu)
LMJ (Laser MegaJoule, CEA-CESTA, Bordeaux, Francia)	176 fasci laser, potenza di centinaia di TW, radiazione UV

In Tabella III sono elencati alcuni parametri relativi ai due tipi di confinamento.

Tabella III: Pressioni di plasma sviluppate in reattori a confinamento magnetico e inerziale.

	Magnetico	Inerziale
$n \text{ (m}^{-3}\text{)}$	10^{19}	10^{27}
$T \text{ (keV)}$	20	10
$T \text{ (milioni di K)}$	200	100
$P \text{ (bar)}$	3,2	$3,2 \cdot 10^7$
tempo di confinamento dell'energia $\tau_E \text{ (s)}$	~ 1	10^{-8}

Esercizio 3: La pressione magnetica e il parametro “beta” del plasma

L'efficacia di una data configurazione di campi magnetici nel confinare un plasma caldo si misura mediante il parametro $\beta = P_{cin}/P_B$. Esso è dato dal rapporto tra la pressione cinetica del plasma caldo

$$P_{cin} = n_e k_B T_e + n_i k_B T_i$$

e la pressione magnetica, esercitata dal campo magnetico B , necessaria per contenere il plasma

$$P_B = B^2/2\mu_0,$$

ove k_B è la costante di Boltzmann, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$ è la permeabilità magnetica del vuoto e le temperature T_a sono misurate in K.

Il β del plasma può assumere valori compresi tra $\beta \ll 1$ e $\beta \sim 1$ a seconda della configurazione di campi utilizzata.

Si consideri ad esempio la configurazione tokamak che, come abbiamo visto, utilizza un campo magnetico toroidale B_ϕ , generato dalle correnti che fluiscono in conduttori esterni al plasma, e da un campo poloidale B_θ , generato dalla corrente di plasma, con $B_\phi \gg B_\theta$. Per questa ultima disuguaglianza, si può trascurare B_θ rispetto a B_ϕ nella valutazione di β .

Con riferimento ai parametri di progetto di ITER (vedi capitolo 4), si può considerare $B_\phi = 5,3 \text{ tesla}$ e assumere dei valori medi per la densità e la temperature del plasma,

$$\begin{aligned} n_e = n_i = n &= 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}, \\ T_e = T_i = T &= 20 \text{ keV} . \end{aligned}$$

Per la pressione cinetica otteniamo

$$P_{cin} = 2nT = 3,2 \text{ bar}$$

mentre per la pressione magnetica

$$P_B = B^2/8\pi = 4B^2(\text{tesla}) \text{ bar} = 112,4 \text{ bar}.$$

Pertanto $\beta \approx 2,8 \cdot 10^{-2}$, da cui si deduce che un tokamak è una macchina che necessita di una pressione magnetica quasi 2 ordini di grandezza più elevata della pressione cinetica da contenere.

Ma perché allora si utilizza tale configurazione?

In realtà in un tokamak il confinamento vero e proprio è dato sostanzialmente dall'effetto del campo poloidale che da solo sarebbe in grado di controbilanciare l'espansione cinetica del plasma nel piano poloidale. Purtroppo però una configurazione toroidale di plasma in cui fosse presente solo il campo poloidale sarebbe instabile e il plasma verrebbe rapidamente a contatto con il contenitore materiale. L'introduzione del campo toroidale assicura la stabilità dell'equilibrio toroidale e determina "il prezzo da pagare" per ottenere la configurazione tokamak. Ricordiamo che B_ϕ è prodotto dalle correnti che fluiscono nelle bobine conduttrici poste esternamente al plasma e alla cui alimentazione provvede l'agancio ai nodi della rete di distribuzione.

2.3 Il riscaldamento del plasma

Come appare evidente da quanto si è detto finora, una delle condizioni essenziali per la produzione di energia da fusione è che il plasma opportunamente confinato, sia magneticamente sia nello schema inerziale, venga portato a temperature dell'ordine di 10 keV o più. Nel confinamento inerziale il riscaldamento del plasma viene ottenuto mediante la forte compressione dovuta ai fasci laser. Nel caso invece di un plasma confinato magneticamente occorre utilizzare altri metodi che esporremo qui di seguito.

All'interno di una macchina di tipo tokamak la corrente toroidale, che genera il campo poloidale, serve anche a riscaldare il plasma⁽⁶⁾. L'efficienza di questo tipo di riscaldamento decresce all'aumentare della temperatura (per la corrispondente diminuzione della resistività del plasma) e la temperatura di fusione non può essere raggiunta. Occorre dunque utilizzare altri sistemi di riscaldamento, detti addizionali o ausiliari; i principali sono l'iniezione di atomi neutri e l'irraggiamento con onde elettromagnetiche, mostrati schematicamente in figura 15.

⁽⁶⁾ Si chiama "effetto Joule" quello per cui una corrente elettrica che passa in un conduttore lo riscalda: gli elettroni infatti acquistano energia cinetica grazie al campo elettrico e parte di essa viene ceduta al mezzo sotto forma di energia termica, a causa delle collisioni con gli atomi del conduttore.

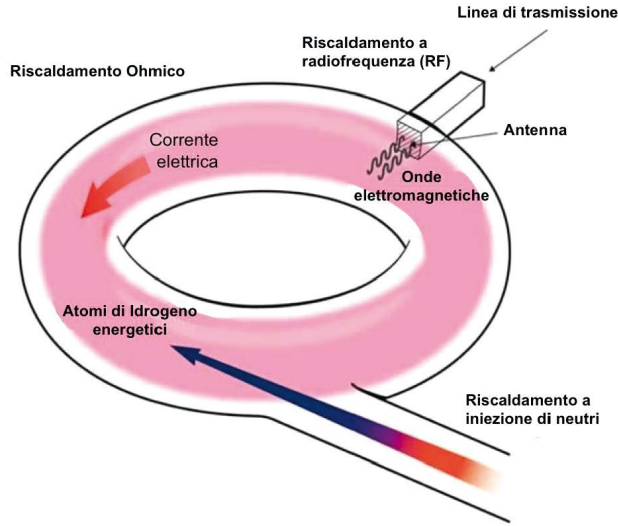


Fig. 15. – Metodi di riscaldamento del plasma in un tokamak. Fonte: <https://www.euro-fusion.org/fusion/spot-on-jet-operations/starting-the-plasma/>

2.3.1 Iniezione di atomi neutri

Atomi neutri (tipicamente ^0H e ^0D) ad elevata energia cinetica vengono iniettati nel plasma senza essere deflessi da parte del campo magnetico che agisce solo sulle particelle cariche. Per raggiungere il centro del plasma è necessaria un'energia cinetica nell'intervallo 100 keV–1 MeV (corrispondente a velocità di circa 4000–14000 km/s). Possono così penetrare nel plasma, ionizzarsi negli urti e quindi rimanere intrappolati dal campo magnetico nel plasma a cui cedono la loro energia.

2.3.2 Irraggiamento con onde elettromagnetiche

Le onde elettromagnetiche trasportano energia che può essere trasferita alle particelle accrescendone l'energia di agitazione termica e quindi aumentando la temperatura del plasma. L'assorbimento di onde elettromagnetiche è molto efficiente se la frequenza dell'onda è pari ad una delle frequenze caratteristiche di oscillazione del plasma (dette “frequenze di risonanza”).

A questo scopo vengono iniettati nel plasma diversi tipi di onde elettromagnetiche:

1. Onde ciclotroniche (elettroniche e ioniche): si possono iniettare nel plasma onde elettromagnetiche con frequenza vicina a $f_{ca} = \omega_{ca}/2\pi$, dove $\omega_{ca} = |q_a|B/m_a$ è la frequenza con cui una particella ($a=e, i$) di carica q_a e massa m_a spiraleggia attorno alle linee di forza (vedi par. 2.1.5) del campo magnetico B . In condizioni di risonanza la radiazione interagisce fortemente con le particelle di specie a (processo noto come assorbimento di ciclotrone) e cede ad esse energia riscaldandole. Per interagire con gli ioni del plasma ($a=i$), aventi carica elettrica Z_i e numero atomico A_i , le onde devono avere frequenza pari alla frequenza ciclotronica ionica f_{ci} (MHz) = $15,2 \cdot Z_i A_i^{-1} B(\text{T})$; per

un plasma di idrogeno ($Z_i=A_i=1$) immerso in un campo magnetico di 5 tesla, occorre utilizzare pertanto frequenze approssimativamente di 75 MHz. Per scaldare gli elettroni, è necessario utilizzare radiazione elettromagnetica a frequenze circa tre ordini di grandezza più elevate, a parità di campo magnetico, essendo f_{ce} (GHz) = 2,8 B (T); a questo scopo esistono sorgenti di radiazione dette Gyrotron, capaci di produrre fasci di onde elettromagnetiche con frequenza di decine-centinaia di GHz e potenza di qualche megawatt.

2. Onde alla frequenza “ibrida inferiore” (o “lower hybrid”): per cedere energia al plasma è possibile utilizzare anche onde elettromagnetiche alla frequenza cosiddetta “ibrida inferiore” f_{lh} , caratteristica di oscillazioni proprie del plasma in cui intervengono sia gli elettroni sia gli ioni; i valori di questa frequenza si situano approssimativamente tra f_{ci} e f_{ce} e sotto particolari condizioni essa può essere approssimata come f_{lh} (GHz) $\sim \sqrt{f_{ce} \cdot f_{ci}} = 0,65 Z_i A_i^{-1/2} B$ (T). Per $Z_i=A_i=1$ e $B=5$ T, la frequenza delle onde iniettate è di qualche GHz.

Oltre che per riscaldare il plasma, fasci di atomi neutri e fasci di onde e.m. possono anche essere utilizzati per generare una corrente di plasma in maniera non induttiva⁽⁷⁾, sfruttando il trasferimento di quantità di moto (che è trasportato anche dalle onde e.m.) lungo la direzione del campo magnetico alle particelle cariche, rispettivamente per collisioni coulombiane o per accoppiamento di tipo risonante. La possibilità di generare corrente in modo non induttivo è chiaramente di grande importanza per la futura realizzazione di un reattore a fusione di tipo tokamak poiché consentirebbe il suo funzionamento in regime pressoché continuo.

2.4 L'isolamento termico del plasma

Iniettare nel plasma una gran quantità di energia, affinché la sua temperatura possa raggiungere valori di centinaia di milioni di gradi centigradi, non è sufficiente per raggiungere le condizioni di autosostentamento delle reazioni di fusione, come si può facilmente intuire immaginando il tentativo di riempire una vasca di acqua mediante un grosso getto ma in presenza anche di un grosso foro attraverso il quale il liquido venga rapidamente perso. È indispensabile che il plasma confinato dal campo magnetico sia ben isolato termicamente dall'ambiente esterno in modo che l'energia che gli viene ceduta non sia rapidamente persa per irraggiamento o conduzione termica. Nel caso della vasca è possibile valutare l'entità delle perdite di liquido dal tempo caratteristico che impiega il livello dell'acqua a ridursi rispetto al livello iniziale mantenendo chiuso il rubinetto.

Analogamente, per il plasma confinato in un tokamak è possibile descrivere le sue proprietà di “isolamento termico” mediante un tempo caratteristico τ_E detto tempo di confinamento dell'energia, che rappresenta il tempo caratteristico su cui il contenuto energetico del plasma viene perso.

Esso è dato dal rapporto tra il contenuto energetico del plasma $E_{pl} = (3/2) V k_B (n_e T_e + n_i T_i)$ (ove n_a e T_a sono rispettivamente i valori medi di densità e temperatura della specie a (con

⁽⁷⁾ Questa corrente va a sostituire quella ohmica quando si esaurisce la forza elettromotrice indotta dal circuito primario.

$a=e, i$) e V il volume di plasma) e la potenza P_{in} fornita al plasma:

$$\tau_E = \frac{E_{pl}}{P_{in}}.$$

Questa semplice formula ha un carattere “operativo” in quanto i termini a destra del simbolo di uguaglianza sono noti o misurabili sperimentalmente; essa però non dice nulla sui processi fisici che regolano i meccanismi di perdita.

Il problema dell’isolamento termico di un mezzo così complesso e lontano dall’equilibrio termodinamico quale è un plasma confinato in un tokamak costituisce una delle questioni ancora al di fuori della piena comprensione da parte dei fisici teorici che si occupano di fusione da oltre mezzo secolo a causa della grande varietà dei processi fisici che concorrono a determinare i coefficienti del trasporto che, come vedremo nel par. 2.4.3, non si limitano alle sole collisioni coulombiane ma coinvolgono campi elettromagnetici microscopici che hanno origine dal moto stesso delle particelle cariche, rendendo il sistema altamente non lineare.

La questione dell’isolamento termico è legata ai processi di diffusione e di trasporto di energia e particelle, per i quali nel corso degli anni sono stati sviluppati diversi modelli che descrivono le proprietà di trasporto di un plasma, i più noti dei quali vanno sotto il nome di teoria del trasporto classico, neoclassico e anomalo.

Un parametro conveniente attraverso cui valutare le proprietà di trasporto del plasma è la sua conducibilità termica χ , che è misurabile sperimentalmente.

2.4.1 Trasporto classico (collisionale)

Il trasporto classico di particelle cariche è quello causato dalle sole collisioni coulombiane in presenza di un campo magnetico uniforme. Elettroni e ioni descrivono dei “percorsi casuali”, in maniera simile a quanto accade in un gas neutro, caratterizzati da un tragitto tra due collisioni successive, λ , e da un tempo intercollisionale, τ_c (in questo modello non si tiene conto dei moti collettivi). La conducibilità termica delle particelle di specie a ($a=e, i$) è data dalla semplice espressione

$$\chi_a^{cl} \approx \frac{\lambda_a^2}{\tau_{c,a}}.$$

In un plasma non magnetizzato il passo λ coincide con il libero cammino medio λ_{mfp} secondo una traiettoria rettilinea. In un plasma immerso in un campo magnetico $\mathbf{B}$ spazialmente uniforme, nel piano perpendicolare al campo il passo elementare λ è costituito invece dal raggio di Larmor (vedi par. 2.2.1) di ciascuna specie $r_{L,a}$. Pertanto nei plasmi caldi e magnetizzati, poco collisionali, di interesse fusionistico in cui $\lambda \approx r_{L,a} \ll \lambda_{mfp}$

$$\chi_{B,a}^{cl} \approx \frac{r_{L,a}^2}{\tau_{c,a}} \ll \chi_a^{cl}.$$

2.4.2 Trasporto neoclassico (collisionale in geometria tokamak)

Il campo magnetico di un tokamak è però tutt’altro che uniforme; le linee di campo descrivono delle eliche che a volte si chiudono su loro stesse, ma il più delle volte riempiono delle superfici toroidali dette superfici magnetiche. La dinamica del plasma confinato

in questa geometria di campo magnetico risulta molto complessa. Ciò nonostante si è in grado di trattarla matematicamente (modello di trasporto *neoclassico*) e porta a predizioni che sottostimano il trasporto dell'energia osservato sperimentalmente. Nei tokamak un valore tipico della conducibilità termica degli ioni secondo il modello neoclassico è di $\chi_a^{nc} \approx 0.1 \text{ m}^2/\text{s}$, mentre per gli elettroni risulta inferiore a questo valore per un fattore dell'ordine della radice quadrata del rapporto tra la massa dell'elettrone e quella dello ione $(m_e/m_i)^{1/2}$. Tuttavia, sperimentalmente si osserva che il livello di trasporto nei tokamak è superiore a quello previsto dalla teoria neoclassica, soprattutto per gli elettroni la cui conducibilità termica misurata è fino a due ordini di grandezza più elevata di quella neoclassica.

2.4.3 Trasporto anomalo e turbolenza

Nei modelli di trasporto cosiddetto anomalo sono inclusi effetti di campi elettrostatici o elettromagnetici fluttuanti, di ampiezza non trascurabile, associati ad instabilità che vengono eccitate nel plasma a causa delle sue disomogeneità spaziali (in particolare di densità e temperatura), dei gradienti di campo magnetico, oppure per la presenza di particelle cariche veloci. Per descrivere tali fluttuazioni con le particelle del plasma è conveniente introdurre una "collisionalità efficace" che si va ad aggiungere a quella dovuta agli urti coulombiani e che può spiegare quanto osservato sperimentalmente. Il problema è di individuare, tra le numerose classi di fluttuazioni elettromagnetiche che potenzialmente si possono sviluppare in un plasma termonucleare, qual'è quella dominante per cercare di operare in regimi più convenienti in cui queste instabilità non siano eccitate.

Ad arricchire (e complicare) la fenomenologia dei processi che concorrono a determinare le proprietà di trasporto di particelle ed energia ha contribuito l'osservazione, resa possibile dallo sviluppo di diagnostiche⁽⁸⁾ sempre più sofisticate e dall'ampliamento degli intervalli di parametri di plasma in cui avviene la sperimentazione, di diversi effetti legati alla turbolenza: la produzione di strutture macroscopiche (zonal flows e streamers), la formazione di barriere di trasporto⁽⁹⁾ radiali (interne o al bordo), fino all'esistenza di regimi di operazione a "basso" confinamento (L-mode) e di regimi ad "alto" confinamento (H-mode).

APPROFONDIMENTO: Leggi empiriche per il tempo di confinamento dell'energia termica

Nel corso degli anni e con l'avvento di sistemi di calcolo numerico sempre più potenti, sono stati sviluppati codici numerici basati sia sulla soluzione di sistemi di equazioni fluide sia di equazioni cinetiche⁽¹⁰⁾, nella geometria propria del tokamak, che hanno permesso

⁽⁸⁾ Una diagnostica è un sistema dedicato a misure per il controllo della macchina, oppure a misure specifiche di parametri di plasma o di prestazioni.

⁽⁹⁾ La barriera di trasporto è un processo per cui si crea una zona del plasma localizzata radialmente in cui si ha una forte riduzione della diffusione di particelle cariche e di energia; essa può verificarsi spontaneamente oppure essere appositamente indotta.

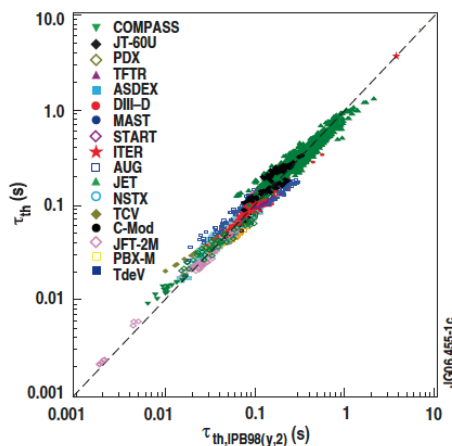
⁽¹⁰⁾ Il comportamento del plasma può essere descritto da equazioni che lo trattano come un unico fluido conduttore, un insieme di più fluidi, oppure un insieme di popolazioni di particelle caratterizzate da distribuzioni di velocità.

di dare una descrizione sempre più accurata dei processi di trasporto delle particelle del plasma, dell'energia, ma anche del momento e delle impurezze che vengono rilasciate dalle componenti materiali affacciate al plasma. Ciò nonostante ancora non esiste una teoria del trasporto consolidata e verificata sui vari tokamak in operazione al mondo. Tuttavia un intendimento comune è che l'instaurarsi di regimi di plasma ad alto confinamento, in cui si riesce a recuperare il livello di trasporto neoclassico, sia legato strettamente alla soppressione della turbolenza per via di flussi macroscopici di plasma prodotti dalla presenza di campi elettrici radiali E attraverso il moto di deriva $E \times B$.

Per poter dimensionare le macchine del futuro che opereranno in regimi di funzionamento ed in condizioni mai realizzate prima, è indispensabile avere a disposizione leggi affidabili e verificate, sia basate su principi primi sia empiriche, che permettano di estrapolare il comportamento del plasma oggi noto a tali nuove condizioni.

A questo scopo, la comunità scientifica internazionale della fusione ha iniziato a raccogliere dati sperimentali provenienti da un gran numero di tokamak in operazione e sufficientemente ben diagnosticati allo scopo di ottenere leggi di scala, ossia leggi empiriche degli andamenti delle proprietà dei plasmi, tra cui le proprietà di trasporto e quindi di isolamento del plasma, al variare dei parametri ingegneristici di controllo dei tokamak: raggio minore a e maggiore R del plasma, "rapporto d'aspetto inverso" $\varepsilon = a/R$, elongazione del plasma κ , intensità di campo magnetico B , potenza ausiliaria, densità di particelle n , corrente di plasma I , numero di massa della specie ionica A_i . Nel periodo 1994-2004 un gruppo internazionale di ricercatori (International Tokamak Physics Activity) ha effettuato uno studio statistico sistematico dei risultati ottenuti su 18 tokamak operanti fino ad allora formulando così la legge di scala per il tempo di confinamento dell'energia termica τ_{th} , nel cosiddetto "regime di alto confinamento", che è riportata graficamente nella figura.

Si noti che il tempo di confinamento dell'energia termica del plasma τ_{th} rappresenta il valore di τ_E ottenuto sperimentalmente come rapporto tra le misure dell'energia termica del plasma e della potenza di riscaldamento fornita al plasma stesso in un regime stazionario.



In figura il tempo di confinamento dell'energia τ_{th} osservato su un gran numero di tokamak è confrontato con il corrispondente valore dato dalla legge di scala. La stellina rossa posta in alto a destra è il valore estrapolato per ITER. Fonte: Nuclear Fusion, 39, 2175 (1999), ©IAEA, 1999.

3 LA “SCOMMESSA” TECNOLOGICA

3.1 Il reattore termonucleare

Sfruttare i processi della fusione termonucleare in laboratorio per produrre energia è un progetto scientifico sicuramente molto ambizioso; tuttavia l'elevata efficienza del processo, la grande disponibilità di combustibile e il livello di sicurezza intrinseca rendono l'obiettivo molto attraente.

Un reattore basato sulla reazione di fusione D-T sarà estremamente efficiente in quanto richiederà quantità limitate di combustibile per produrre molta più energia di qualsiasi altro processo ad oggi conosciuto. Ad esempio, un impianto a fusione da 1 GW elettrico richiederà solamente 100 kg circa di deuterio e 3000 kg circa di litio come rifornimenti primari per funzionare un anno intero, producendo circa $7 \cdot 10^9$ kWh. Per fare un paragone, per generare la stessa energia con una centrale a carbone ci vorrebbero circa $1,5 \cdot 10^9$ kg di combustibile. Il carico di un camion di miscela D-T darebbe modo di produrre elettricità tramite fusione sufficiente a soddisfare il fabbisogno di una città con una popolazione di circa un milione di persone per un anno. Sono proprio l'abbondanza delle materie prime necessarie (deuterio e litio) e l'altissima efficienza che rendono il progetto di una centrale a fusione particolarmente attraente per affrontare una richiesta energetica sempre crescente a livello mondiale.

3.1.1 Schema di principio e ciclo del combustibile

Ogni reazione da fusione D-T produce un nucleo di elio e un neutrone con un'elevata energia cinetica che può essere in parte estratta per essere sfruttata.

Ricordando che la differenza Δm tra la massa dei reagenti e dei prodotti si converte in energia secondo la legge $\Delta E = \Delta mc^2$ e sostituendo i valori delle masse riportate nell'esercizio 1, si ottiene per ogni reazione una quantità di energia di 17,6 MeV ($2,83 \cdot 10^{-12}$ J), suddivisi in 3,52 MeV di energia cinetica del nucleo di ^4He ($0,56 \cdot 10^{-12}$ J) e in 14,1 MeV di energia del neutrone ($2,27 \cdot 10^{-12}$ J).

Vediamo ora cosa accade ai prodotti della reazione e alla loro energia.

Le particelle α , essendo cariche positivamente, sotto condizioni opportune di configurazione ed intensità dei campi magnetici della macchina, rimangono confinate nella regione di plasma. Tramite collisioni con le altre particelle (principalmente con gli elettroni), esse cedono al plasma la loro energia (circa il 20% dell'energia totale della reazione di fusione) che contribuisce quindi al riscaldamento e all'auto-sostentamento del plasma stesso. Questo scambio energetico permette di compensare le perdite che inevitabilmente avvengono con l'esterno del reattore principalmente tramite irraggiamento e conduzione del calore.

Dall'altra parte invece i neutroni, che possiedono un'energia pari al rimanente 80% dell'energia totale delle reazioni, essendo particelle prive di carica elettrica non possono essere confinate dai campi magnetici e dunque attraversano il plasma e se ne allontanano. Il loro prezioso apporto di energia deve naturalmente essere recuperato e rappresenta la vera fonte di energia sfruttabile in un reattore. Per fare ciò è fondamentale che i neutroni vengano fermati in un mantello (detto "blanket") che viene appositamente posizionato tra la parete interna del reattore e il plasma.

L'estrazione dell'energia dei neutroni nel reattore avviene sotto forma di scambio di calore all'interno del mantello. L'energia termica rilasciata dai neutroni nel blanket viene trasferita da appositi circuiti idraulici in cui scorre il fluido refrigerante (tipicamente acqua, elio oppure la lega Pb-Li) e successivamente convertito in energia elettrica secondo gli stessi schemi delle centrali termoelettriche (generazione di vapore tramite il riscaldamento del fluido e conseguente conversione in energia elettrica tramite una turbina e un alternatore).

Quando il reattore è a regime, all'interno della camera da vuoto sarà presente una miscela di particelle costituita da elettroni e nuclei di D e T in fase di combustione, particelle α prodotte dalle precedenti reazioni e quindi termalizzate (ossia che hanno ceduto al plasma l'eccesso di energia che avevano nell'istante della loro produzione) e le eventuali impurezze e composti che si creano nell'interazione del plasma con la parete interna del reattore. Tutte le particelle che, essendo cariche, sono confinate dal campo magnetico all'interno della camera da vuoto ma non partecipano alla combustione termonucleare, devono essere eliminate. Esse migrano progressivamente dal centro alla periferia del plasma, e infine vengono fatte defluire verso l'esterno in maniera controllata attraverso un componente posizionato all'interno del reattore: il divertore. Qui il flusso di particelle viene neutralizzato e il gas viene pompato in appositi impianti in grado di separare le impurezze dalla miscela di deuterio e trizio e poi di separare tra loro questi due elementi (purificazione del trizio). Il trizio non utilizzato durante le reazioni di un ciclo può così essere recuperato e riutilizzato per i successivi cicli.

Nel reattore dunque, quando tutte le perdite energetiche del plasma sono bilanciate dall'energia reintrodotta dalle particelle α , non si ha più bisogno di riscaldamento addizionale. Da questo momento il plasma raggiunge una condizione in cui le reazioni di fusione si auto-sostengono e in linea di principio non sarebbe più richiesto alcun tipo di riscaldamento addizionale ma solo l'introduzione continua dei combustibili D e Li. Ciò nonostante l'immissione di potenza dall'esterno sotto forma di radiofrequenza o di fasci di atomi neutri viene resa necessaria per lo più per generare corrente non induttiva e per il controllo dell'andamento della scarica e delle instabilità macroscopiche.

Lo schema del funzionamento del reattore a fusione è mostrato in figura 16.

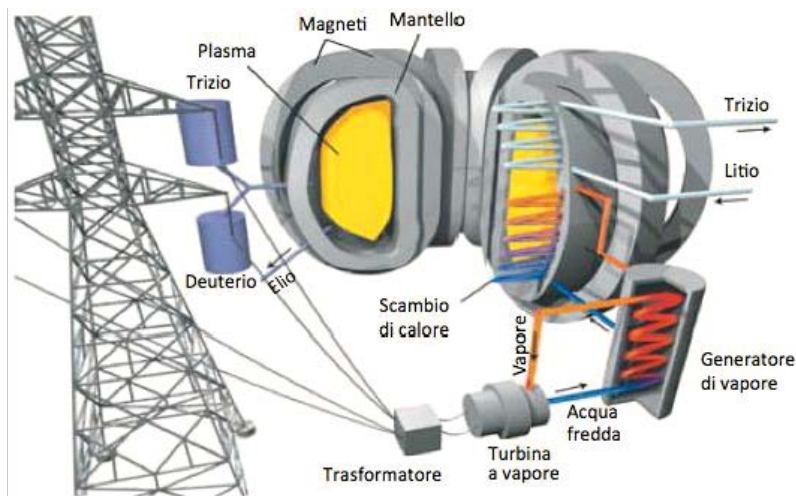
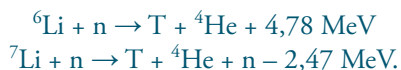


Fig. 16. – Schema di un reattore nucleare a fusione, in cui il plasma di deuterio e trizio è confinato magneticamente nella configurazione toroidale della camera da vuoto. Nella reazione ideale bisogna che ogni neutrone produca un trizio nel mantello per avere sufficiente combustibile (vedi approfondimento qui di seguito). Le particelle α , una volta che hanno ceduto la loro energia al plasma scaldandolo, vengono invece raccolte fuori dal reattore. Il calore che si sprigiona grazie alle reazioni di fusione viene trasferito al fluido refrigerante tramite uno scambiatore di calore che alimenta una turbina. Fonte: <http://fusionforenergy.europa.eu/understandingfusion/demo.aspx>, ©EFDA.

APPROFONDIMENTO: Produrre trizio all'interno del reattore

Il mantello che ricopre la parete interna del reattore ha un secondo fondamentale ruolo, cioè quello di produrre trizio quando le reazioni sono attive. Infatti il trizio consumato nelle reazioni nucleari deve essere rimpiazzato da una medesima quantità e la possibilità che la sua produzione avvenga all'interno della camera risolve le complicazioni di gestione legate alla sua produzione off-site e al suo trasporto verso il sito della centrale a fusione. A questo scopo il mantello è progettato in modo tale da contenere, tra i materiali che lo compongono, anche ${}^6\text{Li}$ o ${}^7\text{Li}$ con cui i neutroni generati dalle reazioni D-T reagiscono producendo appunto il trizio secondo le reazioni:



Tuttavia non tutti i neutroni prodotti nelle reazioni (con corrispondente scomparsa di un nucleo di trizio) raggiungono il blanket a causa del possibile assorbimento da parte dei componenti strutturali o perché vengono persi attraverso le finestre dedicate alle diagnostiche o ai sistemi di riscaldamento. Nasce quindi la necessità di inserire nel blanket materiali in grado di moltiplicare i neutroni incidenti attraverso opportune reazioni nucleari. Tali materiali sono appunto indicati come “moltiplicatori di neutroni” e a questo scopo si è scelto di utilizzare il berillio o il piombo.

Pertanto con la giusta quantità di litio e di moltiplicatori di neutroni si bilancia completamente il trizio consumato nelle reazioni di fusione nel plasma con il trizio generato nel mantello.

3.1.2 Materiali funzionali e materiali strutturali

Nel corso della vita di un reattore i materiali che lo costituiscono sono soggetti a numerosi cicli di forti stress, sia termici che meccanici; in particolare il mantello, il divertore e la prima parete, interni alla camera, sono particolarmente esposti al plasma termonucleare e maggiormente soggetti all'irraggiamento di neutroni energetici e raggi gamma e dagli intensi flussi di particelle cariche provenienti dal plasma (vedi anche esercizio 4). Pur essendo studiati per sostenere carichi termici altissimi (oltre 10 MW/m^2), i materiali dei componenti esposti al plasma saranno sottoposti ad un veloce degrado e modificheranno le loro proprietà chimico-fisiche. Nonostante gli sforzi compiuti dalla comunità scientifica nello sviluppo di materiali sempre più resistenti, si prevede che alcuni componenti funzionali dovranno essere sostituiti con una certa frequenza, (approssimativamente ogni due anni i componenti del divertore, ogni cinque anni i moduli del blanket).

Per molti anni il carbonio è stato studiato come possibile materiale da sfruttare per la parete interna dei reattori e per i componenti interfacciati al plasma. Oggi, dopo numerosi anni di studi e ricerca, si stanno considerando tungsteno e berillio e, in alcuni casi, anche metalli liquidi (in particolare il litio).

La scommessa tecnologica finalizzata alla ricerca di materiali idonei alla costruzione di un reattore non riguarda solamente i componenti interni direttamente interfacciati al plasma. Un esempio è rappresentato dai magneti superconduttori. Il campo magnetico necessario per il confinamento e la stabilità del plasma in un reattore di tipo tokamak è estremamente elevato (a seconda delle specificità del progetto può superare i 10 T) e viene generato da magneti in cui scorrono correnti altrettanto elevate (dell'ordine di diverse decine di kA): tali correnti possono essere erogate unicamente in magneti superconduttori, in quanto i conduttori convenzionali si surriscalderebbero rapidamente per effetto Joule, il loro raffreddamento nei regimi di operazione con impulsi lunghi sarebbe proibitivo e verrebbe compromessa la struttura stessa dei magneti.

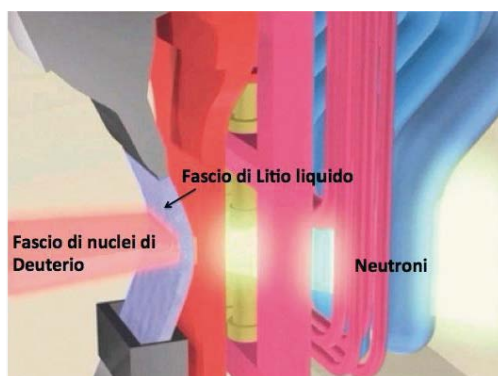
La selezione di materiali da impiegare per la realizzazione dei vari componenti del reattore è un aspetto cruciale del progetto in quanto le reazioni di fusione produrranno flussi di neutroni energetici estremamente elevati (dell'ordine di 10^{19} neutroni/(s m^2)) in grado di modificare le proprietà fisiche e chimiche dei materiali sottoposti al loro irraggiamento diretto: formazione di vacanze interstiziali nei reticoli, infragilimento, perdita di duttilità, formazione di "bolle" di idrogeno o di elio come prodotti dei processi di trasmutazione. La ricerca oggi volge in generale verso materiali che siano da un lato in grado di resistere alle modifiche strutturali sopra descritte e agli enormi flussi di energia termica cui sono sottoposti nell'ambiente termonucleare, dall'altro che siano caratterizzati da proprietà di bassa attivazione sotto il flusso continuo di neutroni da 14 MeV. Tra questi materiali ricordiamo gli acciai cosiddetti "ferritici-martensitici" di tipo EUROFER e F82H, le leghe di tungsteno e di vanadio, i compositi in fibra di carburo di silicio SiC/SiC .

In generale è importante utilizzare leghe che non contengano elementi che una volta

attivati, al momento della loro dismissione, decadano su tempi lunghi tali da richiedere lo stoccaggio in depositi permanenti.

Box 3: La ricerca sui materiali

Lo studio di materiali ottimali a bassa attivazione (quali acciai, particolari leghe, materiali ceramici e compositi) rappresenta un campo di ricerca fondamentale affinché la fusione si confermi come sistema ideale per la produzione di energia. Per questo motivo un importante programma di accompagnamento di ricerca e sviluppo tecnologico è già attivo da numerosi anni nel campo della fusione. Tale progetto internazionale prevede la costruzione di IFMIF (International Fusion Materials Irradiation Facility), ossia di una sorgente di neutroni molto intensa (circa 10^{17} n/s) con uno spettro di emissione simile a quello prodotto da reazioni D-T, da utilizzarsi per testare i materiali candidati come componenti dei futuri reattori nucleari a fusione, che dovranno resistere ad intensi irraggiamenti da parte di fasci di neutroni di 14 MeV. La sua costruzione e le operazioni relative procederanno in parallelo alla sperimentazione su ITER e dovranno fornire informazioni essenziali per il progetto ingegneristico del prototipo di reattore DEMO.



Configurazione dell'esperimento IFMIF: un fascio di nuclei di deuterio con energia da 40 MeV e corrente 250 mA viene iniettato in un flusso di litio liquido. In questo modo vengono generati neutroni da 14 MeV dall'interazione D-Li, che vengono quindi utilizzati per irradiare e testare i materiali da utilizzare nei reattori a fusione. Fonte: Fluent News, 2005.

3.1.3 Sicurezza intrinseca

L'interesse per la fusione non deriva solo dall'alta efficienza di produzione di energia ma anche dal fatto che non produce né scorie radioattive né emissioni di CO_2 , né agenti inquinanti quali sono gli ossidi di zolfo o di azoto. Come già accennato, l'unico elemento radioattivo, il trizio, viene prodotto ed utilizzato in un ciclo chiuso, all'interno dell'impianto; non è richiesto alcun trasporto o smaltimento, tranne che all'avvio del reattore e al momento del suo smantellamento, e comunque in quantità molto contenute. Con un tempo di dimezzamento relativamente breve (12,3 anni) neanche il suo stoccaggio è parti-

colarmente critico⁽¹¹⁾.

Il funzionamento di un reattore a fusione è intrinsecamente sicuro. Il ciclo di funzionamento prevede che nella camera da vuoto ci sia in ogni momento un quantitativo estremamente basso di combustibile radioattivo contenente trizio: il gas è infatti molto rarefatto, essendo presente in ogni istante meno di 1 g di miscela D-T in un volume tipico di 1000 m³. Nell'improbabile eventualità di un danno alla camera, sarebbe molto basso il quantitativo di combustibile coinvolto nell'incidente: in realtà approfonditi studi dedicati hanno mostrato che nemmeno il più grave degli incidenti ipotizzati avrebbe come conseguenza la rottura delle protezioni esterne di contenimento, che non potrebbero fondere neanche in assenza di sistemi di raffreddamento. Anche i rischi chimici e tossicologici secondari dovuti alla presenza di litio e berillio sono stati considerati e valutati.

Durante l'operazione ordinaria di una centrale a fusione i livelli di radioattività al suo interno sono mantenuti ben al di sotto dei valori critici accettabili. In caso di un eventuale incidente la massima dose a cui sarebbe soggetta la popolazione all'esterno del perimetro della centrale sarebbe tale da non richiederne alcuna evacuazione. Tuttavia, essendo il trizio comunque nocivo per l'uomo, tutti i requisiti necessari a garantire la sicurezza sono rigorosamente presi in considerazione durante la progettazione. In aggiunta, è importante ricordare che, poiché in un reattore la miscela D-T viene bruciata man mano che viene immessa nella camera, come avviene in un comune fornello a gas, le reazioni di fusione potrebbero continuare solo per pochi secondi se l'iniezione di combustibile fosse interrotta. In questo caso il plasma si raffredderebbe immediatamente portando alla cessazione automatica delle reazioni di fusione in pochi istanti.

3.1.4 Attivazione dei materiali

I neutroni emessi durante le reazioni di fusione, oltre a consentire la produzione di trizio nel mantello, causano anche l'attivazione dei materiali nelle altre strutture poste all'interno della camera. Tuttavia questa attivazione non produrrà elementi radioattivi con tempi di dimezzamento eccessivamente lunghi (come accade nelle attuali centrali a fissione) e, una volta dismesso il reattore, i componenti interni potranno essere riutilizzati già dopo 100 anni circa dal termine delle operazioni della centrale, senza necessità di siti geologici adibiti a depositi permanenti per le scorie radioattive. I prodotti delle reazioni dunque non costituiranno un problema per le generazioni future.

Ciò nonostante, sono in corso studi mirati allo sviluppo di nuovi materiali da usare per i componenti più critici dei reattori, al fine di minimizzare il loro periodo di stoccaggio dopo lo smantellamento della centrale. Per confronto gli andamenti negli anni della radiotossicità di un impianto a fusione, uno a fissione e dei residui di un impianto a carbone sono illustrati in figura 17. Si può notare come, nel caso di un impianto a fusione, il livello di radiotossicità dei materiali attivati decresca molto velocemente dal momento in cui l'impianto viene spento e in poche centinaia di anni diventi confrontabile con quello delle scorie di un impianto a carbone.

⁽¹¹⁾ Il decadimento del trizio produce un nucleo di ³He e porta all'emissione di un elettrone. Quest'ultimo possiede un'energia molto bassa (~14,95 keV), tanto che nell'aria esso può viaggiare solo per pochi millimetri e, ad esempio, non è in grado nemmeno di attraversare lo spessore di un foglio di carta.

Per quanto riguarda i rischi di esposizione a radiazioni durante le operazioni in un reattore, le dosi annue⁽¹²⁾ attese, anche per le persone maggiormente esposte, si mantengono ben al di sotto dei limiti internazionalmente accettati come sicuri e sono pari a circa l'1% della dose assorbita naturalmente da un individuo.

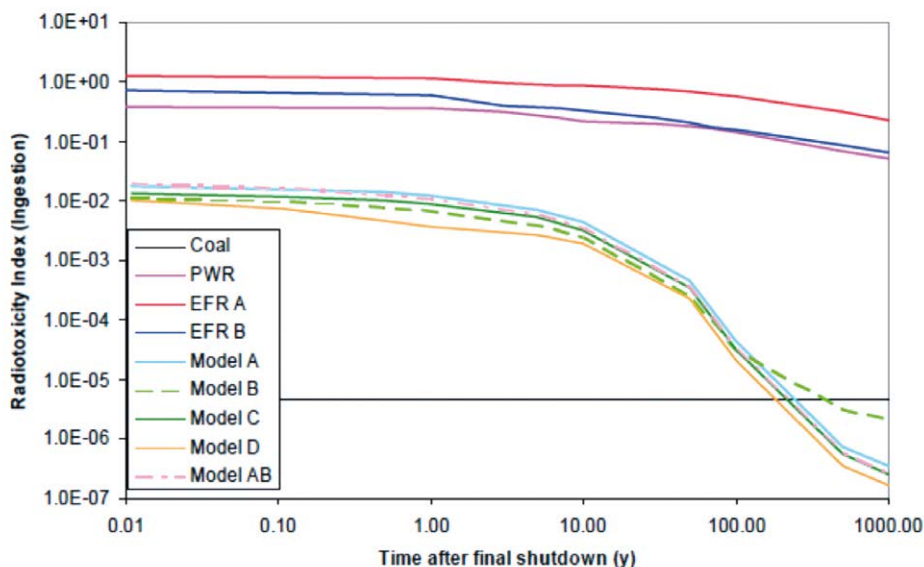


Fig. 17. – Andamento della radiotossicità nel tempo, a partire dallo spegnimento dell'impianto, per 5 modelli di impianti a fusione (model A, B, C, D, AB), tre tipi di impianto a fissione (PWR, EFR A, EFR B) e per residui di un impianto a carbone (coal), normalizzati alla stessa produzione di elettricità totale. La stessa capacità di produzione energetica viene assunta per i tre generi di impianti. Fonte: I. Cook, "Economic, Safety and Environmental Characteristics of Commercial Fusion Power", Proceedings of 1st IAEA TM "First Generation of Fusion Power Plant: Design and Technology", Vienna, 5-7 July 2005, ©IAEA, 2006.

3.2 L'interazione plasma-parete

L'interazione tra la zona periferica del plasma e la parete materiale del contenitore gioca un ruolo cruciale nella determinazione del comportamento nella regione centrale, dove avvengono le reazioni di fusione. Infatti la regione periferica del plasma, più fredda, agisce da isolante termico tra la parete e la zona centrale, limitando l'ingresso di impurezze ed essendo, nel verso opposto, il veicolo per eliminare i nuclei di elio residui della termalizzazione delle particelle α prodotte dalle reazioni di fusione. Inoltre il plasma di bordo entra in gioco in tutti i meccanismi di iniezione e riciclo delle particelle, controllo delle impurezze e smaltimento della potenza termica generata nel plasma termonucleare.

⁽¹²⁾ La dose assorbita misura la quantità di energia che la radiazione cede alla materia. La dose media ricevuta da tutti noi dalla radiazione di fondo di origine naturale è di circa 2,4 mSv/anno, e può variare notevolmente a seconda della geologia e dell'altitudine, in un campo tra 1 e 10 mSv/anno, ma può anche superare in alcuni casi i 50 mSv/anno.

3.2.1 Il problema dello smaltimento della potenza termica

Un tokamak è fatto in modo da confinare il plasma attraverso il campo magnetico ed evitare che esso entri in contatto diretto con le pareti materiali della camera da vuoto. Tuttavia questo confinamento non è mai perfetto e la potenza termica prodotta all'interno del plasma finisce prima o poi per essere dissipata sulle pareti della camera di confinamento del plasma stesso e nelle strutture più esterne del tokamak; questo processo deve avvenire in maniera controllata date le alte potenze in gioco (decine di megawatt, che diventeranno centinaia negli esperimenti futuri come ITER e DEMO (vedi par. 4.2)).

In un regime di funzionamento stazionario del reattore, quella parte di potenza di fusione che viene prodotta sotto forma di particelle α energetiche (vedi par. 3.1.1) e successivamente ceduta al plasma, deve necessariamente essere trasferita verso l'esterno e quindi finirà per essere irradiata o ceduta sotto forma di energia termica alle pareti.

Se la potenza rilasciata dal plasma sulle pareti fosse distribuita in maniera uniforme, il problema del suo smaltimento sarebbe di gran lunga inferiore a quello che invece bisogna affrontare in realtà. Dal momento che in ITER la potenza termica rilasciata dal plasma sarà dell'ordine di 500 MW e la parete interna avrà un'area di oltre 700 m², idealmente si potrebbe pensare di avere un carico termico inferiore a 1 MW/m². In realtà il fatto di usare un campo magnetico per confinare il plasma ha una conseguenza molto importante: poiché le particelle cariche che compongono il plasma sono molto più libere di muoversi lungo le linee di campo che in direzione perpendicolare, la conducibilità termica è molto più alta in direzione parallela alle linee del campo magnetico che in direzione trasversale. Per farsi un'idea dei numeri in gioco, in un plasma con una temperatura di 1 keV (tipica per la regione periferica del plasma in un reattore) la conducibilità termica parallela al campo è circa 10¹⁰ volte quella perpendicolare.



Fig. 18. – Immagine ai raggi infrarossi della camera da vuoto del JET con il plasma, dove risultano ben visibili le regioni con maggiore carico termico (in giallo), sia concentrate sul divertore (nella parte inferiore della camera) sia più localizzate (hot spots sulle pareti laterali). Fonte: http://www-fusion-magnetique.cea.fr/cea/jet/jet_irv.htm, ©CEA, 2009.

Questo significa che, poiché le particelle cariche trasportano con sé una quantità rilevante della potenza termica rilasciata dal plasma, se la forma delle pareti non combacia perfettamente con la curvatura delle linee di campo magnetico, queste intersecheranno la parete materiale veicolando particelle energetiche su porzioni di superficie molto ristrette del

contenitore (hot spots), generando flussi di energia termica estremamente elevati. Per questo motivo creare geometrie in cui il contatto tra plasma e pareti avviene in maniera controllata è uno dei punti chiave per migliorare le prestazioni complessive di un tokamak (vedi figura 18).

Nelle macchine attualmente in funzione vengono sperimentate anche soluzioni che portano ad aumentare la frazione di potenza rilasciata per irraggiamento rispetto a quella ceduta per conduzione o convezione mediante l'iniezione di gas freddo (Ne, Ar, Kr) nella zona di bordo. Questi metodi risolvono il problema del riscaldamento localizzato, ma causano problemi di altra natura come la contaminazione del plasma e la generazione di instabilità.

3.2.2 Il bordo del plasma

Nelle macchine toroidali a confinamento magnetico la geometria delle linee del campo magnetico è tale che esse si avvolgono sia attorno all'asse di simmetria del tokamak che attorno al plasma stesso formando superfici toroidali chiuse coassiali nella direzione del raggio minore (le superfici magnetiche) sulle quali le particelle del plasma sono vincolate a muoversi. Questa configurazione è realizzabile solo in un volume di spazio limitato: allontanandosi dal centro del plasma le superfici di flusso sono sempre più grandi e oltre un certo limite vengono a contatto con le pareti del tokamak. La superficie che separa quelle chiuse da quelle aperte prende il nome di ultima superficie di flusso chiusa (Last Closed Flux Surface, LCFS) e il plasma che si trova al suo esterno seguendo le linee di campo è rapidamente perso verso le pareti, venendo così raffreddato e neutralizzato. Sulle pareti interne dei tokamak sono in genere presenti una o più strutture, dette "limiter", che funzionano come diaframmi, sporgenti verso l'interno, tali da provvedere ad un maggior controllo sul punto di contatto tra plasma e parete. Una seconda possibilità per il confinamento è che le correnti che fluiscono nei conduttori esterni siano tali da creare una configurazione del campo magnetico in cui si ha una transizione da superfici chiuse a superfici aperte all'interno della camera del tokamak. L'ultima superficie chiusa in questo caso viene detta "separatrice" e il plasma al suo esterno, non più confinato, fluisce rapidamente in una regione limitata della parete, ove sono presenti delle piastre di materiali (C, W) capaci di sostenere gli elevati flussi di potenza senza danneggiarsi: tale dispositivo è detto divertore (già introdotto nel par. 3.1.1). Le due diverse geometrie sono rappresentate schematicamente in figura 19.

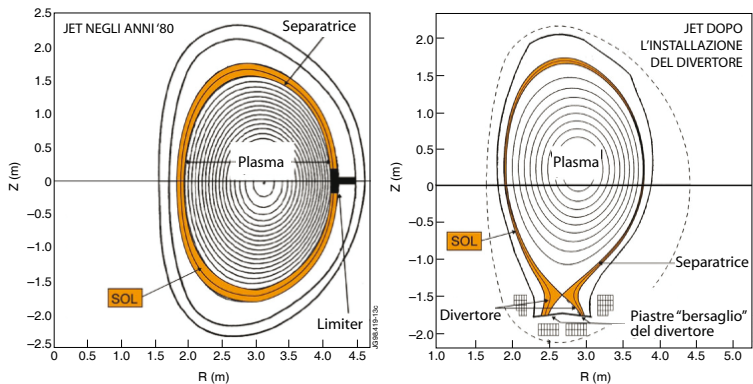


Fig. 19. – Rappresentazione schematica dell'ultima superficie di flusso chiusa nel tokamak JET nel caso di operazioni con limiter (a sinistra) e successivamente mediante separatrice e divertore (a destra). Fonte: <http://figures.jet.efda.org/Result.aspx?jgjob=JG98.419>, © EFDA-JET.

3.2.3 Il divertore

Il concetto di divertore è stato sviluppato per sopperire ad alcune carenze della geometria più semplice del limiter, in cui il plasma è direttamente appoggiato ad un elemento materiale. La formazione di una separatrice, come già detto, consente un migliore isolamento tra la regione di confinamento del plasma vera e propria e il plasma periferico necessariamente a contatto con elementi materiali, riducendo anche il livello di impurezze che entrano nel plasma a causa dell'interazione plasma-parete. Con questa geometria l'interazione tra parete e plasma viene ridotta ad una regione limitata, il divertore appunto, dove è così possibile gestire in maniera più semplice e più efficiente il pompaggio del gas, garantendo un miglior controllo della densità e un migliore smaltimento dei prodotti carichi di fusione una volta che siano termalizzati (nuclei di elio nel caso di un reattore con plasma D-T).

Come mostrato in figura 19, le particelle perse dal plasma fluiscono nel cosiddetto Scrape-Off Layer (SOL) entro il quale prevale la loro rapida dinamica lungo le linee di campo magnetico che le porta a colpire le piastre del divertore. Per limitare il rischio di carichi termici troppo elevati e quindi di danneggiare le piastre del divertore, è necessario orientare queste ultime in maniera opportuna (vedi figura 20) e calibrare le correnti negli avvolgimenti esterni (responsabili della forma delle linee di forza del campo magnetico) in modo da produrre un'espansione delle linee di campo in vicinanza delle regioni esposte al flusso e aumentare così la superficie efficace su cui dissipare la potenza rilasciata dal plasma.

Con l'aumento delle prestazioni del plasma, e di conseguenza del calore che deve essere smaltito, è necessario trovare un modo alternativo di veicolare l'energia termica dal plasma al divertore che non sia vincolato rigidamente alla geometria delle linee del campo magnetico. A questo scopo si raffredda la regione del divertore per mezzo dell'immissione di gas neutro che funge da isolante tra il SOL e le superfici del divertore (condizione cosiddetta di distacco); il flusso di energia termica proveniente dal plasma attraverso il SOL viene così assorbito dal gas e smaltito per irraggiamento e non solo quindi per conduzione. È conveniente usare gas nobili e/o azoto per aumentare la frazione di potenza irradiata a scapito di quella che colpisce la parete, perché resistono a temperature più alte prima di essere completamente ionizzati e non poter più irraggiare.

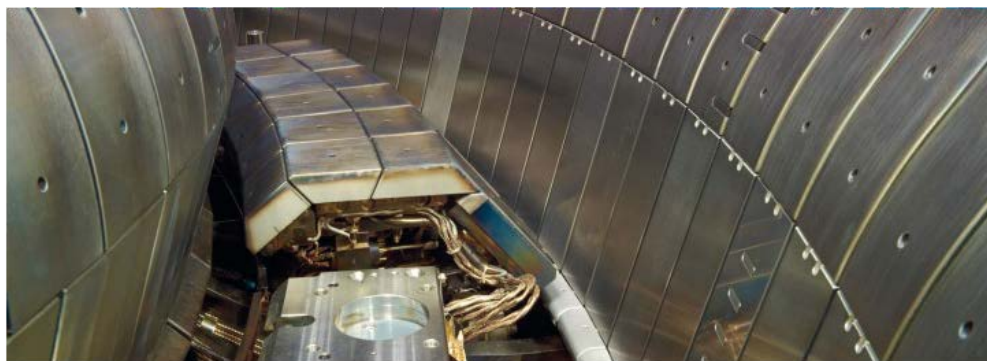


Fig. 20. – Immagine del divertore nel tokamak AUG al momento dell'installazione. Sono visibili le piastre in tungsteno e la loro orientazione, funzionale alla dissipazione dell'energia termica rilasciata dal plasma. Fonte: <https://www.euro-fusion.org/newsletter/solid-tungsten-for-asdex-upgrade/> ©EUROfusion.

APPROFONDIMENTO: Rischi per l'integrità della parete e scelta dei materiali

Durante le operazioni di un tokamak, possono nascere instabilità periodiche nella regione periferica del plasma, gli Edge Localized Modes (ELMs), con le quali le particelle e l'energia che si accumulano al bordo del plasma vengono espulse verso il SOL e da qui fluiscono nel divertore (vedi figura); in questo caso, i valori di picco del carico termico possono diventare molto elevati, con flussi di energia fino a 100 volte maggiori rispetto ad un plasma senza ELMs.

Eventi ancora più pericolosi per l'integrità della parete sono le disruzioni, in cui l'intero plasma diventa instabile e collassa in tempi rapidissimi, rilasciando quasi istantaneamente tutta l'energia accumulata, magnetica e termica, (diversi MJ), sulle strutture di contenimento. In ITER, ad esempio, una disruzione potrebbe comportare un picco di carico termico sulle pareti 10 volte superiore a quello previsto nel caso degli ELMs ed è quindi necessario prendere tutte le precauzioni possibili per ridurre al minimo, possibilmente a zero, il verificarsi di questi eventi.

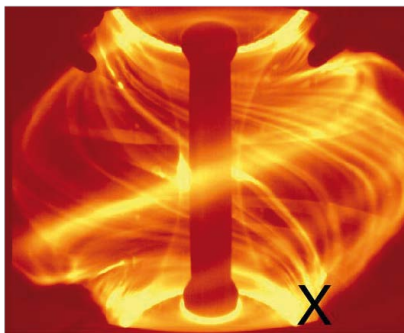


Immagine del plasma del tokamak MAST (UK) all'inizio di un ELM (individuato dalla x nera). A seguito dello sviluppo dell'ELM, particelle di plasma seguono le linee di forza del campo magnetico (linee curve di colore giallo) confluendo verso le pareti esterne della camera di contenimento. Fonte: http://www.ccfe.ac.uk/news_detail.aspx?id=164

Gli elevati flussi di particelle e di calore a cui sono sottoposte le pareti dei tokamak portano all'erosione progressiva dei componenti che si interfacciano direttamente con il plasma (PFC – Plasma Facing Components) mediante processi chimico-fisici che ne limitano pertanto il tempo di vita. Poiché in generale nei tokamak vengono utilizzati materiali differenti per la prima parete, per il limiter, o per le diverse componenti del divertore, i processi di erosione, trasporto e rideposizione danno origine alla formazione di materiali misti (mixed materials) con proprietà diverse da quelle dei materiali originali.

Per ovviare parzialmente a questo problema si può attuare una pulizia della parete (cosiddetto condizionamento), tramite apposite scariche di plasma di idrogeno allo scopo di rimuovere elementi contaminanti come gli ossidi metallici o di carbonio attraverso il bombardamento delle pareti da parte dell'idrogeno proveniente dal plasma.

Nei primi tokamak la grafite è stata il materiale più utilizzato per la sua elevata conducibilità termica e la sua elevata resistenza ai carichi termici, mentre ora la ricerca si orienta verso altri materiali, limitando l'uso del carbonio alle specifiche zone del divertore dove il

flusso termico è estremamente elevato. In ITER i materiali candidati sono il berillio (Be) per la prima parete, il tungsteno (W) per le zone ad alto flusso di particelle (tipicamente parte alta del divertore), il CFC (Carbon Fiber Composite) per le zone ad altissimo flusso termico (nella parte bassa del divertore).

Esercizio 4: Calcolo della potenza da fusione e problema dello smaltimento della potenza

La densità volumetrica di potenza da fusione prodotta in un reattore che fa uso della miscela D-T è data dall'equazione

$$P_{fus} = 1,6 \cdot 10^{-13} n_D n_T \langle \sigma_{DT} v_{DT} \rangle W_0 \text{ W/m}^3$$

ove W_0 è l'energia espressa in MeV dei prodotti di fusione carichi elettricamente, le particelle α ($W_0 = 3,52$ MeV), che sono confinate dal campo magnetico e che cedono la propria energia al plasma riscaldandolo, e $\langle \sigma_{DT} v_{DT} \rangle$ è funzione della sola temperatura delle due specie (considerate qui all'equilibrio termico, ossia $T_e = T_D = T_T = T$). Nell'intervallo di temperature $10 \text{ keV} < T < 20 \text{ keV}$, questa funzione può essere approssimativamente scritta nella forma

$$\langle \sigma_{DT} v_{DT} \rangle \approx 1,1 \cdot 10^{-24} T^2 \text{ m}^3/\text{s}$$

dove la temperatura T è espressa in keV. Con riferimento ad una miscela di combustibile con eguali percentuali di D e T, possiamo porre $n_D = n_T = n_e/2 = n/2$ e quindi riscrivere:

$$P_{fus} = 4,4 \cdot 10^2 n^2 T^2 W_0 \text{ W/m}^3.$$

Considerando valori dei parametri caratteristici di un plasma in un reattore a fusione, $n = 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $T = 20 \text{ keV}$, $W_0 = 3,52 \text{ MeV}$, otteniamo $P_{fus} = 6,2 \cdot 10^5 \text{ W/m}^3$. Per un plasma di 1000 m^3 di volume, supponendo per semplicità distribuzioni uniformi di densità e temperatura, la potenza totale da fusione prodotta può essere stimata in $P_{tot} \approx 620 \text{ MW}$.

Questa enorme potenza viene depositata nel plasma stesso tramite collisioni coulombiane e quindi è destinata a riscaldare elettroni e ioni. La temperatura del plasma però non cresce indefinitamente; una volta che il sistema avrà raggiunto uno stato stazionario gran parte di questa potenza lascerà la zona di confinamento, per irraggiamento o sotto forma di flussi di particelle energetiche che andranno a colpire le pareti materiali del contenitore.

La particolare geometria del campo magnetico nella zona periferica del plasma, in presenza del divertore, è tale da convogliare la maggior quantità dei flussi di particelle da smaltire in zone spazialmente ben definite ove poter concentrare eventuali azioni di smaltimento.

Una valutazione della superficie del divertore (detta "wetted area") sulla quale si concentreranno i flussi di particelle (e pertanto l'energia) può essere fatta

utilizzando l'equazione

$$A = (2\pi R l_E F_e) / \sin \theta ,$$

dove $l_E \approx 0,005$ m, $F_e \approx 4$, R rappresenta il raggio maggiore del tokamak e $\theta \approx 20^\circ$ (fattore in prima approssimazione costante e indipendente dai parametri costruttivi del tokamak). Otteniamo, con $R = 8,5$ m, $A \approx 3,12$ m² come valore rappresentativo della superficie del divertore esposta ai carichi termici e da cui segue una valutazione sommaria ma realistica della potenza specifica da smaltire su superfici di materiali solidi di $P_{fus}/A \approx 200$ MW/m². Allo stato attuale nessun materiale conosciuto sarebbe in grado di resistere ad un tale carico termico senza danneggiarsi irreparabilmente. Si stanno quindi sviluppando divertori basati sull'uso di leghe innovative o di metalli liquidi (Li, Sn, Ga, in grado di facilitare la rimozione del calore) da utilizzare nelle regioni ove la potenza verrà concentrata e, parallelamente, si stanno studiando geometrie magnetiche alternative a quelle ora in uso per la zona del divertore, tali da provocare una forte espansione delle linee di campo magnetico in maniera da distribuire il carico termico su un'area A molto più ampia di quella individuata dall'equazione sopra riportata.

4. L'EVOLUZIONE DELLE RICERCHE SULLA FUSIONE

4.1 Lo sviluppo delle macchine a confinamento magnetico

4.1.1 Dalla conferenza di Ginevra del 1958 ad oggi

Le prime reazioni di fusione prodotte in laboratorio risalgono al 1932 ad opera di Ernest Rutherford e del suo gruppo di ricerca, attivo presso Cambridge (UK). In quell'esperimento si osservò per la prima volta la fusione di atomi di deuterio e la produzione di due nuovi nuclei, elio-3 e trizio. L'esperimento venne ripetuto pubblicamente (com'era d'uso fare ai tempi) alla Royal Institution nel 1934 e Rutherford lo commentò dicendo che ogni reazione di fusione produceva una grande quantità di energia, ma vi era nel complesso una perdita netta della stessa a causa della bassa probabilità di fusione degli atomi di deuterio che venivano accelerati contro il bersaglio di deuterio. Dopo questo esperimento gli studi sulla Fisica nucleare acquistarono un nuovo slancio nel gruppo di Cambridge e altre scoperte vennero effettuate.

A metà degli anni '50 John Lawson poté formulare il suo famoso criterio (vedi approfondimento a pagina 27) da cui fu chiaro che, per la produzione di energia netta da un reattore a fusione basato sul confinamento di un plasma, era necessario agire su densità, temperatura e tempo di confinamento. Raggiungere il valore di densità richiesto fu abbastanza semplice, mentre non fu altrettanto facile il raggiungimento del valore di temperatura. Oggi anche il valore di temperatura necessaria non è più un limite e la vera sfida si concentra sul tempo di confinamento.

Le prime ricerche sull'energia da fusione nucleare si svolgevano in segreto in diverse nazioni del mondo. Il 24 marzo 1951 il presidente argentino Juan Perón convocò una conferenza stampa nella quale dichiarò che il fisico austriaco Ronald Richter era riuscito a *“produrre energia atomica in modo controllato, alle temperature estremamente alte di milioni di gradi, senza usare combustibile di uranio”*, in un laboratorio segreto su un'isola argentina. La notizia fece il giro del mondo e venne accolta con molto scetticismo (e infatti si rivelò falsa).

ma fu sufficiente per dare un'accelerazione agli studi segreti in corso, in particolare in USA e Unione Sovietica.

Il 5 maggio 1951 Josif Stalin diede avvio ufficiale al programma sovietico sulla fusione nucleare presso l'istituto segreto di ricerche nucleari "Laboratory No. 2 of the USSR Academy of Sciences" a Mosca (che in seguito venne chiamato "I. Kurchatov"). In questo programma confluirono gli studi già avviati sin dall'anno precedente da Andrej Sacharov e Igor Tamm che porteranno successivamente alla realizzazione di un "reattore a confinamento magnetico" di forma toroidale al quale sarebbe stato dato poi il nome di *tokamak*.

Parallelamente negli Stati Uniti il fisico Lyman Spitzer lavorava ad un dispositivo per il confinamento magnetico di un plasma con una diversa configurazione nota come *stellarator*, che originariamente si presentava come un tubo a forma di '8'. Su spinta dell'allora presidente Harry Truman, Spitzer avviò il 7 luglio del 1951 il Progetto Matterhorn (nome in codice per la ricerca sulla fusione) a Princeton, in quello che sarebbe diventato il Princeton Plasma Physics Laboratory (PPPL), il laboratorio nazionale per lo studio della fusione termonucleare.

La spinta del presidente Truman non era diretta solo a ricerche nucleari in ambito civile ma anche militare, per stare al passo con l'Unione Sovietica che nel 1949 aveva fatto esplodere una bomba atomica all'idrogeno (bomba H). Il fisico Edward Teller avviò quindi degli studi teorici a Princeton e poi a Los Alamos, nell'ambito del progetto Matterhorn, per la realizzazione di una bomba all'idrogeno. La bomba, che era formata da un nocciolo di deuterio e trizio, circondato da un guscio di uranio, venne fatta esplodere il 1° Novembre 1952 sopra l'atollo di Enewetak, nell'ambito di "Operation Ivy". Il 12 agosto dell'anno seguente anche l'Unione Sovietica dichiarò di aver fatto esplodere la sua prima bomba H. L'8 dicembre 1953 il presidente Dwight Eisenhower, succeduto a inizio anno a Truman, propose all'Assemblea delle Nazioni Unite la promozione di una Conferenza internazionale con titolo "Atoms for Peace" e a seguire la creazione di un'organizzazione per promuovere l'uso pacifico dell'energia nucleare (vedi box 4). Ci si era resi conto infatti che gli effetti della bomba H erano centinaia di volte più potenti di quelli della bomba a fissione e che la tecnologia e il desiderio di costruirla si stava diffondendo anche in altre nazioni, Canada e Regno Unito per prime.

Box 4: ATOMI PER LA PACE

Dall'8 al 20 agosto 1955 venne convocata dalle Nazioni Unite la Prima Conferenza di Ginevra sull'uso pacifico dell'energia atomica, chiamata "Atoms for Peace". A Ginevra arrivarono circa 1500 scienziati da tutto il mondo e si incontrarono fisici occidentali e fisici sovietici, per la prima volta ad un congresso scientifico al di fuori dell'URSS (Unione Sovietica). È importante notare che in quell'epoca si era nel pieno della cosiddetta "guerra fredda" tra Occidente e Oriente. Il principale risultato fu che vennero resi pubblici alcuni risultati sulla ricerca nucleare (gli Stati Uniti scoprirono l'esistenza del tokamak!) e furono scambiate molte informazioni fino ad allora riservate. Gli atti della conferenza contarono più di 1000 pubblicazioni scientifiche. Il clima distensivo creatosi dopo la conferenza permise notevoli passi in avanti. Significative furono due visite che risalgono al 1956: la prima da parte di una delegazione sovietica guidata dal Segretario Generale del Partito Comunista dell'Unione Sovietica Nikita Khrushcev in UK presso i laboratori di Harwell, dove il fisico Igor Kurchatov tenne un seminario in cui riassumeva

i risultati sovietici; la seconda quando alcuni membri dell'Accademia Svedese della Scienza visitarono l'Istituto Kurchatov.

Dopo la conferenza di Ginevra iniziarono anche i lavori per la stesura dello statuto di un'agenzia internazionale per l'energia atomica. Ai negoziati presero parte USA, UK e Francia e cinque paesi produttori di uranio: Canada, Australia, Sudafrica, Belgio e Portogallo. Successivamente si unirono anche l'Unione Sovietica, la Cecoslovacchia, il Brasile e l'India. Il 23 ottobre del 1956 lo statuto fu firmato da 81 paesi ed entrò in vigore il 29 luglio 1957. Era nata ufficialmente la IAEA (International Atomic Energy Agency), con sede a Vienna. Precedentemente, il 25 marzo, coi trattati di Roma, venne istituito l'Euratom, ovvero la comunità europea dell'energia atomica, allo scopo di coordinare i programmi di ricerca degli stati aderenti alla CEE relativi all'energia nucleare ed assicurare un uso pacifico della stessa.

All'inizio del 1957 la Gran Bretagna rese pubbliche le ricerche sulla fusione nucleare controllata e la stessa cosa fecero in seguito Stati Uniti e Unione Sovietica. Una raccolta completa dei risultati ottenuti dagli scienziati sovietici fu pubblicata in quattro volumi redatti dal fisico nucleare Mikhail Leontovich con il titolo "Plasma Physics and Problems of Controlled Thermo-nuclear Reactions".

La seconda conferenza "Atoms for peace" ebbe luogo nel 1958, ancora a Ginevra, e per la prima volta vennero resi noti i dettagli costruttivi di una macchina tipo tokamak (acronimo dal russo "toroidál'naja kámara s magnítnymi katúškami", ossia "camera toroidale con bobine magnetiche") su cui i fisici sovietici stavano lavorando da qualche anno. Il tokamak avrebbe galvanizzato nei decenni successivi la gran parte della ricerca mondiale sull'approccio magnetico alla fusione termonucleare controllata.

È interessante ricordare che all'inizio del 1958 la stampa britannica fu galvanizzata dai risultati della macchina toroidale ZETA (Zero Energy Thermonuclear Assembly) del laboratorio di Harwell che sembrò aver prodotto per la prima volta un numero ragguardevole di reazioni di fusione, tanto da far scrivere che si era realizzato "a triumph as great as the launching of the Russian Sputnik" (Daily Mail) e che gli scienziati britannici erano "the atom men who won Round One in the race with the scientific big brothers, Russia and America". La macchina ZETA era un dispositivo a confinamento magnetico toroidale detto Z-pinch basato sulla "strizione" del plasma da parte di un forte campo magnetico impulsato prodotto da una corrente elettrica che veniva fatta circolare assialmente nel plasma. Nel corso degli esperimenti si osservò una intensa produzione di neutroni che venne attribuita alle reazioni di fusione tra nuclei di D termici che costituivano il plasma. Analisi più approfondite mostrarono in seguito che i neutroni osservati non avevano origine da reazioni di fusione ma erano accelerati da collisioni con protoni energetici prodotti da instabilità virulente a cui erano soggette queste configurazioni di plasma. A metà dello stesso anno vi fu quindi una pubblica smentita da parte dei responsabili dell'esperimento ZETA e questa linea di ricerca terminò.

Tuttavia gli esperimenti condotti in ZETA avevano evidenziato un comportamento del plasma di cui non ci si spiegava l'origine: al termine del regime di scarica dominato dall'instabilità sopra menzionata si instaurava spontaneamente un regime quiescente in cui il campo magnetico all'interno del plasma aveva verso opposto a quello presente all'esterno, creando così una configurazione di campo stabile.

Era la prima evidenza del processo di auto-organizzazione del plasma che avrebbe poi portato allo sviluppo della configurazione toroidale di tipo Reversed Field Pinch (RFP).

Dall'anno 1958 gli sviluppi della Fisica del plasma, le cui basi furono poste già dalla fine degli anni '20, e in particolar modo dei plasmi confinati da campi magnetici iniziarono a diventare via via crescenti. Il plasma era apparso sin da subito come l'ambiente più idoneo per produrre reazioni di fusione nucleare in laboratorio da cui estrarre energia in maniera controllata. Se portato ad una temperatura sufficientemente alta la totale ionizzazione dei suoi atomi avrebbe evitato le perdite di energia per ionizzazione nelle collisioni tra i nuclei interagenti; inoltre essendo esso costituito da particelle cariche si poteva agire su di esso (ad esempio per confinarlo spazialmente) mediante campi elettrici e magnetici esterni evitando qualsiasi contatto con superfici materiali.

Fu individuato un certo numero di possibili configurazioni di confinamento magnetico, tra cui le macchine lineari a specchio magnetico e quelle toroidali (tokamak e stellarator) risultarono le più promettenti. Parallelamente però gli studi teorici prevedevano un numero crescente di instabilità di plasma che avrebbero potuto essere eccitate in queste configurazioni così lontane dall'equilibrio termodinamico. Le prime macchine a specchio presentavano una curvatura delle linee di campo nelle regioni degli specchi magnetici che rendevano il sistema instabile e il tempo di confinamento dell'energia risultava di ordini di grandezza inferiore a quello atteso. Un successo significativo fu raggiunto presso l'Istituto Kurchatov quando si dimostrò che un campo magnetico aggiuntivo, oltre al semplice campo specchio, migliorava drasticamente la stabilità della configurazione: le instabilità a larga scala scomparivano e il confinamento ne traeva vantaggio. Tuttavia il plasma, seppur più stabile da un punto di vista macroscopico, rivelava un nuovo tipo di instabilità, le microinstabilità, che conducevano a una perdita delle proprietà di confinamento.

Inizialmente anche i dispositivi basati sul confinamento toroidale mostrarono bassi gradi di confinamento del plasma. Inoltre l'uso di vetro o quarzo per la camera di contenimento del plasma provocava la contaminazione del plasma da parte di elementi (impurezze) diversi da quelli costituenti il gas di partenza. Il problema venne superato introducendo l'utilizzo di pareti metalliche nelle macchine da fusione, che permettono di operare con un livello più basso di ingresso di impurezze nel plasma, e realizzando un vuoto molto spinto nella camera di contenimento prima di inserirvi il gas di lavoro; in tal modo si riuscì ad aumentare la temperatura del plasma e dar luogo alla comparsa dei primi neutroni.

4.1.2 I primi tokamak

La svolta per la ricerca sulla fusione verso i dispositivi a configurazione toroidale arrivò nel 1968, nel corso della terza conferenza della IAEA a Novosibirsk (URSS), con l'annuncio dei risultati degli esperimenti condotti sul primo tokamak sovietico, costruito nel 1960 e denominato T-3. Il tokamak T-3 (figura 21), con raggio maggiore di 1 m, raggio minore di 12 cm ed una corrente di plasma di circa 60 kA, aveva raggiunto la temperatura di 100 eV e un tempo di confinamento di qualche millisecondo, valori nettamente superiori a quelli precedentemente ottenuti in altri esperimenti.

Con questa notizia, il fisico Lev Artsimovich impressionò tutti i presenti che reagirono con notevole scetticismo, specialmente gli scienziati britannici e americani, ancora ben lontani dal raggiungere tali prestazioni. La conferma di questi risultati avvenne quando un team britannico rispose ad un bando per la misura della temperatura in un tokamak e fu ammesso alla sperimentazione. La comunità occidentale si convinse allora della validità del tokamak,

che ben presto sarebbe diventato la soluzione dominante nel resto dell’Europa. Artsimovich stesso si rese disponibile a tenere seminari per diffondere le proprie conoscenze.

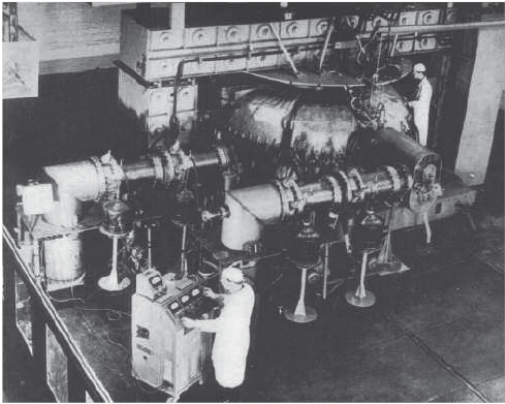


Fig. 21. – Immagine d’epoca del tokamak sovietico T-3. Fonte: <http://alltheworldstokamaks.wordpress.com/gallery-of-external-views/t3/>

Tabella IV: I primi tokamak (anni 1960 – 1979).

T-3	(1960) URSS	Raggio maggiore 1m, raggio minore 0,12 m, corrente di plasma 60 kA, temperatura raggiunta 100 eV, tempo confinamento qualche millisecondo
Pulsator	(1973) Germania	Focalizzato su studi da alta densità e sviluppo di diagnostiche
Alcator A	(1973) USA	Raggio maggiore 0,54 m, raggio minore 0,1 m, campo magnetico 10 T
TFR (Tokamak di Fontenay-aux-Roses)	(1973) Francia	Primo tokamak ad andare oltre i risultati di T-3, raggio maggiore 1 m, raggio minore 0,20 m, tempo di confinamento 20 millisecondi; temperatura tuttavia non salì oltre 1 keV. Sviluppo di riscaldamento con atomi neutri (Neutral Beam Injector), raggiungimento di $T=2$ keV
PLT (Princeton Large Torus)	(1975) USA	Raggio maggiore 1,3 m, raggio minore 0,40 m, temperatura raggiunta 7 keV
T10	(1975) URSS	Raggio maggiore 1,5 m, raggio minore 0,39 m
FT (Frascati Tokamak)	(1977) Italia	Alto campo toroidale (10 T), compattezza (raggio maggiore 0,83 m), corrente elevata (1 MA), riscaldamento addizionale con onde elettromagnetiche a radiofrequenza
Alcator C	(1978) USA	Raggio maggiore 0,63 m, raggio minore 0,16 m, campo magnetico 13 T
Doublet III	(1979) USA	Primo plasma non circolare con sezione a “D”, raggio maggiore 1,45 m, raggio minore 0,45 m
PDX (Poloidal Divertor Experiment)	(1979) USA	Raggio maggiore 1,4 m, raggio minore 0,4 m

Nonostante in quegli anni la situazione di Euratom fosse critica, soprattutto per la mancanza di fondi disponibili per la fusione, venne messo a punto un programma a lungo termine in cui si suggeriva alla Commissione Europea la costruzione di diversi tokamak nei Paesi membri e l'instaurazione di un regime speciale di contratti (detti Contratti di Associazione che prevedevano il finanziamento congiunto delle ricerche sulla fusione, da parte sia della Commissione sia dei singoli Paesi associati) per promuovere e favorire lo scambio di personale tra diversi laboratori. Questa richiesta venne approvata dalla Commissione Europea con un finanziamento maggiore di quello proposto. La decisione diede prestigio e solidità al programma europeo sulla fusione, tanto che anche due stati non membri chiesero di aderire (Svezia e Svizzera). Si diede così inizio alla costruzione di diversi tokamak (alcuni dei quali sono elencati in Tabella IV) e nel 1972 venne istituito un JET (Joint European Tokamak) Working Group con la missione di progettare un grande tokamak europeo, in grado di produrre e confinare un plasma con parametri che si avvicinassero alle condizioni del reattore.

Gli anni '80 videro il mondo della fusione focalizzarsi sulla costruzione di tre nuovi tokamak: JET (UE, descritto più diffusamente nel par. 4.1.3), TFTR (USA) e JT60 (Giappone), tutti accomunati da un forte incremento delle dimensioni della camera e del volume di plasma, al fine di migliorarne il confinamento.

Mentre era in corso la costruzione di queste macchine, venne osservato sperimentalmente che nei tokamak le proprietà di confinamento dell'energia del plasma peggioravano sensibilmente quando si cercava di scaldare il plasma con radiofrequenza o fasci di atomi neutri. La notizia fu molto scoraggiante poiché si iniziò a prevedere che le dimensioni dei tokamak dovessero diventare oltremodo eccessive per realizzare regimi di funzionamento in grado di produrre un guadagno netto di energia. Un primo database internazionale permise di formulare una legge di scala empirica per questo regime di confinamento nei tokamak, che fu poi denominato L-mode (Low-confinement mode). Successivamente, però, con ASDEX (Garching, Germania) e DIII-D (San Diego, USA) si scoprì la modalità H-mode (High-confinement mode), un regime di plasma in cui una barriera di confinamento appare spontaneamente al bordo del plasma una volta superata una certa soglia di potenza di riscaldamento addizionale. Le condizioni per la comparsa e il rescaling sia del confinamento H-mode sia della sua soglia di potenza sono stati determinati durante i decenni successivi. Ad oggi l'H-mode è una base di partenza solida per il progetto ITER (vedi approfondimento a pagina 40).

Nel corso degli anni '90, nei due tokamak allora più importanti, è stata dimostrata la produzione di quantità significative di potenza da fusione per reazioni D-T: nel 1994 in TFTR (Princeton, USA) si produsse, per alcune centinaia di ms, un livello di potenza di fusione >10 MW a fronte di 40 MW di potenza di riscaldamento ($Q \sim 0,27$), mentre in JET, nel 1997, vennero prodotti 16 MW in un impulso di circa 1 s, con una iniezione di 25 MW di riscaldamento addizionale ($Q \sim 0,6$). Negli anni 1993-94 TFTR operò circa 200 scariche in DT producendo complessivamente più di 1 GJ di energia da fusione. Poi TFTR smise di operare e JET rimase ed è tuttora l'unico tokamak in grado di utilizzare il trizio.

La realizzazione di questi esperimenti ha richiesto notevoli sviluppi delle tecnologie su numerosi fronti: per il contenimento e la messa in sicurezza dell'uso del trizio, per la manutenzione delle parti interne del tokamak tramite l'utilizzo di robot controllati a distanza (remote handling), per l'adattamento dei sistemi di riscaldamento addizionali alla presenza

di trizio e infine per la messa in sicurezza delle diagnostiche al fine di garantirne l'operatività in presenza dei grandi flussi neutronici a 14 MeV.

Nella figura 22 sono indicati i principali esperimenti condotti in diversi tokamak a partire dai tardi anni Sessanta fino alla previsione dei regimi di operazione di ITER (in rosso). In ascissa è riportata la temperatura ionica, misurata in keV, e in ordinata il cosiddetto "triplo prodotto" $n_i \tau_E T_i$, misurato in unità di $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$. Entrambe le scale sono logaritmiche. Le parabole poste in alto a destra rappresentano il criterio di Lawson per $Q = 0,1, 1$ e per la condizione di ignizione, mentre la regione più chiara individua i regimi di operazione più interessanti per la fusione in quanto caratterizzati da una collisionalità sufficientemente elevata da consentire il raggiungimento della condizione di isothermicità $T_e \approx T_i$ del plasma. Questa regione è limitata in alto dall'eccessiva emissione di radiazione per bremsstrahlung ($\propto n_e^2$).

Negli anni successivi sono stati raggiunti altri traguardi ottenuti in diversi laboratori di fusione, in un congiunto sforzo mondiale, come ad esempio, la scoperta di barriere di confinamento, che riducono il trasporto di energia e di particelle verso l'esterno e i progressi compiuti nello studio e nelle operazioni con il divertore oltre che lo sviluppo di nuove tecnologie nel settore dei riscaldamenti addizionali: nuovi sistemi di accoppiamento della radiazione elettromagnetica al plasma per lo Ion Cyclotron Resonance Heating (ICRH) e il Lower Hybrid Heating (LHH); iniettori di atomi neutri (NBI) che fanno uso di sorgenti di ioni negativi; sorgenti di alta potenza e a lungo impulso di tipo Gyrotron per l'Electron Cyclotron Resonance Heating (ECRH). A tutto questo si aggiunge anche lo sviluppo di tecniche diagnostiche per la misura delle particelle α che verranno prodotte nei plasmi igniti.

I risultati di Fisica che sono stati ottenuti nel corso di questo periodo sono altrettanto eccezionali: essi riguardano nuovi scenari operativi dei tokamak con la prospettiva di realizzare un regime stazionario facendo uso di una corrente prodotta dall'iniezione di radiofrequenza o fasci di atomi neutri, il controllo delle instabilità che si verificano ad alta pressione o al bordo del plasma utilizzando perturbazioni del campo magnetico alla periferia ed operazioni ad alta densità di plasma. I modelli e le teorie sviluppate hanno gettato una nuova luce su come il trasporto di particelle e di energia nel plasma agisce con la formazione di vortici su larga scala e come lo si può limitare agendo in maniera da ridurre l'estensione radiale di tali strutture macroscopiche inducendo delle rotazioni del plasma. Nonostante l'impossibilità di trattare determinate problematiche in maniera analitica, i nuovi e potenti sistemi di calcolo hanno permesso di effettuare grandi progressi nella simulazione dei plasmi confinati nella complessa geometria magnetica del tokamak. Permangono tuttavia le difficoltà legate alla natura multi-dimensionale e multi-scala del plasma associate alla presenza contemporanea di dinamiche su micro-, meso- e macro-scale, sia spaziali che temporali, e queste difficoltà costituiscono una delle grandi sfide di oggi e di domani.

Il successo di tutti questi esperimenti mirati allo studio del plasma da fusione (in figura 22 sono elencati i principali) ha svolto un ruolo importante nel creare la motivazione per il progetto ITER, che costituirà una pietra miliare sul cammino verso la realizzazione del reattore a fusione (si veda il par. 4.2.1). Altri elementi del programma internazionale sulla fusione meritano comunque di essere menzionati come il Broader Approach, un accordo stipulato tra l'UE e il Giappone, legato alla decisione di costruire ITER in Europa, che prevede la realizzazione in Giappone, con importanti contributi europei, di un nuovo grande tokamak superconduttore JT60-SA, del progetto ingegneristico della sorgente di neutroni

IFMIF per lo studio dei materiali per il reattore e di un nuovo centro di studi sulla fusione IFERC (International Fusion Energy Research Centre) comprensivo di una stazione per il controllo remoto di ITER.

È da sottolineare il crescente ruolo dell'Asia come protagonista del programma internazionale, come dimostra la costruzione e la messa in operazione di nuovi impianti da fusione che utilizzano magneti superconduttori, come per esempio EAST (in Cina), KSTAR (in Corea del Sud) e ST1 (in India).

Infine, in Germania, è entrato in operazione lo stellarator W7-X alla fine del 2015.

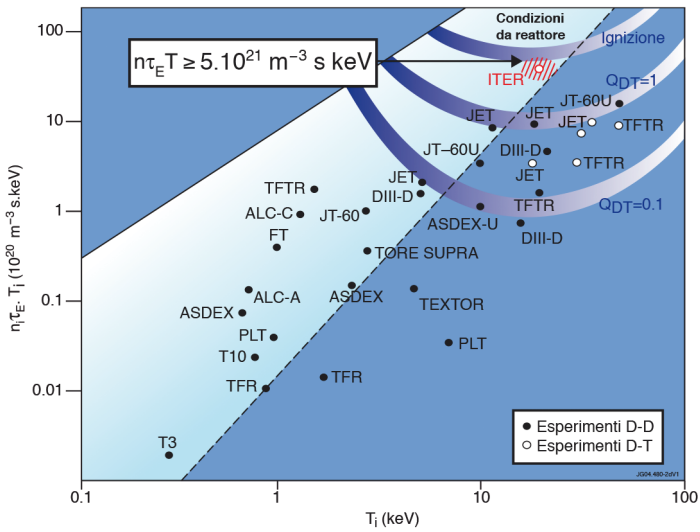


Fig. 22. – Sono riportati i principali esperimenti condotti in diversi tokamak a partire dai tardi anni Sessanta fino alla previsione dei regimi di operazione di ITER (in rosso). In ascissa è riportata la temperatura ionica, misurata in keV, e in ordinata il cosiddetto “triplo prodotto” $n_e T_e T_i$, misurato in unità di $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$. La condizione di fusione $n_e T_e > f(T, \eta)$ introdotta nell’approfondimento a pagina 27 può anche essere espressa in termini del triplo prodotto. Ciascun sistema di confinamento magnetico del plasma (tokamak o stellarator) è quindi collocabile in un grafico che ne rappresenti le prestazioni rispetto alla condizione di ignizione fissata dal criterio di Lawson. Si può osservare come un dato valore del fattore di guadagno energetico Q si raggiunga con valori differenti del triplo prodotto $n\tau T$ a seconda del valore di temperatura T , come indicato dalle curve viola relative alla reazione D-T. Per questa reazione, la temperatura che permette di raggiungere la condizione di ignizione con il minimo valore del triplo prodotto è circa $T=15\text{--}20 \text{ keV}$. Fonte: <https://www.euro-fusion.org/2011/09/progress-in-fusion/>, ©EUROfusion, 2014–2018.

4.1.3 II JET

I risultati dei primi tokamak alla fine degli anni '60 hanno incoraggiato il programma sulla fusione ed aperto la strada verso il futuro reattore. Diventava evidente la necessità di dare un segnale forte in questa direzione: la realizzazione del primo reattore a fusione non poteva essere responsabilità di un solo Paese ma avrebbe potuto avere origine solamente da un progetto di collaborazione internazionale. Venne istituita quindi una squadra di lavoro con la missione di studiare un grande tokamak avente un plasma che si avvicinasse alle condizioni fisiche di un reattore. La decisione di costruire il Joint European Torus (JET) venne raggiunta e nel 1977 iniziarono i lavori di costruzione, portati a termine in soli 5 anni

sul sito di un ex aeroporto a Culham (vicino a Oxford) nel Regno Unito. Il primo plasma in JET è stato realizzato il 25 giugno 1983 e il 9 aprile 1984 il JET è stato ufficialmente inaugurato alla presenza di Sua Maestà la Regina Elisabetta II ed altri capi di stato europei.

Nella storia della ricerca sulla fusione particolarmente significativa è la data del 9 novembre 1991, quando un esperimento preliminare in JET con l'uso di una miscela di deuterio e trizio ha ottenuto il primo rilascio controllato di energia da fusione. Sei anni più tardi, nel 1997, un altro record mondiale è stato raggiunto: iniettando una potenza addizionale di 25 MW nel plasma, JET è stato in grado di produrre 16 MW di potenza da fusione (corrispondenti a $Q \sim 0,6$) in un impulso di circa 1 s, equivalenti ad un rilascio di 22 MJ di energia (vedi figura 23). Ci si è quindi avvicinati, come non era mai stato fatto prima in un laboratorio, alla condizione di pareggio tra la potenza immessa nella macchina dall'esterno per scaldare il plasma e quella prodotta internamente dalle reazioni di fusione. Nella stessa campagna di misure si sono prodotti inoltre 5 MW di potenza da fusione (corrispondenti a $Q \sim 0,2$) in condizioni quasi stazionarie.

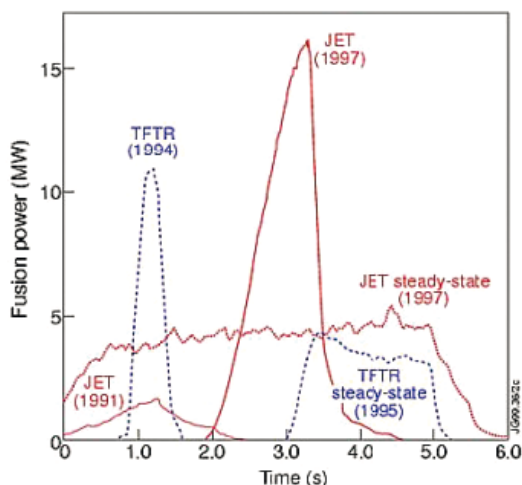


Fig. 23. – Sono riportate le tracce temporali della potenza da fusione prodotta in plasmi D-T (nel rapporto 50/50) in due esperimenti effettuati nel tokamak statunitense TFTR negli anni '94 – '95, e in tre scariche di JET nel corso delle campagne sperimentali del '91 e del '97. Nelle due scariche del 1997, JET realizzò un guadagno di $Q \approx 0,62$ per ca. 1 s, e di $Q \approx 0,2$ per ca. 4 s. Fonte: <https://www.euro-fusion.org/2005/10/jet-demonstrates-alpha-particle-heating>, ©EUROfusion 2014-2018.

L'introduzione di un elemento radioattivo come il trizio ha comportato la necessità di utilizzare sistemi remotizzati e robotizzati (remote handling) per interventi nella camera da vuoto, per poter evitare l'accesso di personale nella macchina per la sua manutenzione. Nel 1998 gli ingegneri di JET hanno sviluppato un sistema robotizzato comandato a distanza con il quale, per la prima volta, è stato possibile rimuovere dalla camera da vuoto componenti danneggiati o attivati dalle reazioni dalla camera da vuoto e sostituirli usando unicamente sistemi di movimentazione artificiali. Questo ha anche permesso l'introduzione di sistemi di sicurezza per l'uso, il recupero e il riciclo del trizio.

Nel 1993 è stato deciso di dotare JET di un divertore, cioè del sistema di pompaggio dell'elio prodotto dalle reazioni di fusione e delle impurezze rilasciate dalle pareti del vessel.

Esso è stato installato nella parte inferiore della camera da vuoto (vedi figura 19) e la sua configurazione è stata via via modificata nel corso degli anni. Successivamente JET ha iniziato ad operare con configurazioni magnetiche simili a quelle che dovranno essere implementate nel futuro reattore ITER. Da ottobre 2009 a maggio 2011 è stata modificata la prima parete della camera da vuoto per riprodurre le scelte dei materiali che verranno utilizzati per la fabbricazione della prima parete di ITER (tungsteno e berillio). La robustezza e la flessibilità del progetto originale hanno permesso a JET di evolversi seguendo i progressi nella ricerca sulla fusione, in particolare quelle legate a ITER. Oggi, infatti, il suo compito principale è quello di preparare e ottimizzare i regimi di funzionamento di ITER, un banco di prova per le tecnologie e gli scenari operativi di un plasma da fusione.

JET (figura 24) è attualmente il più grande tokamak in funzione al mondo e per il momento è l'unica macchina in grado di funzionare con la miscela di combustibile deuterio-trizio dei futuri reattori e produrre energia da fusione. È utilizzato da più di 40 laboratori europei e oltre 350 persone (tra scienziati e ingegneri) contribuiscono al suo programma. JET è ancora un esperimento a tutti gli effetti, destinato a studi di Fisica della fusione e a mettere alla prova alcune tecnologie rilevanti, a differenza di ITER (che è progettato per dimostrare la capacità di fornire 10 volte la potenza che consuma) e DEMO (pensato per produrre la prima energia elettrica da fusione), che saranno impianti dimostrativi, anche se di scala molto diversa.

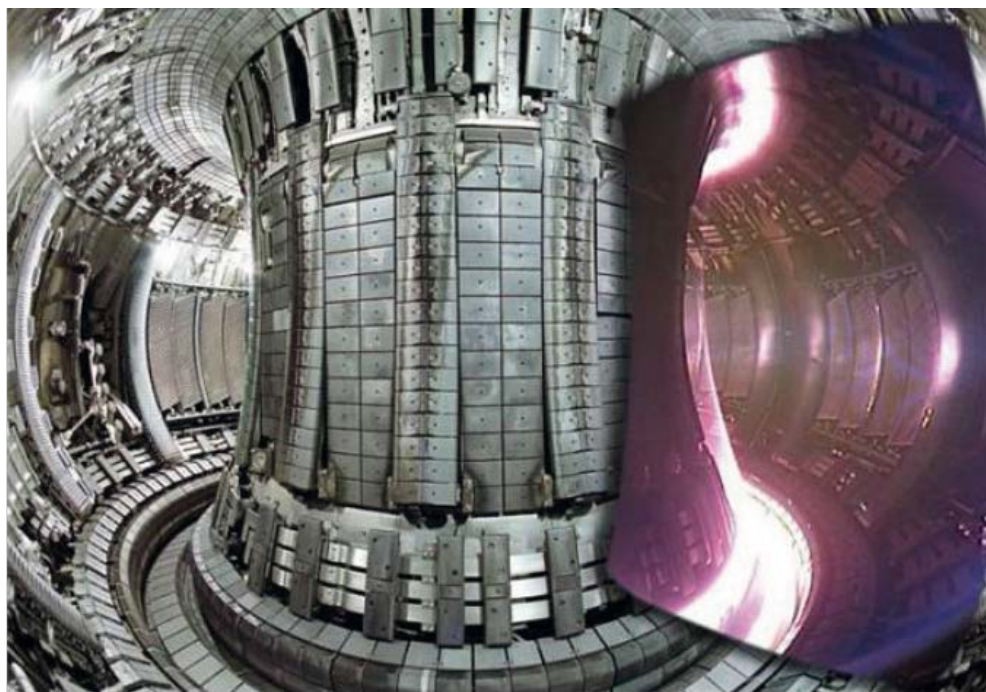


Fig. 24. – Questa illustrazione è un sovrapposizione di immagine computerizzata e fotografia. Mostra una sezione di plasma (in rosa) sovrapposta alla camera di JET. Fonte: <https://www.euro-fusion.org/2011/08/the-virtual-vessel-5/?view=gallery-428>, ©EUROfusion.

4.1.4 Le macchine italiane

In Italia, nei primi anni '60 le ricerche sulla Fisica del plasma applicata alla fusione vennero condotte presso il Laboratorio Gas Ionizzati (LGI), dell'allora CNEN (Consiglio Nazionale per l'Energia Nucleare, divenuto poi ENEA), fondato dal fisico Bruno Brunelli. Alla fine degli anni '60, in seguito alla diffusione dei risultati positivi ottenuti dai sovietici su T-3, si decise di avviare un programma di ricerche sulla fusione termonucleare con l'utilizzo di plasmi confinati in configurazione tokamak.

Nel 1969 al CNEN, su proposta dello scienziato italiano Bruno Coppi, si decise quindi di costruire un tokamak, denominato Frascati Tokamak (FT). Il progetto fu avviato nel 1971 e nel 1978 FT produsse il primo plasma. I parametri e le caratteristiche principali di questa macchina da fusione, caratterizzata da un alto campo magnetico, furono scelti prendendo come riferimento il tokamak Alcator A del MIT (Massachusetts Institute of Technology). Lo scopo principale di questo esperimento era la ricerca di un compromesso tra l'obiettivo di ottenere un elevato riscaldamento ohmico, che richiedeva un campo magnetico molto intenso, e quello di avere dimensioni del plasma non troppo ridotte, per contenere le perdite di energia. Come risultato di tale compromesso FT nacque con un campo magnetico toroidale massimo di 10 T, raggio maggiore $R = 0,83$ m, raggio minore $a = 0,23$ m e una massima corrente di plasma di 600 kA. Per il magnete toroidale che era costituito da 24 moduli in rame, fu necessario ricorrere ad un raffreddamento delle bobine con azoto liquido per aumentare la conduttività e ridurre l'energia dissipata.

Diversi risultati importanti furono ottenuti in FT; in particolare l'elevato valore di campo magnetico permise di confinare plasmi di alta densità, fino a valori della densità di picco (pari a $7,5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$) non ancora raggiunti in altre macchine, e quindi di realizzare un elevato tempo di confinamento dell'energia sfruttando la legge di scala $\tau_E \approx na^2$ che era stata formulata per le macchine ad alto campo in seguito a sperimentazione sul tokamak Alcator A. In plasmi ad alta densità, FT raggiunse un valore record del prodotto della densità per il tempo di confinamento dell'energia, pari a $n\tau_E = 4 \cdot 10^{19} \text{ s m}^{-3}$, con $T_e \sim 1 \text{ keV}$.

All'inizio degli anni '80, dall'entusiasmo del successo di FT e grazie alle competenze e all'esperienza acquisite, venne proposta la costruzione di una nuova macchina denominata Frascati Tokamak Upgrade (FTU) (che in realtà fu un'installazione totalmente nuova). Una nuova macchina era necessaria per estendere regimi di buon confinamento corrispondenti alle alte densità, con l'utilizzo di campi magnetici elevati, e a valori più elevati di temperatura, raggiungibili attraverso alti livelli di potenza di riscaldamento a radiofrequenza. Il campo magnetico toroidale fu ridotto a 8 T per alleggerire la struttura meccanica e consentire l'installazione dei nuovi impianti di riscaldamento addizionale di potenza a radiofrequenza previsti. Il progetto, presentato in ambito europeo, ricevette nel 1983 il supporto prioritario Euratom. FTU entrò in funzione nel 1989 ed è tuttora in operazione.

Il plasma di FTU (generato all'interno del criostato mostrato in figura 25) ha sezione circolare, con un raggio minore di 0,3 m e un raggio maggiore di 0,93 m. La massima corrente di plasma è 1,6 MA. La macchina (ovvero la camera da vuoto, i magneti e le strutture di supporto) è racchiusa in un criostato e raffreddata alla temperatura dell'azoto liquido (77 K). Per lo studio della fisica del riscaldamento ad alta potenza specifica e della generazione di corrente non induttiva nei plasmi ad alta densità, FTU venne dotato di tre diversi sistemi di riscaldamento a radiofrequenza, con una potenza totale installata pari a 9,2 MW. Un

iniettore di proiettili di deuterio solido (pellet injection), ha permesso di ottenere plasmi ad alta densità (fino a $\sim 8 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$), elevata purezza ($Z_{\text{eff}} = 1,3$) e temperature ioniche ed elettroniche uguali (per l'elevata collisionalità) pari a 1,5 keV.

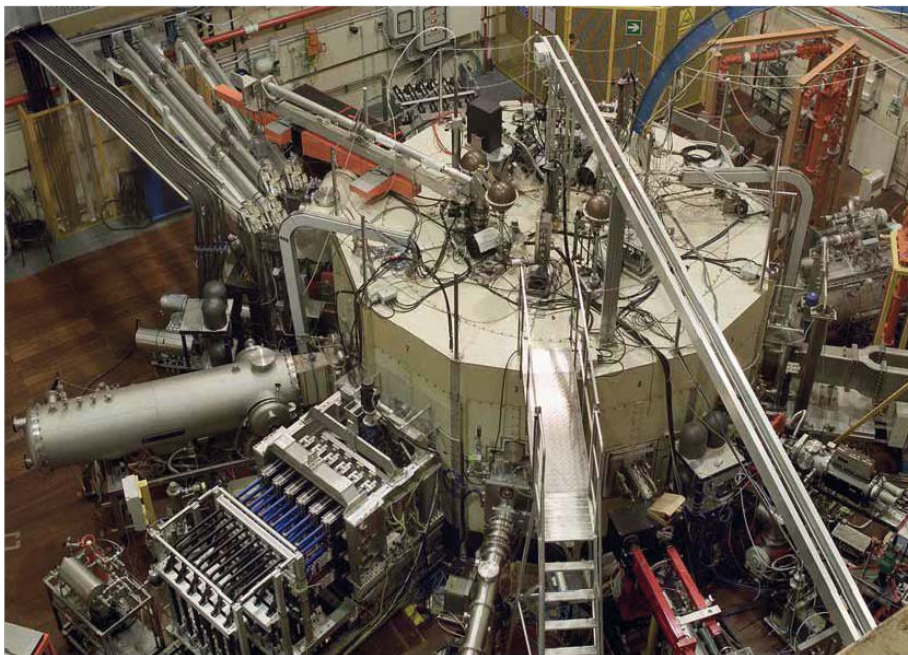


Fig. 25. – Il tokamak FTU dei Laboratori di Frascati dell'ENEA. Fonte: <http://www.fusione.enea.it/FTU/index.html.it>

A Milano le ricerche in Fisica dei plasmi furono introdotte negli anni '60 dal fisico italiano Piero Caldirola fondatore del “Laboratorio di Fisica del Plasma” (in seguito Istituto di Fisica del Plasma, IFP) del Consiglio Nazionale delle Ricerche (CNR) ove venne installato il tokamak THOR, progettato e costruito a Culham nel Regno Unito, che fu operativo dal 1978 al 1989. Le ricerche furono incentrate principalmente sullo studio delle scariche nei regimi cosiddetti di slide-away, scoperti da poco su Alcator A, e di runaway, caratterizzati dalla produzione di elettroni veloci, e della Fisica del riscaldamento del plasma mediante iniezione di radiazione elettromagnetica alla frequenza ciclotronica degli elettroni (ECRH, vedi par. 2.3.2). Il tokamak THOR aveva un campo magnetico di 1 T, molto inferiore a quello di FTU, e pertanto su di esso si poté sperimentare la nuova sorgente di tipo Gyrotron di radiazione a 28 GHz e potenza 200 kW. L'esperienza guadagnata nella sperimentazione sul THOR permise ai ricercatori dell'IFP negli anni '90 di progettare, costruire ed operare l'impianto ECRH a 140 GHz, costituito da quattro Gyrotron da 0,5 MW (nominali) ciascuno, che venne installato sul tokamak FTU dell'ENEA. Con tale impianto, del tutto innovativo per l'elevato valore della frequenza, nell'ambito di una fruttuosa e lunga collaborazione tra IFP ed ENEA, si è riusciti a scaldare la componente elettronica del plasma di FTU fino a 15 keV, a dimostrare la possibilità di generare corrente non induttiva in

maniera spazialmente localizzata, a controllare diversi tipi di instabilità di plasma e a favorire la formazione del plasma negli istanti iniziali della scarica mediante l'uso di ECRH come potenza addizionale. Tutti questi risultati si sono in seguito rivelati estremamente importanti ed estrapolabili agli scenari previsti per ITER.

I primi esperimenti sui gas ionizzati iniziarono a Padova nel 1958/59. Negli anni '70, presso la sede del Centro Studi sui Gas Ionizzati del CNR, ci furono i primi studi con macchine toroidali (non tokamak), in cui il riscaldamento del plasma si otteneva per compressione o strizione del gas ("effetto pinch"). Gli scienziati cercavano una configurazione magnetica "spontanea", chiamata poi "Reversed Field Pinch" (RFP) e che, come abbiamo già visto, alcuni anni prima era stata osservata casualmente negli ultimi esperimenti della macchina ZETA ad Harwell (UK), dove il plasma veniva riscaldato per mezzo della compressione adiabatica del gas. Questa configurazione fu osservata a Padova nella macchina ETA-BETA II e nuovo impulso fu dato alle ricerche in questo senso: nacque così RFX (Reversed Field eXperiment, figura 26) che ha come obiettivo lo studio della Fisica del plasma e la dimostrazione che la configurazione RFP potrebbe consentire la realizzazione del reattore a fusione più semplice ed economico, grazie alla capacità di sostenere correnti di plasma molto elevate con valori di campo magnetico relativamente bassi, senza necessità quindi di fare uso di magneti superconduttori e pertanto alla possibilità di accedere alle reazioni di fusione con il solo riscaldamento ohmico. RFX ha un raggio maggiore pari a 2 m ed un raggio minore di 0,45 m; esso è l'esperimento più grande attualmente in operazione con questa configurazione. È una configurazione magnetica di equilibrio che, a differenza del tokamak, ha un campo toroidale dello stesso ordine di quello poloidale che inverte il suo verso in prossimità del bordo del plasma (da cui il nome). Ciò permette di confinare un plasma con $B \sim 0,7$ T e di sostenere in esso una corrente fino a 2 MA.

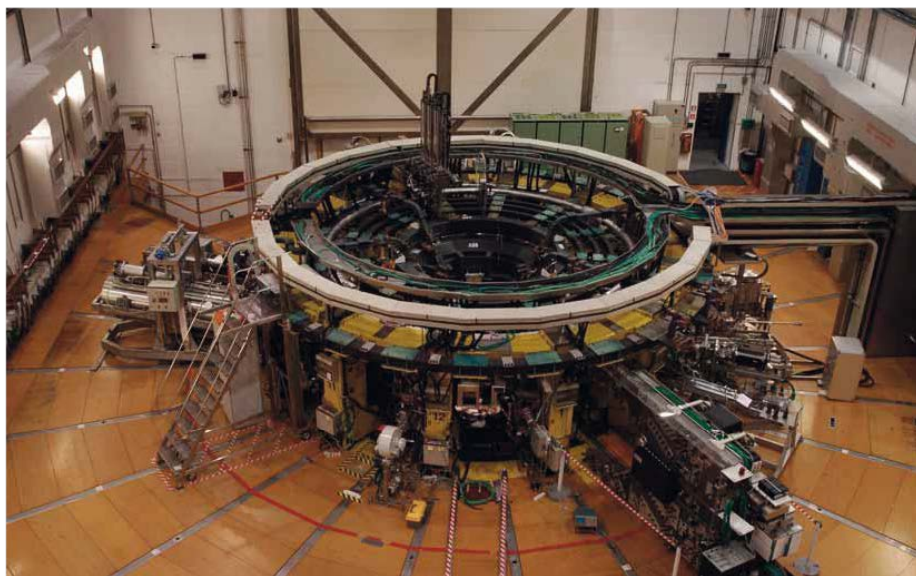


Fig. 26. – Il Reversed Field Pinch RFX del Consorzio RFX di Padova.

RFX vanta un sistema di controllo in controreazione di instabilità macroscopiche di plasma, costituito da 192 bobine magnetiche disposte a coprire integralmente la superficie del plasma e alimentate individualmente. Con questo sistema si è dimostrata la possibilità di un controllo accurato della configurazione di plasma e della conseguente ottimizzazione delle prestazioni di RFX, risultati di grande importanza per le possibili estrapolazioni sui tokamak ed in particolare su ITER.

4.2 Verso il reattore a fusione

Considerati i notevoli passi in avanti compiuti nella Fisica dei plasmi confinati magneticamente e nelle tecnologie utilizzate nei tokamak, a partire dalla seconda metà degli anni '80 del secolo scorso, una parte consistente della comunità scientifica fusionistica ha avviato la progettazione e successivamente la realizzazione di un tokamak di dimensioni ancora più grandi di JET, di carattere internazionale ed in grado di dimostrare per la prima volta la fattibilità scientifica e tecnologica della produzione di energia da fusione.

4.2.1 ITER: il prototipo sperimentale di reattore

Il progetto ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), in cui la parte principale del riscaldamento verrà dalle particelle α , rappresenta il punto chiave per il passaggio dagli studi eseguiti e dall'esperienza acquisita finora alla futura realizzazione di un reattore commerciale per la produzione di energia elettrica da fusione. Sarà il primo dispositivo a produrre un guadagno netto di energia da fusione e mantenere il processo attivo per lunghi periodi di tempo (con scariche di durata anche di un'ora). Inoltre, testerà tecnologie integrate, materiali e regimi fisici necessari per la produzione commerciale di elettricità da fusione.

Nella Tabella V sono riassunte le fasi principali che hanno portato alla definizione ed all'avvio della realizzazione del reattore che è in corso di costruzione a Cadarache, nel sud della Francia. I sette partner che partecipano al progetto sono: Unione Europea (UE), Cina, Corea del Sud, Giappone, India, Russia e Stati Uniti. Il progetto è estremamente ambizioso sotto molti punti di vista e, oltre alle sfide scientifiche e tecnologiche che dovrà affrontare, il suo successo dipenderà fortemente dalle capacità di integrare tra loro con la necessaria efficacia i diversi contributi che i singoli partecipanti forniranno al progetto stesso. È da sottolineare infatti che la quasi totalità dei componenti che costituiranno il reattore verranno costruiti dai partner di ITER (suddividendo a volte la costruzione di alcuni componenti strategici, come ad es. le bobine superconduttrici, fra più partner) nell'ambito di contratti specifici e sulla base di specifiche richieste fornite dalla ITER International Organization (IO), per poi essere consegnati ed assemblati nel sito francese, mentre solamente un numero esiguo di strutture e componenti verrà realizzato in loco.

Tra le componenti principali del tokamak vi sono i magneti superconduttori, tra i più grandi mai costruiti, per la produzione di campi magnetici toroidali e poloidali che confinano, modellano e controllano il plasma all'interno della camera da vuoto. Il sistema di magneti è costituito da 18 bobine di campo toroidale, da 6 solenoidi centrali, da 6 bobine esterne di campo poloidale e da ulteriori bobine per campi di controllo correttivi.

Tabella V: Storia del progetto ITER.

Anno	Evento	Luogo
1985	Da un incontro tra i Presidenti Regan (USA) e Gorbachev (Unione Sovietica) nasce l'idea di una cooperazione internazionale per il raggiungimento della produzione di energia da fusione	Ginevra (CH)
1987	L'Unione Europea ed il Giappone si uniscono al progetto	Reykjavik (ISL)
1988	Inizia il design concettuale di ITER	Garching (GER)
1992	Inizia il design ingegneristico di ITER	UE, JPN, USA
2001	Viene approvato il design di ITER	Vienna (AUT)
2002	Vengono identificati i possibili siti per ITER (tra cui Barcellona, Cadarache, Rokkasho)	
2005	Cina, Corea del Sud ed India si uniscono al progetto, definendone quindi i 7 membri: UE, Cina, Corea del Sud, India, Giappone, Russia e Stati Uniti	
2006	Viene assegnata la sede ITER: Cadarache (FRA)	Parigi (FRA)
2007	Si costituisce l'ITER ORGANIZATION (ITER-IO)	Cadarache (FRA)
2008	Inizia la costruzione del sito che ospiterà l'esperimento ITER	Cadarache (FRA)

La camera da vuoto, costituita da 9 settori, è alloggiata e sostenuta all'interno delle bobine di campo toroidale. Al suo interno si trovano i componenti di cui si prevede la sostituzione nel corso dell'attività del reattore (quali ad esempio i moduli del blanket, del divertore e dei sistemi diagnostici, le antenne per l'iniezione di radiofrequenza) e che, come abbiamo visto, saranno soggetti ad enormi flussi di radiazione elettromagnetica e di particelle prodotti dal plasma termonucleare.

L'intera struttura del tokamak è inserita in un criostato dotato di scudi termici di protezione per garantire l'isolamento tra le componenti calde e quelle che operano a temperature criogeniche, come i magneti. Il calore depositato viene quindi dissipato verso l'esterno per mezzo del sistema di raffreddamento nel tokamak.

Senza considerare tutti gli impianti ausiliari, la macchina può essere assimilata ad un cilindro di 30 m di diametro e 30 m di altezza, e del peso di circa 23 000 tonnellate.

Obiettivi scientifici e tecnologici dell'esperimento

ITER è un tokamak a lungo impulso (da 400 s a 3600 s a seconda del regime di operazione), con plasma a sezione poloidale elongata (D-shaped plasma) e dotato di divertore poloidale.

È stato progettato per confinare un plasma D-T nel quale il riscaldamento dovuto alle particelle α prodotte dalle reazioni di fusione sia dominante rispetto a tutti i riscaldamenti addizionali.

Il reattore fornirà 500 MW di potenza da fusione grazie ad un valore significativo del fattore di amplificazione di potenza Q , dimostrando quindi che l'integrazione tra Fisica e tecnologie, essenziale per la realizzazione del futuro prototipo di reattore commerciale DEMO, risulta fattibile ed efficace.

In particolare tra gli obiettivi di Fisica della macchina vi sono (a) la produzione di un fattore di amplificazione di potenza Q di almeno 10 in operazioni con impulsi di durata fino

a 400 s; (b) il raggiungimento di un regime di operazione tokamak stazionario con $Q \sim 5$ e (c) la possibilità di accedere a regime di “ignizione controllata” ($Q > 30$).

Molto importanti per il successivo sviluppo di DEMO sono gli obiettivi tecnologici tra cui (i) la dimostrazione dell’operazione integrata di diverse tecnologie richieste da un impianto di potenza; (ii) l’esecuzione di test sui componenti necessari in un reattore a fusione tra cui (iii) i test sui diversi prototipi di moduli triziogeni proposti per individuare la soluzione da adottare nel reattore.

Il successo di ITER è di primaria importanza e sarà determinato anche dal conseguimento di importanti obiettivi specifici come ad esempio la possibilità di operare con plasmi igniti per tempi lunghi, il funzionamento dei sistemi di manutenzione remota per il controllo e la sostituzione a distanza dei diversi componenti e la realizzazione di prove integrali e a scala ridotta delle prestazioni di interesse per la futura centrale.

Specifiche tecniche e programma delle operazioni

In Tabella VI sono riassunti i parametri principali di ITER mentre il nucleo centrale della macchina è schematicamente rappresentato in figura 27, nella quale sono anche indicati alcuni dei sistemi caratteristici delle macchine a confinamento magnetico di tipo tokamak presentate nelle precedenti sezioni: il sistema di bobine del campo magnetico, la camera da vuoto, il divertore, gli accessi per i sistemi di riscaldamento addizionale (a radiofrequenza e per iniezione di atomi neutri).

Tabella VI: Parametri principali di ITER.

Raggio maggiore del plasma	6,2 m
Raggio minore del plasma	2,0 m
Campo magnetico toroidale	5,3 T
Corrente di plasma massima	15 MA
Volume di plasma	840 m ³
Densità di plasma	10 ²⁰ m ⁻³
Durata dell’impulso	400 s – 3600 s
Fattore di amplificazione di potenza Q	5–10
Potenza da fusione prodotta	500 MW
Energia del plasma	350 MJ
Potenza addizionale	70–100 MW
Altezza del criostato	~30 m
Diametro del criostato	~30 m

Il sistema dei riscaldamenti addizionali potrà contare in una prima fase su 33 MW di potenza da iniettori di particelle neutre, 20 MW da radiofrequenza ciclotronica elettronica alla frequenza di 170 GHz, 20 MW da radiofrequenza ciclotronica ionica in un intervallo di frequenze compreso tra 40 e 55 MHz. ITER è stato progettato in maniera da poter estenderne le prestazioni complessive in una seconda fase fino a valori complessivi di 50 MW di iniezione di neutri, 40 MW di ciclotronica elettronica, 40 MW di ciclotronica ionica e ulteriori 20 MW di LH.

E PLURIBUS UNUM

Diversi paesi membri realizzeranno i componenti di ITER

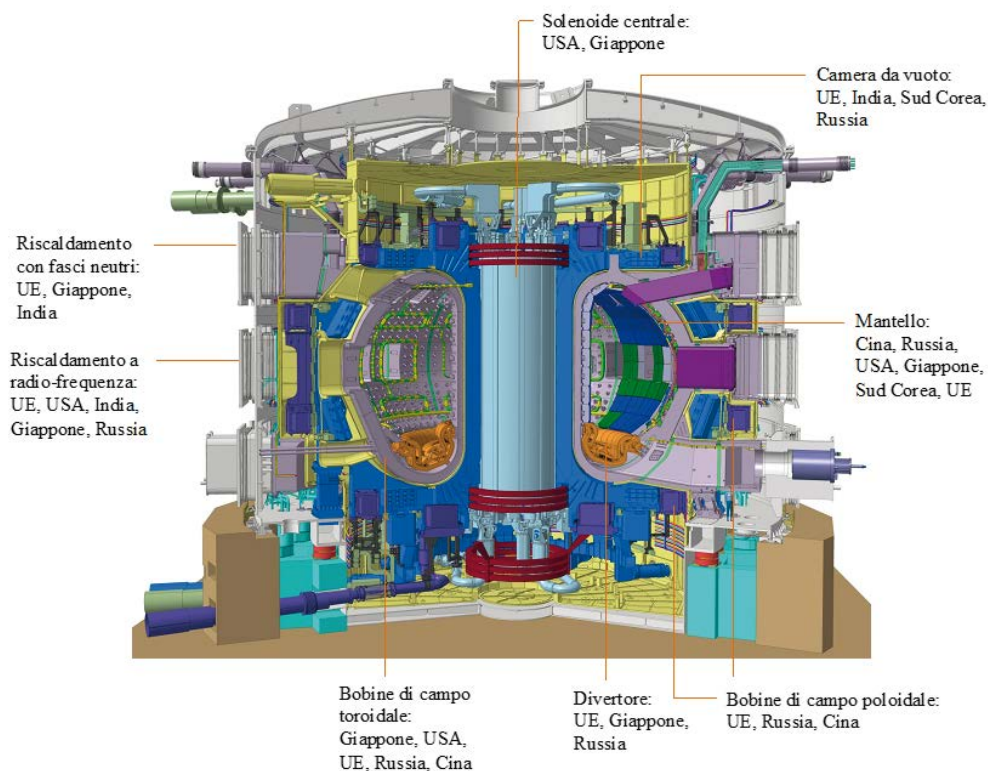


Fig. 27. – Schema del reattore ITER (altezza 31 m, larghezza 37 m) e dei suoi principali componenti, con l'indicazione dei partners responsabili della loro realizzazione. Fonte: <http://www.iter.org/album/media/7%20-%20technical1#2044>

Diagnostiche

Come per tutti i tokamak, è di primaria importanza avere la possibilità di monitorare e controllare costantemente i parametri della macchina e del plasma durante tutte le fasi operative dell'esperimento. Anche in questi aspetti ITER, che sarà dotato di oltre 50 sistemi di diagnostiche, rappresenta una sfida ed un notevole passo avanti rispetto a quanto sviluppato dalla comunità scientifica in oltre 50 anni di esperimenti effettuati in macchine distribuite nei maggiori laboratori del mondo. Le tecniche, gli accorgimenti ed i dispositivi diagnostici sviluppati ed impiegati con successo trovano in ITER un ulteriore terreno fertile per ricerca di assoluta avanguardia.

L'insieme delle diagnostiche di ITER si può suddividere in tre categorie, secondo gli obiettivi e l'utilità specifica: vi sono diagnostiche dedicate a misurazioni per il controllo ed il corretto funzionamento della macchina e dei suoi sotto-sistemi, diagnostiche dedicate a misure specifiche di parametri di plasma (quali ad esempio misure magnetiche, di temperatura, di densità di particelle, di radiazione elettromagnetica) ed infine diagnostiche il cui ruolo principale è quello di quantificare le prestazioni del plasma per poterne ottimizzare i risultati.

A questa categoria appartengono ad esempio le misurazioni di fluttuazioni di temperatura, di densità, misure di turbolenza, di instabilità elettromagnetiche e termiche e misure per il controllo di impurezze che possono contaminare il plasma deteriorandone le prestazioni complessive. Ogni diagnostica, accoppiata al fenomeno fisico che deve investigare, è quindi opportunamente progettata ed è caratterizzata da elevate risoluzioni spaziale e temporale, dall'accuratezza della sua misura e dal range di parametri all'interno dei quali opera.

Tra le quantità fisiche oggetto di misura in ITER saranno:

- corrente di plasma
- posizione e forma della sezione poloidale del plasma
- tensione applicata induttivamente nella spira di plasma
- energia termica contenuta nel plasma
- potenza irradiata
- profili di densità degli elettroni e degli ioni [$n_e(r)$, $n_i(r)$]
- profilo di temperatura degli elettroni e degli ioni [$T_e(r)$, $T_i(r)$]
- individuazione delle impurezze presenti nel plasma
- profilo delle impurezze [$n_{imp}(r)$]
- flusso e fluensa dei neutroni prodotti dalle reazioni di fusione
- densità e distribuzione in energia delle particelle α e molte altre.

L'accesso al plasma ed alle quantità da monitorare è garantito dalla presenza di aperture nel vacuum vessel e da linee di vista dedicate che si integrano nella struttura complessiva del tokamak, avendo cura di evitare che gli accessi per le diagnostiche diventino canali di uscita dei neutroni emessi dal plasma.

APPROFONDIMENTO: Fasi di operazione in ITER

Non dimenticando che ITER sarà a tutti gli effetti un'installazione sperimentale, esso dovrà garantire la possibilità di operare con diverse modalità e configurazioni a partire da uno scenario di riferimento. Sono previsti diversi scenari a seconda dei plasmi impiegati (idrogeno, deuterio, trizio, elio), dei valori di corrente di plasma, dei regimi di confinamento e controllo, della durata dell'impulso.

Durante il suo funzionamento ventennale, vengono identificate tre fasi operative per ITER, diverse per combustibile impiegato e per obiettivi scientifico-tecnologici.

Fase dell'idrogeno

Questa fase non-nucleare (ovvero senza produzione apprezzabile di neutroni) prevede l'utilizzo di plasmi essenzialmente di idrogeno oppure di elio ed è volta al completamento della verifica della macchina e di tutti i suoi sistemi operativi in ambiente non-nucleare, nel quale non necessariamente viene richiesta una manutenzione remota. Successivi scenari operativi possono in ogni caso essere testati anche in questa fase; in particolare il valore di picco del flusso termico nella regione del divertore sarà dello stesso ordine di grandezza di quello previsto nella fase deuterio-trizio di riferimento. Analogamente i carichi e gli stress termici ed elettromagnetici in seguito ad eventi associati ad improvvise perdite di confinamento (disruzioni), spostamenti improvvisi del plasma o per effetto di perdita di confinamento di elettroni veloci saranno confrontabili con quelli attesi nella fase deuterio-trizio.

Fase del deuterio

Non tutti gli aspetti tecnici possono essere testati nella fase dell'idrogeno, che ha, ad esempio, resa neutronica inferiore alle prestazioni cui ITER mira nei regimi D-T. La fase del deuterio avrà il ruolo di avvicinarsi progressivamente ai parametri finali in termini di Q , determinando le caratteristiche di operazione con massa atomica degli ioni maggiore rispetto a quella dell'idrogeno. Si proveranno i sistemi specificamente previsti per l'uso in presenza di neutroni: diagnostiche, manutenzione remota, ecc.

Fase deuterio-trizio

In questa fase la potenza da fusione e la durata dell'impulso saranno via via aumentate fino a raggiungere le prestazioni previste per lo scenario operativo induttivo. Regimi non-induttivi, di stato stazionario, verranno sviluppati e caratterizzati, in parallelo a test importanti in vista di DEMO per quanto riguarda il divertore ed il blanket, grazie alla presenza dell'elevato flusso di neutroni disponibile. Successivamente, verranno testati componenti e materiali e sarà definita la parte di programma sperimentale alla luce dell'esperienza e dei risultati ottenuti nelle fasi precedenti.

Tempi di costruzione e costi di realizzazione

All'atto della stipula dell'accordo sulla realizzazione di ITER (nel 2007) il costo della costruzione della macchina è stato così suddiviso tra i diversi partner: i 5/11 dell'ammontare totale a carico dell'Unione Europea, che ospita ITER e la restante parte a carico degli altri partecipanti (1/11 ciascuno), secondo lo schema presentato in figura 27 (a sinistra). Il peso relativo dei singoli componenti invece è mostrato in figura 27 (a destra).

Le linee guida del progetto ITER (missione, tempistiche, costi) sono state riviste e fissate in una riunione straordinaria dell'ITER Council nel 2010, dando quindi il via alla fase costruttiva vera e propria. I lavori di costruzione hanno avuto inizio nel 2010 e la loro conclusione era prevista per il 2019. Sarebbe seguita la fase di collaudo di tutti i sotto-sistemi che costituiscono il tokamak e quindi l'accensione del primo plasma di. Al tempo della scrittura del fascicolo pertanto i passi effettuati sono:

- Ago. 2010 inizio scavi nell'area tokamak
- Dic. 2013 inizio costruzione del complesso tokamak
- 2015 inizio assemblaggio del tokamak

Le date previste ufficialmente per l'accensione del primo plasma e dell'inizio della campagna in DT erano state indicate rispettivamente nel 2020 e nel 2027.

Tuttavia in conseguenza di ritardi nelle forniture di alcuni componenti, della complessità dell'intera organizzazione e a seguito di revisioni ed aggiornamenti successivi delle risorse e delle tempistiche, le date del primo plasma e della fase deuterio-trizio sono state posticipate. Come indicato da ITER IO sul proprio sito (<http://www.iter.org/news/pressreleases>) un comunicato ufficiale con la nuova programmazione ha seguito l'ITER Council del 16 giugno 2016. Secondo tale comunicato il primo plasma in H di ITER sarà prodotto nel 2025 e il costo totale della macchina si attesterà sui 18 miliardi di euro.

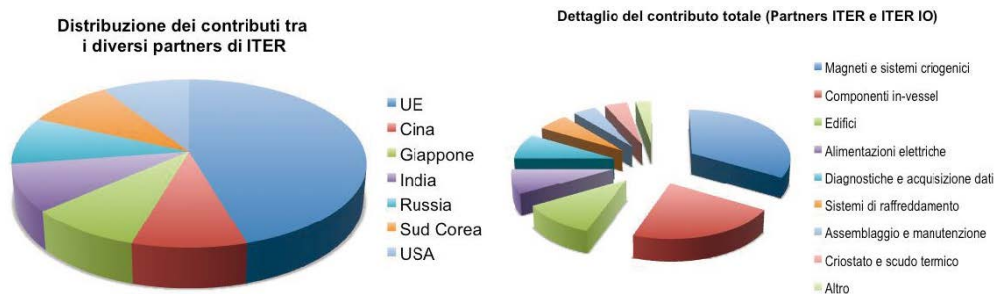


Fig. 28. – Sinistra: Contributo dei singoli membri alla realizzazione di ITER. Destra: suddivisione delle risorse investite nei singoli sistemi.

Investimenti europei

Ciascun Paese partecipante alla costruzione di ITER si è dotato di una “domestic agency” che ha il compito di governare le forniture ad ITER in carico al proprio Paese. Il contributo dell’Unione Europea alla realizzazione di componenti per ITER copre diverse aree tematiche ed è gestito dall’agenzia Fusion For Energy (F4E), appositamente costituita nel 2007 con sede a Barcellona. F4E fa dunque da tramite tra la ITER IO, da un lato, e gli istituti di ricerca e le industrie dei singoli Paesi membri della UE, dall’altro, che, in seguito all’aggiudicazione di gare competitive, devono produrre tali componenti.

F4E (e quindi l’Europa) è responsabile dei progetti e della fabbricazione della maggior parte dei componenti di alta tecnologia richiesti per la realizzazione di ITER, tra i quali:

- magneti superconduttori (9 bobine su 18 di campo toroidale e la maggior parte di quelle di campo poloidale);
- camera da vuoto (7 settori su 9);
- blanket (10% dei moduli per gli scudi termici e 30% della prima parete);
- divertore (cassette e target verticali);
- manutenzione remota del divertore;
- sistema di riscaldamento ciclotronico ionico;
- sistema di riscaldamento ciclotronico elettronico (4 accessi verticali dedicati, 30% delle sorgenti di potenza a microonde e 15% di potenza elettrica);
- sistema di riscaldamento ad iniezione di atomi neutri (100% assemblaggio e test);
- 11 differenti diagnostiche;
- sito ed edifici relativi.

4.2.2 DEMO: il prototipo di reattore commerciale

La strategia indicata dall’Europa prevede un unico passaggio intermedio tra ITER e il primo reattore commerciale a fusione nucleare, rappresentato dalla realizzazione di DEMO, un reattore prototipo (non più quindi un esperimento come nel caso di ITER) risultato di dedicati studi concettuali già avviati e frutto dei risultati che auspicabilmente ITER, JT60-SA e IFMIF saranno in grado di fornire.

Obiettivi generali di DEMO sono:

- la produzione netta di circa 1,5 GW elettrici, a partire da una potenza da fusione prodotta di 2,5-5 GW;
- la produzione della quantità di trizio richiesta per la chiusura del ciclo combustibile (autosufficienza);
- la dimostrazione dell'efficacia di tutte le tecnologie necessarie alla costruzione della centrale a fusione.

Tutto questo dovrebbe avvenire indicativamente entro il 2050, avendo alle spalle almeno 10 anni di operazioni (da avviare entro il 2040) e vincolando così l'inizio della sua costruzione entro il prossimo ventennio.

I regimi operativi di DEMO richiederanno tecnologie all'avanguardia soprattutto per quanto riguarda lo smaltimento del calore, per la quantità considerevole di potenza aggiuntiva richiesta per il riscaldamento ed il controllo del plasma e per l'alta efficienza termodinamica necessaria per un funzionamento ottimale. Le tecnologie richieste da una futura centrale a fusione non sono al momento disponibili e pronte per essere incorporate in DEMO, ed una fetta consistente dell'attività di ricerca deve pertanto essere necessariamente volta a questo fine, fornendo soluzioni tecnico-scientifiche nuove ed affidabili. Assume così rilevanza fondamentale il ruolo dell'innovazione, nell'industria (incentivandone il coinvolgimento con appositi programmi di ricerca e sviluppo nel campo, ad esempio, dei materiali avanzati) così come nei laboratori di ricerca laddove sono concentrate le competenze sulla Fisica e le tecnologie della fusione perché sviluppate nei decenni passati. Per questa ragione, vengono altresì promosse ed incentivate le collaborazioni tra industria e ricerca, attraverso l'istituzione di consorzi nazionali ed internazionali nei quali far convergere le molteplici esperienze ed integrare le diverse conoscenze.

4.2.3 Il programma europeo e il ruolo dell'Italia

Nel corso del 2012, su richiesta della Commissione Europea, la comunità scientifica europea organizzata nella European Fusion Development Agreement (EFDA, di cui il fisico italiano Francesco Romanelli è stato direttore dal 2010 al 2013) ha prodotto una roadmap (scaricabile dal sito www.euro-fusion.org/wpcms/wp-content/uploads/2013/01/JG12.356-web.pdf) dettagliata del programma da svolgere per giungere a realizzare il reattore commerciale entro la metà del secolo. La roadmap è articolata in otto specifiche missioni che tengono conto dello stato attuale delle conoscenze e dei risultati fin qui raggiunti, e delle risorse finanziarie e umane necessarie per la sua implementazione e per il raggiungimento degli obiettivi. Le otto missioni identificate riguardano:

1. Definizione dei regimi di operazione di ITER
2. Il problema dello smaltimento della potenza
3. Materiali resistenti a flussi di neutroni
4. Auto sufficienza della produzione di trizio
5. Sicurezza intrinseca del reattore
6. Progetto di DEMO e sviluppo di sistemi
7. Costo competitivo dell'elettricità
8. Stellarator

Sulla base di queste missioni è stato formulato in dettaglio il programma scientifico-tecnologico sulla base del quale 26 Paesi membri UE più la Svizzera, costituiti in Consorzio

europeo (EUROfusion), hanno ottenuto dalla Commissione Europea un importante finanziamento nell'ambito dell'ottavo Programma Quadro Horizon2020.

In parallelo, a queste attività di Ricerca e Sviluppo l'Europa sta onorando gli impegni internazionali assunti sia con la costruzione di ITER sia con le forniture previste dall'accordo Broader Approach.

Le ricerche sulla fusione in Italia

L'attività di ricerca nel nostro Paese nel campo della fusione termonucleare controllata si è svolta per decenni nell'ambito del contratto di Associazione tra l'ENEA (ente preposto al coordinamento nazionale delle attività in questo settore) e l'Euratom stipulato nel 1960. Oltre all'Unità Tecnica Fusione dell'ENEA di Frascati, tramite opportuni accordi interni, dell'Associazione Italiana hanno fatto parte come Unità di Ricerca autonome, l'Istituto di Fisica del Plasma "P. Caldirola" del CNR di Milano e il Consorzio RFX di Padova (costituito da CNR, ENEA, INFN, Università di Padova, Acciaierie Venete S.p.A.). A questi tre gruppi sono stati inoltre associati il Consorzio CREATE (comprendente Università di Napoli "Federico II", Seconda Università di Napoli, Università di Cassino, Università di Reggio Calabria, Ansaldo Energia) e numerosi altri gruppi universitari italiani, per un totale di circa 500 addetti al settore. Il programma italiano è sempre stato fortemente integrato in quello europeo attraverso il coordinamento dell'Euratom e di EFDA e si è inserito proficuamente in quello internazionale attraverso l'agenzia Fusion for Energy e ITER IO.

Le attività di ricerca dell'Associazione Italiana sono inoltre focalizzate principalmente sulla fusione a confinamento magnetico e comprendono, oltre alla sperimentazione sulle due macchine FTU ed RFX (descritte in questo capitolo), anche studi teorici e di simulazioni numeriche dei plasmi da fusione nonché un importante impegno nel campo della formazione, in collaborazione con numerosi gruppi universitari.

Ad integrazione dell'attività sopra descritte, l'ENEA si distingue anche per la presenza di laboratori dedicati a studi di superconduttività, di componenti per studi su alti flussi termici, laboratori dedicati alla manutenzione remota, alla metrologia e sensoristica, allo sviluppo di database neutronici, tecnologie di radiofrequenza e studi del ciclo del combustibile termonucleare. Nell'ambito del Broader Approach l'ENEA è impegnato nella realizzazione di parte dei magneti superconduttori per JT-60 SA oltre che nel progetto di IFMIF-EVEDA (Engineering Validation and Engineering Design Activity) in collaborazione con l'INFN.

Inoltre presso i laboratori dell'ENEA a Frascati è operativo un laser di potenza, ABC, per studi sulla fusione inerziale, nell'ambito delle attività cosiddette keep-in-touch dell'Euratom in tale settore.

Analogamente, presso l'Unità di Ricerca di Padova si affianca alla sperimentazione su RFX anche un'importante attività internazionale, sotto l'egida di F4E, a cui partecipano oltre all'Europa anche India e Giappone, volta alla realizzazione del laboratorio di prova dell'innovativo sistema di iniezione di fasci di atomi neutri, la Neutral Beam Test Facility (NBTF), simile al dispositivo che verrà installato in ITER. Inoltre nell'ambito del Broader Approach il Consorzio RFX è impegnato nella realizzazione dei circuiti di controllo e protezione e parte dei sistemi elettrici di alimentazione per l'esperimento giapponese JT-60SA.

Presso l'Istituto di Fisica del Plasma del CNR di Milano si segnala una esperienza rico-

nosciuta internazionalmente nella Fisica e nelle tecnologie del riscaldamento dei plasmi da fusione mediante onde elettromagnetiche ad altissime frequenze (decine-centinaia di GHz). Tale esperienza trova frutto nella partecipazione attiva ad esperimenti su tokamak europei (tra i quali come detto FTU, del cui impianto ECRH l'IFP ha responsabilità diretta di gestione e operazione) e ad attività di ricerca e sviluppo di tecnologie relative. L'IFP-CNR ha inoltre sviluppato ed installato su diverse macchine europee, prima fra tutte JET, diagnostiche per la raccolta di radiazione elettromagnetica emessa dal plasma e diagnostiche di spettroscopia a neutroni e a raggi γ .

L'Associazione italiana partecipa inoltre alle campagne sperimentali sulla macchina comunitaria JET, sui tokamak ASDEX-Upgrade (Germania), TCV (Svizzera), DIII (USA), KSTAR (Corea del Sud), EAST (Cina) ed è in prima linea per quanto riguarda la partecipazione alla progettazione e alla costruzione di ITER e, come visto, contribuisce alle attività internazionali bilaterali UE-Giappone che sfoceranno nella costruzione ed utilizzo in Giappone del tokamak JT-60SA, una macchina satellite di ITER che ne accompagnerà il programma scientifico.

Inoltre nel 2010 l'Italia ha stipulato un accordo bilaterale di collaborazione con la Federazione Russa per la realizzazione di un tokamak ad alto campo ideato da B. Coppi, Ignitor, presso i laboratori dell'Istituto Kurchatov di Troitsk, allo scopo di validare le potenzialità della linea dei tokamak compatto ad alto campo magnetico (iniziata con la serie Alcator del MIT) per la dimostrazione della fattibilità scientifica della fusione quale fonte di energia a scopi civili. Il progetto ha come obiettivo lo studio della fisica del processo di ignizione, del confinamento delle particelle α e del riscaldamento e del controllo della combustione termonucleare del plasma.

Infine nel 2015 l'ENEA assieme ai partner italiani ha formulato una proposta di costruzione di un nuovo tokamak europeo su territorio italiano, il Divertor Tokamak Test (DTT), finalizzato allo studio estensivo della fisica e delle tecnologie da adottare per risolvere il problema del power exhaust, ossia del controllo e dello smaltimento dell'enorme potenza termica che verrà prodotta da un plasma ignito nel futuro reattore a fusione.

A supporto delle numerose attività qui menzionate, in UE ed in particolare in Italia i laboratori, così come le università e i politecnici ad essi legati sono impegnati da anni in attività di formazione e training di giovani ricercatori e ingegneri da indirizzare verso le opportunità di lavoro che si stanno creando attorno alla fusione, nei centri di ricerca, nelle industrie di alta tecnologia, verso le posizioni di responsabilità che assicureranno il successo di ITER, e oltre.

Con un variegato spettro di competenze, il nostro Paese si ritaglia un ruolo importante nel panorama internazionale della ricerca nel campo della fusione termonucleare a confinamento magnetico.

Link utili a siti istituzionali e divulgativi sulla Fusione Termonucleare Controllata

<http://www.iter.org>

<http://www.euro-fusion.org>

<http://fusionforenergy.europa.eu>

http://ec.europa.eu/research/energy/euratom/index_en.cfm?pg=fusion§ion=microscope

<http://www.fusenet.eu/>

Glossario

Un'introduzione ai termini, alle abbreviazioni ed agli acronimi principali relativi alla fusione termoneucleare controllata e al confinamento magnetico (per alcune voci, fonte: <http://www.ccfef.ac.uk/glossary.aspx#B>).

A

Alfa, particella (α)

Nucleo di un atomo di elio, costituito da due protoni e due neutroni. In un reattore a fusione particelle α energetiche vengono prodotte (insieme ai neutroni) come risultato delle reazioni di fusione tra deuterio e trizio e contribuiscono all'autoriscaldamento del plasma.

Asdex-Upgrade

Il principale tokamak tedesco attualmente operativo. È una macchina di medie dimensioni e con configurazione magnetica simile a quella che caratterizzerà ITER.

Attivazione da neutroni

Processo di induzione di radioattività in materiali (inizialmente non radioattivi) sottoposti a un flusso di neutroni (come accade per una parte dei materiali utilizzati nei reattori nucleari). Per i futuri reattori a fusione sono in studio materiali a bassa attivazione, come ad esempio leghe di vanadio invece che di acciaio, tali da essere riutilizzabili in un tempo inferiore ai 100 anni dalla dismissione.

B

Blanket

In un reattore a fusione rappresenta il sistema di raccolta e di rallentamento dei neutroni prodotti dalle reazioni in modo da convertirne l'energia cinetica in altra forma (termica e quindi elettrica). Il blanket è inoltre utilizzato per la sintesi del trizio, mediante reazioni nucleari tra neutroni e nuclei di litio, elemento di cui esso è costituito.

Break-even

Condizione nella quale la frazione della potenza prodotta da reazioni di fusione che viene estratta è uguale alla potenza iniettata nel plasma per sostenerne lo stato. Corrisponde ad un guadagno $Q = 1$.

Bremsstrahlung

Radiazione elettromagnetica emessa da particelle cariche quando sono accelerate. È significativa nel caso di elettroni energetici. Quando l'accelerazione dell'elettrone avviene nel campo coulombiano di uno ione di carica Z , la perdita di energia associata risulta essere proporzionale a Z^2 . È significativa nel caso di elettroni energetici.

C

Campo magnetico poloidale

In un tokamak è la componente del campo magnetico di confinamento, generato dalla corrente di plasma che fluisce nella direzione toroidale. Le linee di forza giacciono nel piano ortogonale alla direzione della corrente, piano che viene definito poloidale. Questo campo è essenziale per il confinamento del plasma e, a differenza del campo toroidale, non è generato da conduttori esterni.

Campo magnetico toroidale

In un tokamak è la componente di campo magnetico dominante. Viene prodotto da bobine conduttrici disposte a raggiera attorno al toroide di plasma.

Ciclotronica, frequenza

In presenza di un campo magnetico, è la frequenza di rivoluzione di una particella carica nel piano perpendicolare al campo stesso. Per campi magnetici di intensità compresa tra 1 e 6 T la frequenza di ciclotrone degli elettroni è compresa tra 30 e 170 GHz, mentre quella dei protoni tra 10 e 60 MHz.

Collisionalità

Rende conto della frequenza con cui elettroni e ioni del plasma collidono tra di loro. Da essa dipendono la produzione di calore per effetto Joule e il raggiungimento dell'equilibrio termico tra le varie specie che costituiscono il plasma. La collisionalità in un plasma decresce rapidamente al crescere della temperatura.

Confinamento inerziale

Nell'ambito delle ricerche sulla fusione rappresenta l'approccio alternativo a quello magnetico, secondo il quale una miscela di deuterio-trizio, contenuta in una minuscola sferetta di diametro di pochi mm, viene irraggiata da numerosi (~ 200 nei due maggiori esperimenti esistenti) fasci laser di elevata potenza (~ terawatt) con brevi impulsi (~ ns) in modo da comprimere la miscela stessa e da innescare le reazioni nucleari di fusione con conseguente produzione di energia.

Confinamento magnetico

Schema di confinamento di un plasma che sfrutta la tendenza delle particelle cariche a seguire traiettorie che non si discostano troppo dalle linee di forza del campo magnetico prodotto dalle correnti esterne e interne al plasma stesso. È il principio di funzionamento delle macchine tokamak, sferomak, stellarator, reversed field pinch e delle macchine lineari a specchio magnetico.

Confinamento, tempo di

Tempo caratteristico in cui il contenuto energetico di un plasma, inizialmente ad una determinata densità e temperatura, viene perso per irraggiamento e per conduzione, con conseguente raffreddamento del gas. Per un plasma che venga mantenuto in uno stato stazionario, a temperatura costante mediante l'apporto di energia dall'esterno, tale tempo può essere stimato con il rapporto tra il suo contenuto energetico e la potenza necessaria per mantenere lo stato stazionario.

Corrente di plasma

Flusso ordinato di elettroni nel plasma prodotto dall'applicazione di una forza elettromotrice o di radiofrequenza. In un tokamak la corrente di plasma contribuisce al confinamento del plasma e al suo riscaldamento per effetto Joule.

Coulomb, interazione di

Interazione a distanza di natura elettrica tra particelle cariche. Particelle con carica di segno opposto si attraggono, mentre particelle con carica dello stesso segno si respingono con una forza proporzionale all'inverso del quadrato della distanza relativa e proporzionale al prodotto delle cariche delle particelle interagenti. Nel processo di fusione di due nuclei, si cerca di vincere questa repulsione facendoli scontrare ad elevata velocità sfruttando il moto di agitazione termica di un plasma ad altissima temperatura.

Criostato

È il grande contenitore di acciaio inossidabile che circonda la camera da vuoto e i magneti superconduttori nei tokamak che studiano le operazioni su tempi lunghi (JT-60SA, EAST, KSTAR, ITER). In ITER, il criostato isola i magneti superconduttori che operano alla temperatura dell'elio liquido ($-269\text{ }^{\circ}\text{C}$) dall'ambiente esterno (tipicamente a $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$) mediante uno schermo posto al suo interno e mantenuto alla temperatura dell'azoto liquido ($-193\text{ }^{\circ}\text{C}$) e intercapedini in cui si mantiene un alto vuoto.

D

Deuterio

Isotopo stabile dell'idrogeno, caratterizzato da un nucleo costituito da un protone ed un neutrone e pertanto da numero atomico $Z=1$ e numero di massa $A=2$. I plasmi con deuterio (come unica specie ionica oppure in miscela con il trizio) sono comunemente impiegati negli esperimenti di fusione.

D-T, reazione

È la reazione $D + T \rightarrow n + \alpha + 17,6 \text{ MeV}$, in cui un nucleo di deuterio ed uno di trizio si uniscono formando un neutrone, una particella α e rilasciando 17,6 MeV di energia. È la reazione più promettente per un reattore a fusione in termini di resa energetica e temperature richieste per essere realizzata in laboratorio.

Debye, sfera (o schermo) di

Nei plasmi si identifica con sfera di Debye la regione il cui raggio è pari alla lunghezza di Debye oltre la quale le cariche elettriche e le interazioni coulombiane risultano schermate.

DEMO

Prototipo dimostrativo di reattore nucleare a fusione, da realizzare successivamente ad ITER.

Densità numerica (di plasma)

Generalmente indica il numero di elettroni per unità di volume. I plasmi vengono tipicamente caratterizzati per densità e temperatura.

Diagnostiche

Apparati dedicati alla misura di uno o più parametri di plasma, quali ad esempio la densità, la temperatura degli elettroni e degli ioni, la presenza di impurezze, o altre quantità fisiche caratterizzanti la scarica, come ad esempio la corrente di plasma, gli spettri in lunghezza d'onda e frequenza delle fluttuazioni di plasma, ecc. Si utilizzano metodi diagnostici "passivi", ossia basati sulla raccolta ed analisi di radiazione elettromagnetica (su tutto lo spettro, dalla radiofrequenza ai raggi gamma) o di particelle neutre (atomi, neutroni) emesse dal plasma, o anche di segnali elettrici e magnetici indotti in bobine poste sul bordo del plasma, e metodi "attivi" per i quali si iniettano nel plasma fasci "sonda" di radiazione elettromagnetica o di particelle cariche, a bassa potenza, per poi analizzarne le caratteristiche dopo che essi hanno interagito con il plasma.

Doublet III-D (DIII-D)

Il principale tokamak statunitense, operativo sotto la responsabilità della General Atomics di San Diego. Per dimensioni, caratteristiche di plasma e prestazioni è molto simile ad ASDEX-Upgrade.

Dimezzamento, tempo di

Lasso di tempo necessario affinché una popolazione di un nucleo radioattivo si dimezzi in numero, per effetto del decadimento in un altro nucleo.

Disruzione

Violenta instabilità macroscopica di plasma che può aver luogo nei tokamak e che portano alla terminazione della scarica, con rilascio di grande quantità di energia sulle pareti della camera di contenimento.

Divertore

Dispositivo presente nei tokamak progettato per raccogliere ed eliminare le impurezze e i nuclei di elio termalizzati che abbandonano la zona di confinamento del plasma. Una opportuna configurazione magnetica fa quindi fluire le particelle sulle piastre del divertore ove viene dissipata la loro energia termica.

E

EAST (Experimental Advanced Superconducting Tokamak)

Tokamak in cui il campo magnetico toroidale viene prodotto mediante bobine superconduttrici per permettere le operazioni con impulsi lunghi (previsti fino a 1000 s). È operativo ad Hefei, in Cina, dal 2006.

ECRH (Electron Cyclotron Resonant Heating)

Metodo di riscaldamento dei plasmi magnetizzati mediante l'iniezione di onde elettromagnetiche di potenza alla frequenza di ciclotrone degli elettroni f_{ce} . L'accoppiamento energetico tra onde ed elettroni è particolarmente efficiente nella zona di spazio ove il campo magnetico è tale che la frequenza di girazione degli elettroni è pari ad f_{ce} . Questo tipo di riscaldamento viene impiegato con successo in molti dispositivi a confinamento magnetico.

EFDA (European Fusion Development Agreement)

Accordo che ha regolamentato negli ultimi programmi quadro europei le attività comuni sulla fusione e le operazioni del tokamak JET. A partire dal 2014, in Horizon 2020, essa è stata sostituita dal Consorzio europeo EUROfusion a cui afferiscono tutti i Paesi della EU più la Svizzera.

Eletttrone

Particella subatomica fondamentale, di carica elettrica negativa e massa $9,10938 \cdot 10^{-31}$ kg. È parte della struttura degli atomi insieme a protoni e neutroni. Nei plasmi gli elettroni sono le particelle più mobili e determinano i processi che avvengono sui tempi più brevi.

Elongazione (k)

Rapporto tra altezza e larghezza di una sezione di plasma in una configurazione tokamak. È quindi pari a 1 per plasmi a sezione circolare, maggiore di 1 per plasmi a forma di D.

F

F4E (Fusion for Energy)

Agenzia europea istituita nel 2007 con sede a Barcellona che ha il compito di coordinare il contributo "in-kind" europeo ad ITER. È la cosiddetta Domestic Agency europea. Ciascuno dei sette partners che contribuiscono ad ITER ha la propria Domestic Agency.

FT (Frascati Tokamak)

Tokamak operativo presso il Centro Ricerche ENEA di Frascati a partire dal 1978. Era caratterizzato dalla compattezza, dall'alto valore del campo magnetico (10 tesla), da una elevata corrente di plasma e dal particolare metodo di riscaldamento supplementare del plasma, mediante ECRH.

FTU (Frascati Tokamak Upgrade)

Tokamak attualmente operativo presso il Centro Ricerche ENEA di Frascati. Entrato in funzione nel 1989, si basa sulle stesse caratteristiche di FT. È una macchina compatta ad alto campo magnetico, ma con una superficie di accesso al plasma maggiore di quella di FT, consentendo un sostanziale riscaldamento del plasma, con sistemi di iniezione di potenza a radiofrequenza e una migliore diagnosticabilità.

G

Girazione, raggio di (vedi Larmor, raggio di)

H

H (idrogeno)

Elemento più leggero e più abbondante nell'universo, il cui nucleo ha carica elettrica unitaria ($Z=1$). Le stelle sono principalmente composte di idrogeno. Nello stato di plasma l'idrogeno assieme ai suoi isotopi deuterio e trizio, aventi rispettivamente uno e due neutroni nel nucleo, rappresenta il combustibile più comune nelle reazioni termonucleari, nelle stelle come negli esperimenti di laboratorio sulla fusione.

H-mode (High-confinement mode)

Stato di plasma ad elevato confinamento magnetico che si realizza in macchine di tipo tokamak. Si realizza in opportune condizioni di densità e temperatura, una volta superato un valore di soglia di potenza addizionale di riscaldamento che dipende da densità, campo magnetico e dimensione del plasma. È caratterizzato da un elevato gradiente di temperatura alla periferia del plasma e da un tempo di confinamento circa doppio rispetto alla modalità L-mode.

I

IAEA (International Atomic Energy Agency)

È l'agenzia internazionale fondata nel 1957 sotto l'egida delle Nazioni Unite con lo scopo di promuovere l'utilizzo pacifico dell'energia nucleare e di impedirne la diffusione per scopi militari. Ha sede a Vienna.

ICRH (Ion Cyclotron Resonant Heating)

Processo di riscaldamento dei plasmi magnetizzati che fa uso di onde elettromagnetiche di potenza alla frequenza dell'ordine della frequenza ciclotronica ionica e con le quali vengono riscaldati prevalentemente gli ioni del plasma.

Ignizione

Condizione necessaria all'autosostentamento delle reazioni di fusione in un reattore. Viene raggiunta quando l'energia prodotta sotto forma di particelle α bilancia le perdite di energia dal plasma e corrisponde ad un valore del guadagno Q tendente a infinito.

Impurezze

Ioni presenti nel plasma non appartenenti alle specie del combustibile (H, D o T) e provenienti dal rilascio delle molecole di gas intrappolate nelle pareti della camera da vuoto (degasaggio) o dall'interazione del plasma con le stesse. Hanno un effetto degradante delle prestazioni complessive in un reattore in quanto sono causa di perdita di energia per irraggiamento del plasma e ne diluiscono la miscela.

Isola magnetica

Particolare perturbazione dell'equilibrio di un plasma confinato magneticamente alla quale è associata una distorsione delle linee di forza di campo magnetico che può degenerare fino a portare alla perdita della configurazione di equilibrio e quindi del confinamento.

ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor)

Progetto internazionale per la realizzazione e messa in opera di un prototipo sperimentale di reattore a fusione di tipo tokamak avente l'obiettivo di dimostrare la fattibilità scientifica e tecnologica della produzione di energia nucleare mediante reazioni di fusione nucleare. Al progetto partecipano Unione Europea, Cina, Corea del Sud, Giappone, India, Russia e Stati Uniti d'America. ITER è in costruzione a Cadarache nel sito del Commissariat pour l'Énergie Atomique (CEA) in Provenza, Francia.

J

JET (Joint European Torus)

Il più grande tokamak al mondo attualmente operativo, con sede a Culham (UK). Ha iniziato ad operare nel 1983 e nel 1997 ha utilizzato il combustibile termonucleare D-T per produrre energia da fusione realizzando un guadagno $Q \sim 0,6$. Nel 2011 ha installato i componenti della prima parete simili a quelli che verranno utilizzati in ITER (ITER-like-wall), facendo uso di tungsteno e berillio, al posto del carbonio. A tutt'oggi la sperimentazione in JET è di cruciale importanza per la preparazione delle operazioni di ITER.

JT-60U

Tokamak giapponese di dimensioni simili a JET, situato a Naka (Giappone) ed operativo dal 1985 al 2010.

JT-60SA

Nuovo tokamak superconduttivo in costruzione a Naka (Giappone) e parte integrante del accordo bilaterale "Broader Approach" stipulato tra Europa e Giappone.

K

KSTAR (Korea Superconducting Tokamak Advanced Research)

Tokamak a lungo impulso attualmente operativo a Daejeon (Corea del Sud). È il primo tokamak al mondo che utilizza le tecnologie superconduttive al niobio-stagno per i conduttori che generano il campo magnetico, previste per ITER.

L

L-mode (Low-confinement mode)

Regime a basso confinamento realizzato in macchine tokamak in presenza di riscaldamenti addizionali.

Larmor, raggio di

Raggio di girazione delle particelle cariche attorno a linee di forza di campo magnetico.

Lawson, criterio di

Definisce le condizioni necessarie in termini di densità, temperatura e tempo di confinamento di un plasma affinché il riscaldamento dello stesso mediante i prodotti di reazione sia sufficiente a mantenerne costante la temperatura raggiungendo quindi l'ignizione.

Limiter

Elemento materiale disposto all'interno della camera da vuoto del tokamak che definisce il bordo del plasma confinato, introducendo una discontinuità nella configurazione di campo magnetico. Previene il contatto diretto plasma-parete e nel corso del tempo è stato sostituito dal divertore.

LHCD (Lower Hybrid Current Drive)

In un tokamak, è il processo mediante il quale viene generata una corrente nel plasma in maniera non induttiva per effetto dell'iniezione di onde di tipo lower hybrid con frequenze dell'ordine di qualche GHz. Le onde cedono momento agli elettroni del plasma che di conseguenza acquistano una velocità media in direzione toroidale portando una corrente elettrica.

LMJ (Laser MegaJoule)

Grande installazione sperimentale del CEA per la ricerca sulla fusione inerziale sita nelle vicinanze di Bordeaux, Francia, ed entrata in operazione nel 2014. È costituita da un laser capace di produrre e rilasciare 1,8 MJ di energia, sotto forma di 176 fasci di radiazione convergenti su un bersaglio di pochi millimetri di diametro in qualche milionesimo di secondo.

M

Magneto-idrodinamica

Modello fisico-matematico di un plasma in un campo magnetico, secondo il quale il plasma viene descritto come un fluido complessivamente neutro ma elettricamente conduttore. Viene utilizzato per descrivere le proprietà macroscopiche su larga scala del plasma stesso che evolvono su tempi relativamente lunghi rispetto al tempo caratteristico di girazione degli ioni ($\sim 1/f_{ci}$).

N

NBI (Neutral Beam Injection)

Metodo di riscaldamento addizionale di un plasma che utilizza l'iniezione di un fascio di atomi neutri veloci. Questi, una volta penetrati nel plasma si ionizzano, vengono intrappolati dal campo magnetico e cedono per collisioni la loro energia riscaldando il plasma.

Neo-classica, teoria

Modello per descrivere il trasporto dell'energia del plasma in una configurazione magnetica di tipo tokamak o stellarator che include gli effetti della particolare geometria del campo in tali configurazioni magnetiche.

Neutrone

Particella elettricamente neutra del nucleo atomico, con massa a riposo di $1,67493 \cdot 10^{-27}$ kg. Compare tra i prodotti di diverse reazioni di fusione, come nel caso ad esempio della reazione D-T.

NIF (National Ignition Facility)

Grande installazione per esperimenti e ricerca sulla fusione inerziale situato presso il Lawrence Livermore National Laboratory di Livermore, California, USA. NIF impiega 192 fasci laser per comprimere la sferetta contenente la miscela D-T per innescare reazioni di fusione. La sua missione è la dimostrazione della fattibilità di un guadagno netto di energia utilizzando questo schema di confinamento.

Numero di massa (A)

È il numero di nucleoni (cioè protoni e neutroni) presenti in un atomo.

O

Ohmico, riscaldamento

Riscaldamento del plasma di un tokamak realizzato producendo induttivamente una corrente nel plasma. Costituisce la forma più naturale di riscaldamento in un tokamak sebbene non sia da sola sufficiente a portare il plasma alle temperature di interesse per la fusione, a causa della dipendenza inversa della potenza rilasciata dalla temperatura.

P

Plasma

Gas parzialmente o totalmente ionizzato ma complessivamente elettricamente neutro. Essendo costituito da elettroni e ioni esso interagisce fortemente con i campi elettrici e magnetici generati dall'esterno. Inoltre la dinamica di un plasma è dominata da moti collettivi a causa dell'azione a lungo raggio delle forze elettriche e magnetiche con cui interagiscono le particelle cariche tra di loro. Il gran numero di elettroni liberi che lo compongono fa sì che un plasma sia un eccellente conduttore elettrico.

Pressione magnetica

In un plasma magnetizzato è data da $B^2/2\mu_0$ dove B è l'intensità del campo magnetico e μ_0 la permeabilità magnetica del vuoto. Nelle macchine per il confinamento magnetico la pressione magnetica viene utilizzata per contrastare l'espansione del plasma dovuta alla pressione cinetica.

Pressione di plasma

Proporzionale al prodotto della densità del plasma e della sua temperatura, è dovuta al moto di agitazione termica delle particelle che costituiscono il plasma. Anche detta pressione cinetica.

Protone

Particella fondamentale del nucleo atomico, dotata di carica positiva. La sua massa a riposo è pari a $1,672621 \cdot 10^{-27}$ kg.

Q**Q**

Rapporto tra la potenza prodotta da reazioni di fusione e quella immessa nel plasma. È una quantità legata quindi al guadagno netto di energia in un reattore. Se $Q = 1$ si realizza la condizione di break-even, per Q tendente all'infinito si ha l'ignizione. Nessuna macchina a confinamento magnetico è stata in grado finora di ottenere valori di $Q > 1$ in maniera controllata. ITER è previsto operare con $Q \sim 5-10$.

R**Resistività (η)**

È il coefficiente di proporzionalità che lega il campo elettrico alla corrente prodotta. I plasmi ad alta temperatura sono eccellenti conduttori di corrente elettrica (resistività $\sim T^{-3/2}$).

Riscaldamenti addizionali

Sistemi di riscaldamento del plasma che si aggiungono a quello di tipo ohmico. Vengono utilizzati nelle macchine da fusione magnetica a temperature alle quali il riscaldamento ohmico non è più efficiente. Includono tipicamente iniezione di atomi neutri di alta energia e iniezione di radiazione elettromagnetica di frequenza opportuna.

Risonanza, frequenza di

Sono frequenze particolari che caratterizzano la risposta del plasma alla propagazione di onde elettromagnetiche. A queste frequenze, che possono coincidere con quelle di rivoluzione di elettroni o ioni attorno alle linee di campo magnetico (risonanze di ciclotrone) oppure a combinazioni di moti collettivi di elettroni e ioni (risonanze ibride), si ha una forte interazione tra le onde e il plasma. Spesso queste frequenze sono utilizzate per scaldare il plasma o per generare corrente in maniera non induttiva.

RFP (Reversed Field Pinch)

Macchine toroidali per il confinamento magnetico del plasma nelle quali i campi magnetici toroidale e poloidale sono di ampiezza confrontabile. Per garantirne l'equilibrio il campo magnetico toroidale cambia di segno vicino al bordo del plasma quando la corrente di plasma supera un valore critico. Macchine di questo tipo operano in Italia, Svezia, Giappone, USA e Cina.

RFX (Reversed Field Experiment)

Esperimento di confinamento magnetico di un plasma, situato presso l'Istituto Gas Ionizzati (IGI) del Consiglio Nazionale delle Ricerche (CNR) a Padova. L'esperimento sfrutta un campo magnetico in configurazione RFP (Reversed Field Pinch) consentendo lo studio di fenomeni e processi legati a correnti di plasma elevate.

S

Scala, legge di

Espressione empirica per descrivere come una variabile dipendente caratteristica di un sistema fisico molto complesso dipende da un certo numero di variabili indipendenti, in assenza di un modello teorico basato su principi primi. Nella fusione a confinamento magnetico se ne ha un esempio con le espressioni del tempo di confinamento dell'energia in funzione dei parametri geometrici del plasma: raggio maggiore e raggio minore del plasma (m), rapporto d'aspetto, elongazione, triangularità; dei parametri fisici del plasma: densità (m^{-3}), corrente di plasma (MA), campo magnetico (T), fattore di sicurezza; della potenza ausiliaria (MW), etc., ottenute combinando con metodi statistici i risultati di un gran numero di esperimenti effettuati su tante macchine, non essendo ancora disponibile un modello teorico fondato su principi primi che descriva in maniera soddisfacente le proprietà del trasporto di un plasma da fusione. Leggi di scala sono di particolare importanza nella estrapolazione a macchine future della fenomenologia osservata su quelle presenti.

Come esempio riportiamo la legge di scala per il tempo di confinamento dell'energia termica (misurato in secondi) in regime H detta in gergo "*IPB 98(y, 2)*"

$$\tau_{th,IPB98(y, 2)} = 0,0562 I^{0,93} B^{0,15} P^{-0,69} n^{0,41} A_i^{0,19} R^{1,97} \epsilon^{0,58} k^{0,78}$$

che riassume tutti i punti sperimentali riportati nella figura dell'approfondimento a pagine 40 e 41.

Separatrice

In un tokamak è una superficie ideale che separa la zona di confinamento del plasma (ove le linee del campo rimangono nel plasma) da quella di non confinamento (in cui le linee di campo sono aperte e intersecano le pareti materiali del divertore).

Sezione d'urto

Quantità utilizzata per descrivere la probabilità di un processo d'interazione tra particelle. Nella Fisica del plasma sono di interesse, ad esempio, le sezioni d'urto per collisioni coulombiane tra particelle cariche, per ionizzazione da impatto, oppure per fusione tra un nucleo di deuterio ed uno di trizio. Ha le dimensioni di un'area, ed è abitualmente misurata in barn ($1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$).

Specchio magnetico

Effetto di riflessione di particelle cariche in moto elicoidale attorno alle linee di forza di un campo magnetico allorché incontrano una regione di spazio in cui il campo si intensifica. Una configurazione magnetica lineare di campo uniforme alle cui estremità la sua intensità aumenti è in grado di intrappolare particelle cariche che abbiano la componente di velocità perpendicolare al campo sufficientemente più alta di quella nella sua direzione.

Spettroscopia

Rivelazione ed analisi dello spettro di radiazione emessa da un plasma. Da misure spettroscopiche è possibile ottenere importanti informazioni ad esempio sulla temperatura e la velocità del plasma, sul livello di impurezze presenti, ecc. A tale scopo possono venire utilizzate diverse regioni dello spettro elettromagnetico. Si parla anche di spettroscopia di neutroni con riferimento all'analisi dello spettro energetico di tali particelle emesse a seguito di reazioni di fusione.

Stellarator

Dispositivo per il confinamento magnetico di un plasma nel quale anche il campo magnetico poloidale è generato da opportuni conduttori esterni (a differenza dei tokamak dove è generato dalla corrente indotta nel plasma). In generale, gli stellarator non si sono rivelati altrettanto efficaci quanto i tokamak per quanto riguarda il confinamento del plasma.

T

T-3

Il primo tokamak convenzionale, a sezione circolare e con sistema di riscaldamento addizionale di tipo ECRH (Electron Cyclotron Resonance Heating), costruito presso il Kurchatov Institute di Mosca ed operativo a partire dal 1960.

TCV (Tokamak à Configuration Variable)

Tokamak con divertore del SPC (Swiss Plasma Center) di Losanna (CH), progettato per studiare in particolare gli effetti della forma del plasma sul confinamento e sui limiti operazionali dei dispositivi a confinamento magnetico.

Temperatura di un plasma

È la misura dell'energia cinetica media del moto delle particelle cariche che compongono il plasma. In Fisica del plasma viene comunemente espressa in gradi Kelvin (K) moltiplicata per la costante di Boltzmann, $k_B = 1,3807 \cdot 10^{-23}$ J/K, ove il joule è l'unità di misura dell'energia nel Sistema Internazionale.

Tokamak

Dispositivo al momento più promettente per il confinamento magnetico di un plasma per scopi fusio-nistici. La configurazione magnetica risultante dalla somma del campo magnetico toroidale generato da conduttori esterni percorsi da corrente e del campo magnetico poliodale prodotto dalla corrente circolante nel plasma, presenta linee di forza che si sviluppano secondo eliche individuando superfici magnetiche toroidali che permettono il confinamento del plasma.

Trasporto (di particelle, di energia)

Processo fisico mediante il quale le particelle e l'energia in massima parte concentrate nella regione interna del plasma vengono portate alla periferia, tipicamente per fenomeni prodotti dalle collisioni coulombiane oppure dalla presenza di campi elettrici e magnetici microscopici fluttuanti, che agiscono tramite una collisionalità efficace.

Tripla prodotto

Prodotto della densità di plasma, della temperatura degli ioni e del tempo di confinamento dell'energia misurati nella medesima scarica di un tokamak. Secondo il criterio di Lawson, esso rappresenta il parametro di merito delle prestazioni del plasma rispetto all'obiettivo di realizzare le condizioni fisiche tali che in presenza di una miscela reattiva (D oppure D-T) la potenza da fusione prodotta sarebbe superiore a quella iniettata nel sistema. Nel caso della reazione D-T affinché il bilancio di potenza sia positivo deve essere $nT\tau_E \geq 10^{21}$ keV s/m³.

Trizio

Isotopo dell'idrogeno il cui nucleo risulta formato da un protone e due neutroni. In un reattore a fusione che preveda l'impiego della miscela deuterio-trizio, esso sarebbe sintetizzato nel blanket per interazione dei neutroni con i nuclei di litio in esso contenuti, mantenendo il processo di produzione del combustibile interno al reattore stesso.

V

Vacuum Vessel

Camera da vuoto per il contenimento del plasma che assicura il mantenimento della pressione di lavoro del plasma (circa 4 ordini di grandezza più rarefatto dell'aria alla pressione atmosferica) e la sua purezza. È costituito da un contenitore di acciaio di forma pressoché toroidale in cui sono ritagliati gli accessi per le diagnostiche, per i sistemi di riscaldamento, per i circuiti del sistema da vuoto e per altri dispositivi ausiliari.

W

W7-X

Stellarator di grandi dimensioni, operativo dal 2015 presso il Plasma Physics Institute (IPP-MPI) di Greifswald (Germania), dotato di bobine superconduttrici per la produzione dei campi magnetici di confinamento richiesti. È il successore dello stellarator W7-AS che ha operato con profitto fino al 2002.

Z

Z_{eff}

Carica efficace del plasma, calcolata come la media delle cariche elettriche delle specie costituenti il plasma pesate sulle frazioni delle rispettive concentrazioni. In un plasma di isotopi di H, il suo valore è tanto più prossimo all'unità quanto meno il plasma è contaminato da impurezze.

© 2016, Società Italiana di Fisica, Proprietà letteraria riservata

Giornale di Fisica, Vol. 56, Suppl. 1
Associato all'Unione Stampa Periodica Italiana

Questo numero è stato prodotto e realizzato dall'ufficio editoriale del *Giornale di Fisica*, Bologna
e stampato da Monograf S.r.l.,
nel mese di agosto 2016

Direttore Responsabile: LUISA CIFARELLI

Autorizzazione del Tribunale di Bologna 2651 del 19 Luglio 1956