

Zeitschrift: Archi : rivista svizzera di architettura, ingegneria e urbanistica = Swiss review of architecture, engineering and urban planning

Herausgeber: Società Svizzera Ingegneri e Architetti

Band: - (2008)

Heft: 2

Artikel: La Fusione Nucleare e la Fisica del Plasma

Autor: Lazzaro, Enzo

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-133984>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 13.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

La Fusione Nucleare e la Fisica del Plasma

Enzo Lazzaro*

Perché la fusione nucleare?

Per rispondere alle esigenze sempre crescenti di energia dovuti sia all'aumento di consumi pro capite che all'aumento degli abitanti del pianeta è necessario cercare fonti energetiche che integrino e rimpiazzino le risorse di combustibili fossili, che sono tutte in via di esaurimento (vedi tabella I, aggiornata a dati del 2004) e soprattutto sono causa delle emissioni nocive di gas serra (e.g. CO₂) che contribuiscono ai deleteri cambiamenti climatici.

Tutte le sorgenti d'energia devono soddisfare esigenze di diverso genere riguardanti le questioni ambientali (CO₂, smaltimento delle scorie), l'offerta di un grande potenziale, una larga disponibilità di combustibili, la fattibilità tecnica ed economica e l'accettabilità sociale, nonché la massima sicurezza in caso di incidenti. Perciò è necessario migliorare *tutte* le sorgenti d'energia esistenti (combustibili fossili, fissione, energie alternative) e svilupparne di nuove entro i limiti consentiti dalla termodinamica. Tra le fonti di energia più promettenti per l'alta densità di energia e conseguente limitato impatto ambientale (fatta eccezione per incidenti gravi...) vi è senza dubbio l'utilizzo di processi di disintegrazione e di sintesi di nuclei di alcuni elementi. La possibilità di provocare in modo controllato questi processi (fissione e fusione) e di ricavarne energia è stata una delle scoperte epocali del '900 con conseguenze spettacolari e anche drammatiche. Il principio base, curiosamente, ha origine non in una teoria della struttura della materia ma in una teoria del *moto*, la relatività di A. Einstein che porta alla necessaria equivalenza di massa (a riposo) ed energia espressa dalla famosa e divulgatissima relazione E=mc², nota dal 1905.

L'esame della curva (Fig. 1), sperimentale dell'energia di legame dei nucleoni componenti i nuclei degli elementi esistenti in natura, in funzione del numero di nucleoni dei vari elementi, mostra che esiste un massimo, corrispondente al Fe, per cui o la rottura, per «fissione», di elementi pesanti in elementi più leggeri, o la sintesi, per fusione, di

nuclei leggeri in nuclei più pesanti, libera una quantità netta di energia pari alla differenza di massa tra i nuclei addendi e quello risultante, in accordo con la applicazione della formula di Einstein.

$$\Delta E_{\text{legame}} = (N_{\text{neutroni}} \cdot m_{\text{neutron}} + N_{\text{protoni}} \cdot m_{\text{protone}} - m_{\text{nucleo}}) \cdot c^2$$

Questi processi si realizzano in natura su scala stellare e sono l'origine dell'energia radiante del sole che raggiunge la terra nella misura di circa 1.4 kW/m². I diversi tipi di reazioni hanno le caratteristiche generali riassunte in tabella II. In primo luogo le reazioni Nucleari hanno una densità

Sorgente d'energia	Riserve certe e recuperabili	Durata al tasso d'uso attuale	Contributo % alla produzione totale d'energia
Carbone	10 ¹² ton	270 anni	25%
Petrolio grezzo	9.5 X 10 ¹¹ barili	40-50 anni	38%
Gas naturale	120X 10 ¹² m ³	60-70 anni	23%
Uranio (per Fissione)	2 X 10 ⁶ ton	40-50 anni	6,25%
Idroelettrico			6,25%
Altre energie alternative			1,5%

Tabella 1

Reazioni di Fissione	nuclei pesanti sono spezzati da neutroni – il processo è determinato dalle particelle – il processo può autoinnescarsi
Reazioni di Fusione	diversi nuclei leggeri possono fondersi – il processo è determinato dall'energia – il processo deve essere innescato

Tabella 2

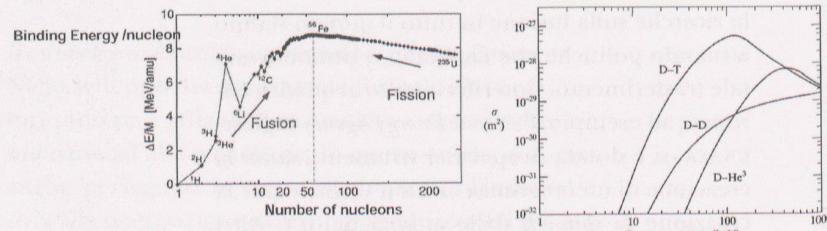
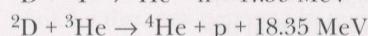
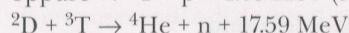
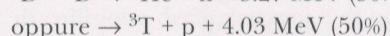
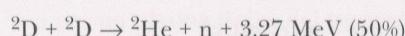


Fig. 1 – Energia di legame per nucleone

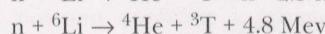
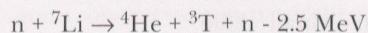
Fig. 2 – Sezione d'urto di reazioni di fusione

di energia circa 10^6 volte maggiore che nelle reazioni chimiche (che conservano la massa) e sviluppano energia tipica per reazione 1 MeV ($= 4.44 \times 10^{-20}$ kWh).

Sulla terra le reazioni di fissione sono già utilizzate efficacemente nella produzione d'energia, ma per quelle di fusione, che sono state utilizzate solo in ordigni bellici, è ancora problematica la realizzazione di una macchina per la produzione controllata di energia utilizzabile industrialmente. Le più promettenti reazioni candidate a questo scopo sono:



Il ^3T è radioattivo e non si trova in natura ma è prodotto dalle reazioni ausiliarie



all'interno del reattore. La probabilità di reazione è legata alla sezione d'urto maggiore; la reazione $^2\text{D} + ^3\text{T}$ ha la sezione d'urto maggiore (Fig.2) e quindi è la più accessibile sperimentalmente ma l'energia trasformabile in calore e sfruttabile in un ciclo termodinamico di produzione d'energia è data dai neutroni da 14 Mev che devono essere frenati in un mantello di ^6Li . Solo le α confinate (cioè ^4He da 3.5 MeV) possono sostenere la temperatura del plasma, collidendo con gli elettroni. A differenza della Fissione, la Fusione nucleare *non* è un processo a catena e il combustibile va fornito continuamente per sostenere le reazioni. Quindi è un processo intrinsecamente sicuro. L'elemento più interessante del processo di fusione è la «resa» energetica del processo nella reazione $^2\text{D} + ^3\text{T}$, accessibile a temperature vicine a 20 keV (1 keV = 1.14×10^7 °K).

Una mole di combustibile, alla temperatura ~ 20 keV, ha una massa di $\sim 5\text{g}$ e contiene $N_{\text{Avogadro}} = 6.02 \times 10^{23}$ nuclei. In 1 kg di ^2D e ^3T si hanno dunque: $N = (6.02 \times 10^{23} \text{ nuclei/mol}) / (5 \text{ g/mol}) \times (1000 \text{ g}) = 1.204 \times 10^{26}$ nuclei reagenti. Ogni reazione produce 17.6 Mev, quindi l'energia ΔE liberata è $(17.6 \text{ MeV/nucleo}) \times (1.204 \times 10^{26} \text{ nuclei}) = 3.384 \times 10^{14} \text{ J} \sim 94 \times 10^6 \text{ kWh!}$

Di questa notevole energia una parte è ricicljata nel riscaldamento del plasma e nel funzionamento del reattore. Considerazioni dettagliate hanno portato al criterio (di Lawson) che definisce l'obiettivo assegnato agli esperimenti di fusione controllata:

$n_D \tau_E T_D \geq 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s} \cdot \text{keV}$ dove n_D è la densità di deuterio, τ_E è il tempo di confinamento dell'energia termica, T_D la temperatura del deuterio. Si possono considerare due strategie opposte per raggiungere questo traguardo. Il confinamento inerziale del plasma generato da un fascio laser ultraintenso lanciato su una piccolissima sferetta di D e T solidi, può soddisfare il criterio di Lawson con $n \sim 10^{29} \text{ m}^{-3}$ e $\tau_E \sim 10^{-9} \text{ s}$. Con confinamento magnetico, realizzato essenzialmente nelle macchine tokamak, il criterio di Lawson si può soddisfare con $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$, e $\tau_E \sim 1 \text{ s}$. Nel seguito qui si descrive solo il confinamento magnetico. Una misura delle prestazioni di un reattore è il fattore di guadagno Q , definito come rapporto tra la potenza di fusione prodotta e a potenza immessa nel plasma: $Q = P_{\text{fusion}} / P_{\text{esterna}}$. Q è usualmente considerato un «parametro ingegneristico», collegato alla efficienza di produzione di energia, ma in effetti Q è strettamente collegato al parametro «fisico» importante f_α , la frazione di alpha che trasferisce calore al plasma. Poiché le particelle α -portano 1/5 della energia di fusione, $f_\alpha = Q/(Q+5)$. Diversi traguardi possono essere definiti in termini di Q . Il «break-even» scientifico è dato da $Q=1$ senza tener conto delle efficienze di conversione della potenza di fusione in elettricità. La condizione di «ignizione», si ha con $P_{\text{esterna}} = 0$, cioè $Q = \infty$, e rappresenta uno stato asintotico ideale difficilmente realizzabile praticamente. Dati i necessari compromessi tra efficienza e controllabilità del plasma, attualmente si prevede di potere realizzare reattori che operino in modo affidabile in un regime di guadagno $Q \sim 30-40$ ($f_\alpha \sim 85-90\%$). Questo definisce l'obiettivo del «burning plasma».

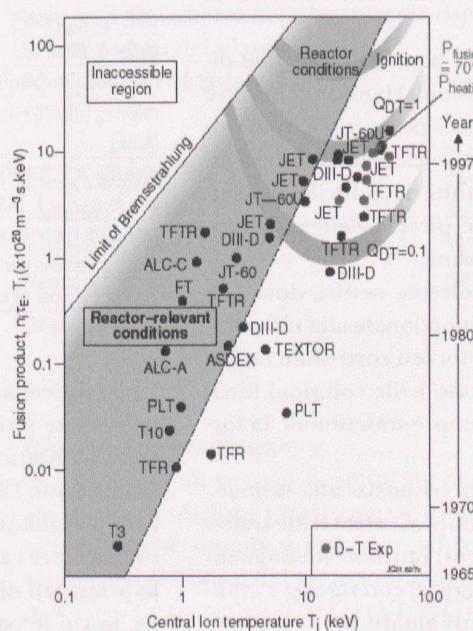


Fig. 3 – Criterio di Lawson: risultati sperimentali ottenuti. La figura mostra che i risultati raggiunti in molti anni di lavoro con gli esperimenti tokamak condotti in tutto il mondo sono entro un ordine di grandezza dal traguardo posto dal criterio di Lawson alle prestazioni richieste per un reattore, ed il progresso è stato finora di un ordine di grandezza ogni 15 anni circa.

Elementi introduttivi alla Fisica del Plasma

Plasmi in natura

Lo stato della materia (solido, liquido, gassoso e *plasma*) è determinato essenzialmente dalla sua temperatura. A temperature corrispondenti ad energie superiori a quella necessaria per la ionizzazione, i gas, neutri, si dissociano in ioni carichi positivamente ed elettroni (negativi).

L'insieme di particelle cariche, a carica complessiva nulla ha proprietà estremamente diverse da quelle del gas neutro di partenza, e costituisce un plasma. Allo stato di plasma si trova la materia costituente le fiamme, gli archi elettrici e scintille, le scariche luminose nei gas, i fulmini, la ionosfera terrestre e le stelle: complessivamente il 99.9% della materia dell'universo!

Che cosa è il plasma

Il plasma può essere descritto in due diversi modi, ciascuno dei quali è utile. In un primo modello ci si chiede quale sia il comportamento dei singoli elettroni e ioni di cui è costituito, in «risposta» alle forze naturali agenti. In particolare è di grande importanza che il loro moto sia dominato dagli effetti dei campi magnetico ed elettrico. Il secondo modo è quello di considerare la popolazione di elettroni e ioni come gas o fluidi elettricamente conduttori.

La temperatura di un plasma è un'indicazione semplice della energia cinetica media $1/2 mv^2$, delle particelle. Elettroni e ioni alla stessa temperatura hanno la stessa energia, ma a causa del rapporto delle masse gli elettroni hanno una velocità tipica molto maggiore. A 100 milioni di gradi Celsius i deuteroni hanno una velocità termica di 600 km/sec e gli elettroni hanno una velocità di 40,000 km/sec.

I fluidi di elettroni e ioni hanno in generale diverse temperature e pressioni. Hanno anche altre proprietà simili a quelle dei gas normali, come viscosità e conducibilità termica, dovute ai processi collisionali tra specie, tutti riconducibili agli effetti cumulativi di molte piccole deflessioni dovute alla forza Coulombiana.

In un gas di atomi e molecole neutri, dotate di una energia cinetica proporzionale alla temperatura, agiscono le intense forze a cortissimo raggio d'azione che si manifestano nelle collisioni binarie e, con effetti quasi sempre trascurabili, la forza di gravità.

Perciò in un gas neutro la «risposta» alla «azione» delle forze prevalenti è rappresentata dalle traiettorie individuali a segmenti rettilinei (debolmente parabolici se si considera gl) con zig-zag a grandi angoli a causa degli urti binari.

Per le particelle elettricamente caricate di un plasma invece le forze dominanti, di molti ordini di grandezza ($10^{38}!$) sono le forze Coulombiane a lungo raggio d'azione, generate da migliaia di cariche vicine. Perciò la traiettoria di uno ione (ed elettrone) campione subisce continue piccole deflessioni e rarissime deflessioni a grande angolo. Le interazioni non e.m., per esempio le forze nucleari, non sono importanti fintanto che le nuclei atomici, positivi, non si avvicinano a distanze dell'ordine di 10^{-15} m. Ciò può avvenire solo ad altissima energia, tale da permettere di vincere le forze repulsive coulombiane.

In un plasma la «risposta» alle forze e.m. 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 del gas neutro. Il problema fondamentale della fisica del plasma è la determinazione simultanea dei campi elettromagnetici e del moto delle cariche. I campi elettrico e magnetico sono determinati dalle *Equazioni di Maxwell* con le sorgenti di carica e corrente sia imposte dall'esterno che associate alla densità e alle velocità delle particelle, il cui moto è determinato dalle forze dovute a i campi e.m.. Per autoconsistenza le equazioni per i campi, elettrico E e di induzione magnetica B,e quelle per la «risposta» dinamica» del plasma alle forze cui risulta soggetto, vanno risolte insieme.

Si tratta di un problema di fisica classica ma fortemente non-lineare (non riducibile cioè alla sovrapposizione di effetti...). Lo schema riassuntivo di un sistema chiuso di equazioni ed incognite è dato da:

$\text{div}E = \rho/\epsilon_0$ [V/m ²]	Legge di Gauss ($\epsilon_0 = 8.8544 \cdot 10^{-12}$ [N ⁻¹ m ⁻² C ²])
$\text{div}B = 0$ [T/m]	Legge di Gauss
$\text{rot}E = -\partial B/\partial t$ [V/m ²]	Legge di Faraday
$\text{rot}B = \epsilon_0(\partial E/\partial t) + J$ [A/m ²]	Legge di Ampère-Maxwell
$\rho = e(n_i - n_e)$ [C/m ³]	Densità di carica elettrica
$J = e(n_i u_i - n_e u_e)$ [A/m ³]	Densità di corrente
Modelli di «risposta» del plasma,	
1. Eq. Cinetiche per $f(x, v, t)$	
2. Eq. Fluide per $n(x, t), n_e(x, t), u(x, t), u_e(x, t)$:	

Una particella carica, quando non si trova nelle immediate vicinanze di altre cariche così da sentire la diretta forza elettrostatica coulombiana, si muove sotto l'azione del campo elettromagnetico medio regolare dovuto alla somma dell'effetto di tutte le altre cariche del sistema; è questa una delle principali differenze con il caso dei fluidi neutri, in cui le particelle si muovono inerzialmente

tra un urto e quello successivo. Inoltre, quando la carica incontra a distanza ravvicinata un'altra carica, la collisione causerà una deflessione discontinua. Nel caso della materia neutra sono questi urti che determinano il comportamento continuo dei fluidi; anche per i plasmi questi urti vanno considerati, ma la loro trattazione risulta più complicata che nel caso dei fluidi neutri.

Un plasma «non-collisionale» soddisfa la condizione per cui il «cammino libero medio» fra due urti soddisfa la condizione $\lambda_{\text{mfp}} \gg L$ dove L è la dimensione del plasma. Il tempo tra due collisioni dipende fortemente dalla temperatura ($\propto T^{3/2}$) ma per un plasma tipico del tokamak JET il tempo di collisione degli elettroni è di poche centinaia di microsecondi e di decine di millisecondi per gli ioni. La distanza percorsa in questo tempo dà un cammino libero medio di decine di chilometri sia per gli ioni che per gli elettroni.

In un plasma con una bassa percentuale di atomi ionizzati in effetti le collisioni delle cariche avvengono soprattutto con particelle neutre e quindi si possono applicare i principi dei fluidi neutri. Quando invece la densità di cariche libere diventa grande i processi collisionali coulombiani sono più complessi e determinano una traiettoria che, pur presentando deflessioni discontinue dovute alle collisioni a corto raggio, si sviluppa sotto l'azione della forza elettrostatica media a lungo raggio: per elevata percentuale di ionizzazione quest'ultimo effetto di carattere collettivo è dominante.

Schermatura di Debye

In un plasma di densità n e temperatura elettronica T_e gli elettroni con velocità termica $v_{\text{th}} = 4.19 \times 10^7 T_e^{1/2} [\text{cm/s}]$ si possono separare dagli ioni fino ad una distanza (Debye): $\lambda_D = v_{\text{th}} \tau_p$ tale che l'Energia Termica uguagli la Energia Elettrostatica. Lo squilibrio locale di carica dà origine ad un campo E che ristabilisce la quasi-neutralità del plasma su un tempo tipico $\tau_p \sim \epsilon_0 m_e / e^2 n$ esercitando una forza di richiamo sulle cariche che dà origine ad oscillazioni armoniche d'insieme con la frequenza di plasma $\omega_p = e^2 n / \epsilon_0 m_e$. Il risultato rigoroso che si trova in base alla teoria cinetica è che il campo E generato da ogni carica libera nel plasma viene schermato da una «nuvola» di carica spaziale entro una «lunghezza di Debye» $\lambda_D [m] = 2.35 \times 10^5 \sqrt{T_e [\text{keV}] / n [\text{m}^{-3}]}$ con k_B costante di Boltzmann e T_e temperatura elettronica del plasma. La lunghezza di Debye si riduce coll'aumentare della densità elettronica. La schermatura è efficace quando la nuvola di carica contiene un numero sufficiente di particelle come si verifica per i plasmi debolmente accoppiati.

Questo permette di trattare il plasma come un insieme di elementi indipendenti descritti da una funzione di distribuzione nelle velocità che evolve sotto l'azione delle forze locali e delle collisioni. Se la dimensione del plasma L è grande rispetto a λ_D il plasma, sulla scala L , si mantiene quasi-neutro. Come già detto questo non impedisce che insorgano piccoli sbilanciamenti locali associati ad un potenziale $\Phi \sim k_B T_e / e$. L'elemento essenziale per definire lo stato di plasma è la presenza di cariche libere: un plasma non è caratterizzato fisicamente dalla densità e dalla temperatura separatamente, ma tramite una loro combinazione tale da assicurare la sostanziale presenza di fenomeni collettivi. In un gas ionizzato la prevalenza degli effetti collettivi è raggiungibile aumentando il numero di particelle cariche interagenti in modo che $\Lambda = n (\lambda_D)^3 \gg 1$. È utile farsi un'idea degli ordini di grandezza in gioco confrontandoli con i valori del gas molecolare atmosferico (Tabella 3):

	Atmosfera	Plasma di un reattore
Densità in particelle/m ³	$3 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$	10^{20} m^{-3}
Temperatura (un eV=11400 °C)	20 °C	>10 keV (=100 Milioni °C)
Massa di un m ³	1 kg	~1-10g

Tabella 3

Valori tipici delle densità e temperature di un plasma da fusione.

Si possono riassumere come segue i criteri per l'esistenza dello stato di plasma:

1. $\Lambda \gg 1$ (grande numero di particelle in un volume di Debye)
2. $\lambda_D \ll L$ (lunghezza di Debye piccola rispetto alle dimensioni del plasma)
3. $\omega_{pe} / v_n > 1$ (bassa collisionalità con i neutri)

	$n (\text{m}^{-3})$	$T (\text{°K})$	$\omega_{pe} \text{ sec}^{-1}$	$\lambda_D (\text{m})$	Λ
scarica a bagliore	10^{19}	3×10^3	2×10^{11}	10^{-6}	3×10^2
cromosfera	10^{18}	6×10^3	6×10^{10}	5×10^{-6}	2×10^3
plasma interstellare	2×10^4	10^4	10^4	50	1×10^4
plasma di fusione	10^{20}	10^8	6×10^{11}	7×10^{-5}	5×10^8

Tabella 4

Plasma in un campo magnetico

In un campo magnetico B uniforme nello spazio (è una condizione idealizzata) le singole particelle cariche singole si muovono vincolate ad una orbita circolare di raggio (detto di Larmor) $\rho_L = \frac{mv_\perp}{eB}$ ($\rho_{L,e} [\text{m}] = 1.07 \sqrt{T_e [\text{keV}] / B [\text{T}]}$)

e ruotano alla frequenza ciclotronica, $\Omega_c = qB/m$ ($\Omega_{ce} [\text{rad/sec}] = 1.76 \cdot 10^{11} B [\text{T}]$) come mostrato in Fig. 4. Se si tiene conto di un campo elettrico E o della disuniformità di $B(r)$ o di altre forze esterne, il moto si complica acquistando una velocità di deriva in direzione perpendicolare alla forza ed al campo magnetico, come s'vede in Fig. 5. Poiché il plasma è una sistema di particelle caricate in movimento, è possibile usare campi magnetici per il suo confinamento in un volume finito.

Il raggio dell'orbita degli ioni intorno alle linee di forza di B , ρ_i è la *scala spaziale di escursione* delle particelle di plasma dalle superfici descritte dalle linee di forza di B . Su scala $L \gg \rho_i$ il plasma si comporta come un fluido elettricamente conduttore con una pressione cinetica p ed una resistività $\eta = m_e v_{ei}/ne^2 \propto T_e^{-3/2}$ che è un effetto delle collisioni binarie elettrone-ione, come lo sono la viscosità e la conducibilità termica.

Se viene applicato un campo elettrico esterno viene condotta una corrente $J = E/\eta$ e viene dissipata una potenza «ohmica» $P_\Omega = hJ^2$ che scalda il plasma. A causa della dipendenza sfavorevole di h dalla temperatura il riscaldamento ohmico diviene sempre meno efficace al crescere di T_e . Quindi risulta indispensabile usare altri mezzi di trasferimento di energia al plasma per raggiungere le condizioni richieste dalla fusione. Tra questi mezzi vi è l'iniezione di fasci di ioni ad alta energia, e l'assorbimento di onde elettromagnetiche di alta potenza lanciate da apposite antenne.

Nello studio delle interazioni onde-plasma, vi sono dei processi non collisionali di trasferimento d'energia dalle onde al plasma (riscaldamento) e dal plasma alle onde (instabilità cinematiche, radiazione), per i quali è necessaria una descrizione statistica microscopica e cinetica della dinamica della popolazione di particelle cariche nel suo insieme, data dalla funzione di distribuzione delle particelle $f(r, v, t)$. Questa descrizione è costituita da una equazione cinetica per l'evoluzione di $f(r, v, t)$ sotto l'effetto dei campi E e B . L'equazione, risolta insieme alle equazioni di Maxwell, dà la densità istantanea e locale, di carica e di corrente (ed insieme, la velocità media fluida, pressione ed altre quantità) che rappresentano la «risposta» delle specie cariche ai campi e.m., e ne sono la sorgente. Uno degli effetti cinematici più rilevanti, perfettamente descritto dalla teoria cinetica è l'assorbimento non collisionale dell'energia delle onde e.m. in un plasma, il cosiddetto «smorzamento di Landau». Nel caso più semplice di onde elettrostatiche si ha scambio di energia tra onde di lunghezza d'onda λ , frequenza ω e velocità di fase $v_w = \omega\lambda/2\pi$ le particelle del plasma

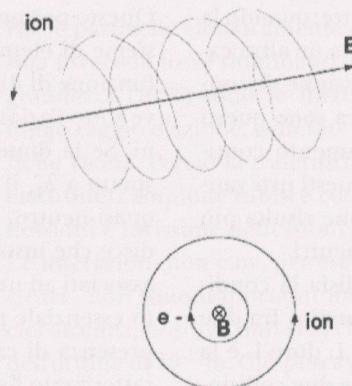


Fig. 4 – Orbite ioniche in campo B uniforme

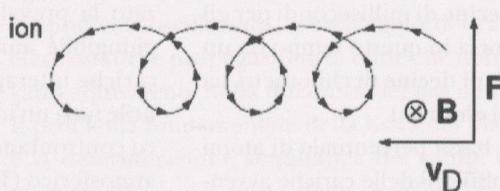


Fig. 5 – Orbite ioniche di deriva in presenza di una forza F

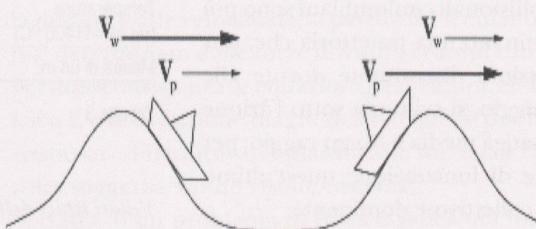


Fig. 6 – Modello di interazione di una particella con velocità v_p con un'onda di velocità v_w

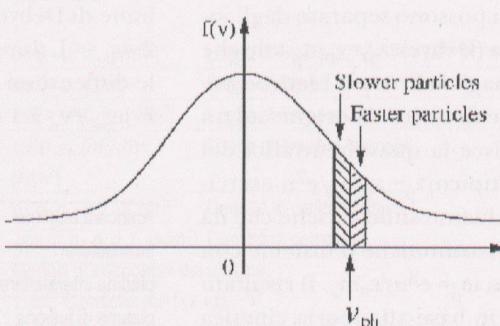


Fig. 7 – Illustrazione della interazione di un'onda di velocità v_{ph} con una distribuzione di particelle $f(v)$

con velocità v_p vicina a v_w . Le particelle con velocità lievemente minori di v_w sono accelerate dal campo elettrico dell'onda ed acquistano energia, mentre quelle con velocità superiore a v_w sono rallentate, e trasferiscono energia all'onda. Per una popolazione di particelle con una distribuzione in velocità $f(r, v, t)$ l'effetto è aumento di temperatura.

Nel limite, di bassa frequenza e per $L \gg p_i$, in cui il plasma si comporta come un fluido elettricamente conduttore, si descrive il principio di confinamento magnetico, largamente usato negli esperimenti di fusione.

Impiegando opportuni campi magnetici generati da bobine esterne al volume in cui è contenuto il plasma e inducendo nel plasma una grande corrente come nel circuito secondario di un trasformatore (Fig. 8), si può realizzare una condizione di bilancio della forza di espansione del fluido, dovuta alla pressione, con la forza dovuta al campo magnetico e alla corrente nel plasma. Storicamente si sono prima tentati esperimenti con configurazioni cilindriche, aperte agli estremi ma per evitare le perdite assiali di plasma la configurazione più naturale risulta quella toroidale (a ciambella). In questa configurazione le linee di B si avvolgono elicoidalmente sulle superficie di pressione costante, che sono quindi di *flusso magnetico costante* con un passo,

$$q \equiv \frac{rB_\phi}{RB_\theta} = \frac{N_o \text{ transiti toroidali}}{N_o \text{ transiti poloidali}}$$

Le linee con q irrazionale ricoprono con continuità («ergodicamente») tutta la superficie isobara ed isoflusso (Fig. 9).

Le linee con $q = m/n$, razionale, si chiudono su se stesse e sono topologicamente fragili rispetto a perturbazioni magnetiche elicoidalì con lo stesso passo. In regime magnetoidrodinamico (MHD) ideale (cioè con resistività trascurabile) le principali sono le instabilità di «kink» per $q(r=a) = m/n=2/1,3/2,3/1, \dots$ che distorcono la colonna di plasma (Fig.10) fino a distruggerla. In regime MHD resistivo le superfici $q(r) = m/n = 2/1,3/2,3/1$ si «strappano» e le linee di B si riconnettono formando «isole magnetiche» crescenti (instabilità dette «modi tearing») (Fig.11). Ne segue perdita di energia e distruzione della scarica. Si sanno evitare i «kink» tenendo la corrente massima nel plasma sotto il limite $I_p [\text{MA}] \leq n a^2 [\text{m}] B_\phi [\text{T}] / m R [\text{m}]$ e si stanno sviluppando efficaci mezzi per la stabilizzazione in tempo reale delle isole magnetiche iniettando sulle superficie dove $q = m/n$, microonde di alta potenza che generano correnti correttive localizzate nelle «isole».

Conclusioni

La fisica del plasma comprende gli aspetti più evoluti della fisica classica. I campi di interesse spaziano dalla comprensione di fenomeni astrofisici alla realizzazione della fusione termonucleare controllata. I risultati scientifici raggiunti sono decisamente vicini a questo obiettivo, avvi-

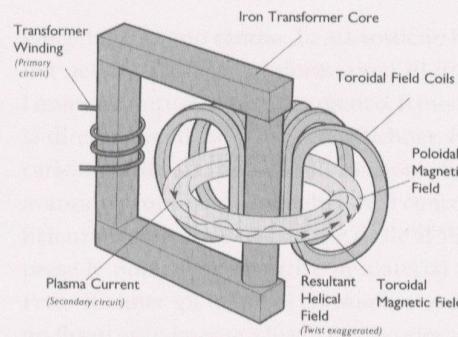


Fig.8 – Schema della struttura di un tokamak, con le bobine per generare il campo toroidale B , ed il circuito trasformatore primario per indurre la corrente I_p nel plasma

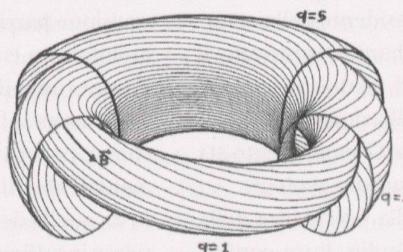


Fig.9 – Illustrazione delle superficie magnetiche della configurazione tokamak: sono indicate le superficie a linee B chiuse su cui $q=1/1,2/1,5/1$.

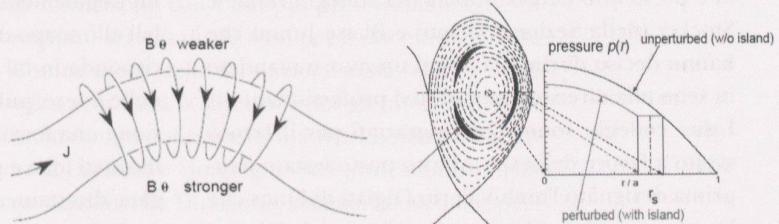


Fig.10 – Illustrazione di una instabilità di «kink» dovuta a una corrente I_p eccessiva
Fig.11 – Illustrazione di una instabilità resistiva con isole magnetiche (3/2) che appiattiscono localmente il profilo di pressione $p(r)$ producendo perdite di energia contenuta.

cinato con un progresso scientifico sistematico che ha portato alla decisione storica di avviare la costruzione del prototipo di reattore ITER da 500 MW di potenza prodotta con un guadagno $Q=10$. Questo rende più realistiche le prospettive delle applicazioni «industriali» e «commerciali». Inoltre le ricadute scientifiche a tempi brevi della scienza del plasma ad alta e bassa temperatura promette altre rivoluzioni tecnologiche in molti campi.

Bibliografia

- 1 J.Wesson, Tokamaks, Clarendon Press, Oxford 1987
- 2 T.J.M. Boyd, J.J. Sanderson, The Physics of Plasmas, Cambridge University Press, Cambridge, 2003
- 3 Plasma Physics, An Introductory Course, redatto da R. Dendy, Cambridge University Press, Cambridge, 1996.

* Direttore dell'Istituto di Fisica del Plasma «P. Caldirola», del Consiglio Nazionale delle Ricerche e Capo dell'Unità di Ricerca Euratom di Milano.