

PER SAPERNE DI PIÙ

Un plasma cos'è? What is a plasma?

Francesco Pegoraro (*)

*Dipartimento di Fisica Enrico Fermi, Università di Pisa, Pisa, Italia
INAF-IAPS, via Fosso del Cavaliere 100, Roma, Italia*

Riassunto. Un plasma è un sistema formato da un gran numero di particelle elettricamente cariche non legate a formare atomi e che interagiscono tra loro su distanze ben maggiori di quelle che li separano mediante i campi elettromagnetici che esse stesse generano. La dinamica di un plasma è dominata da effetti collettivi. Descriverò la molteplicità di forme e di fenomeni cui questa interazione collettiva dà luogo seguendo una catena di esempi e metterò in evidenza il ruolo che la ricerca in fisica del plasma riveste per lo sviluppo della scienza e della tecnologia.

Abstract. A plasma is a system made up of a large number of electrically charged particles, not bound inside atoms, that interact with each other over distances far greater than those that separate them through the electromagnetic fields that they themselves generate. The dynamics of a plasma is dominated by collective effects. I will describe the multiplicity of forms and phenomena to which this collective interaction gives rise following a chain of examples and I will highlight the role that research in plasma physics plays for the development of science and technology.

1. Introduzione: Un modello partendo da un gioco di fantasia

Considerate un gruppo di molte ragazze e ragazzi, più o meno in egual numero, che si chiamano tra loro: i ragazzi cercano di tener lontani gli altri ragazzi e così fanno le ragazze. Usano telefoni cellulari che trasmettono fino a grande distanza, anche se con la distanza il segnale si indebolisce. Sono cellulari molto semplici, hanno due soli numeri, uno per tutti i ragazzi ed uno per tutte le ragazze, e permettono due soli messaggi: “allontanati” tra cellulari dello stesso numero, “avvicinati” tra cellulari con numeri diversi. Ogni ragazzo chiama quindi tutte le ragazze e respinge tutti gli altri ragazzi. Analogamente fanno le ragazze. Il gruppo è molto numeroso, ma c'è spazio sufficiente: le persone si possono muovere liberamente, corrono veloci e quando

(*) E-mail: francesco.pegoraro@unipi.it

ricevono messaggi, a meno che non vengano da molto vicino, non cambiano di molto la direzione della loro corsa. Ragazzi e ragazze non riescono quindi ad avvicinarsi troppo nè i ragazzi ad allontanare di molto gli altri ragazzi e così le ragazze. In media, in ogni zona che includa molte persone, ci sono in ogni istante tanti degli uni quante delle altre. Tuttavia se si creano piccoli squilibri in cui ad un certo momento in una zona ci sono più ragazze che ragazzi queste, con i loro messaggi, cercheranno di allontanare le altre e di richiamare i ragazzi anche da lontano. Sia gli uni che le altre non incontrano ostacoli al loro movimento, e quindi l'effetto di questi messaggi andrà oltre il riequilibrio del rapporto tra i loro numeri e finirà con il creare lo squilibrio opposto; in quella zona verrà a trovarsi un maggior numero di ragazzi che di ragazze. Questo verrà corretto da altri messaggi, questa volta dai ragazzi, e così via in alternanza. La distribuzione di ragazze e ragazzi nelle varie zone oscillerà nel tempo e lo farà coinvolgendo non soltanto le persone vicine ma collettivamente tutto il gruppo fin dove i messaggi possono arrivare.

Questo modello di fantasia ricalca, anche se in maniera molto semplificata e sotto vari aspetti decisamente incompleta, una delle principali caratteristiche di un plasma che è quella di avere una dinamica che coinvolge collettivamente l'interazione a distanza tra molte particelle, particelle che sono libere di muoversi su distanze molto maggiori della distanza media che le separa. Quello che è sorprendente è che questa dinamica collettiva è la legge per la maggior parte della materia che possiamo vedere nell'Universo.

2. Verso una definizione di plasma, alcuni esempi

Una proprietà che generalmente associamo al plasma è quella di essere composto da particelle elettricamente cariche, libere di muoversi, come nel modello di fantasia, cioè non legate a formare atomi. Una denominazione ora un pò in disuso per il plasma è appunto gas ionizzato. Per giungere a una definizione più precisa di plasma, definizione che sarà data nella sez. 3, mostrerò prima alcuni esempi.

2.1. Plasmi sulla Terra

Vediamo dove si trova il plasma, partendo dalla Terra. Le energie di ionizzazione degli atomi sono genericamente dell'ordine di qualche eV (~ 13.6 eV cioè, un Rydberg, per l'atomo di Idrogeno). Un eV corrisponde a circa 1.9×10^{-19} J, che a sua volta corrisponde all'energia media per particella ad una temperatura termodinamica di poco maggiore di diecimila gradi kelvin, temperatura certamente non comune nell'ambiente. Considerazioni basate su concetti di equilibrio termodinamico ci dicono che in queste condizioni ci si deve aspettare che il numero delle particelle ionizzate debba essere, come infatti è, estremamente ridotto. Ci aspettiamo infatti che decresca esponenzialmente al crescere del rapporto tra l'energia di ionizzazione e l'energia che associamo alla temperatura termodinamica mediante la costante di Boltzmann.

Tuttavia questa conclusione non è completamente corretta perchè non tiene conto della densità, intesa come numero di particelle per unità di volume. Se la densità è bassa, cioè se le particelle sono essenzialmente libere di muoversi come nel modello di fantasia descritto prima, la relazione tra il grado di ionizzazione e la temperatura non è più valida e in effetti il concetto stesso di temperatura termodinamica perde progressivamente di significato. Meccanismi non collegati all'agitazione termica delle particelle sono responsabili della ionizzazione del plasma in questi regimi. Un esempio è rappresentato dalle scariche elettriche usate per le insegne luminose. La luce visibile emessa origina, attraverso un processo di fluorescenza, dalla luce ultravioletta irraggiata dagli atomi in un gas rarefatto solo parzialmente ionizzato in cui la ionizzazione è mantenuta dagli urti sugli atomi neutri degli elettroni accelerati tra un urto e un altro, cioè su una distanza pari al loro libero cammino medio, dalla differenza di potenziale applicata. La fisica di queste scariche è in gran parte dominata da fenomeni di fisica atomica ed è più complessa di quanto indicato qui. In effetti questo tipo di scariche ha avuto un ruolo importantissimo per lo sviluppo della fisica atomica e per la nascita della fisica del plasma all'inizio del secolo scorso ⁽¹⁾. Un ulteriore esempio è dato dalla ionosfera terrestre il cui ruolo nel riflettere le onde radio ha permesso all'inizio del secolo scorso a Marconi, ignaro della sua esistenza di cui a quel tempo si aveva solo qualche indiretta indicazione, di trasmettere segnali su distanze ben oltre l'orizzonte fino a realizzare comunicazioni intercontinentali ⁽²⁾. Il livello di ionizzazione in questa fascia alta ed estremamente rarefatta dell'atmosfera terrestre è dovuto alla componente ultravioletta della radiazione solare e il suo spessore varia tra il giorno e la notte quando, in assenza di radiazione solare diretta, le reazioni di ricombinazione riducono il livello di ionizzazione nelle zone più basse e quindi più dense. Entrambi questi esempi indicano una importantissima proprietà della gran parte dei plasmi, cioè la assenza di equilibrio termodinamico: si tratta infatti nella maggioranza dei casi di sistemi aperti (cioè soggetti a perturbazioni esterne) in cui il tempo caratteristico di termalizzazione (più in generale dei processi di rilassamento dovuti alle collisioni tra particelle, cfr. sez. 2.2.2 e sez. 3) è ben più lungo del tempo dinamico ⁽³⁾ con cui il plasma evolve o scambia energia con sorgenti esterne, più lungo talvolta per svariati ordini di grandezza.

Sulla Terra tuttavia i plasmi naturali rappresentano un fenomeno minoritario, sono presenti ad esempio nei fulmini ove sono accompagnati da processi di accelerazione di elevata energia che possono giungere [1] sorprendentemente fino alla produzione

⁽¹⁾ Per un breve quadro storico cfr. <https://www.ieap.uni-kiel.de/plasma/ag-kersten/en/history-gas-discharge-physics>.

⁽²⁾ La presenza di uno strato ionizzato capace di riflettere le onde radio è stata predetta in quegli stessi anni da O. Heavyside, cfr. <http://www.elayer.org.uk/page2.html>.

⁽³⁾ Questo tempo dinamico può essere definito in termini dell'inverso della cosiddetta frequenza di plasma, o frequenza di Langmuir, $\omega_{pe} = (4\pi n e^2 / m_e)^{1/2}$. Qui n è la densità numerica del plasma, e ed m_e sono la carica e massa elettronica e, come anche nel seguito, vengono usate unità CGS. Nel modello di fantasia con cui ho iniziato, questa frequenza corrisponde alla frequenza delle oscillazioni della distribuzione tra ragazzi e ragazze. In un plasma è la frequenza delle oscillazioni di densità di carica, cfr. sez. 3, chiamate onde di plasma o onde di Langmuir.

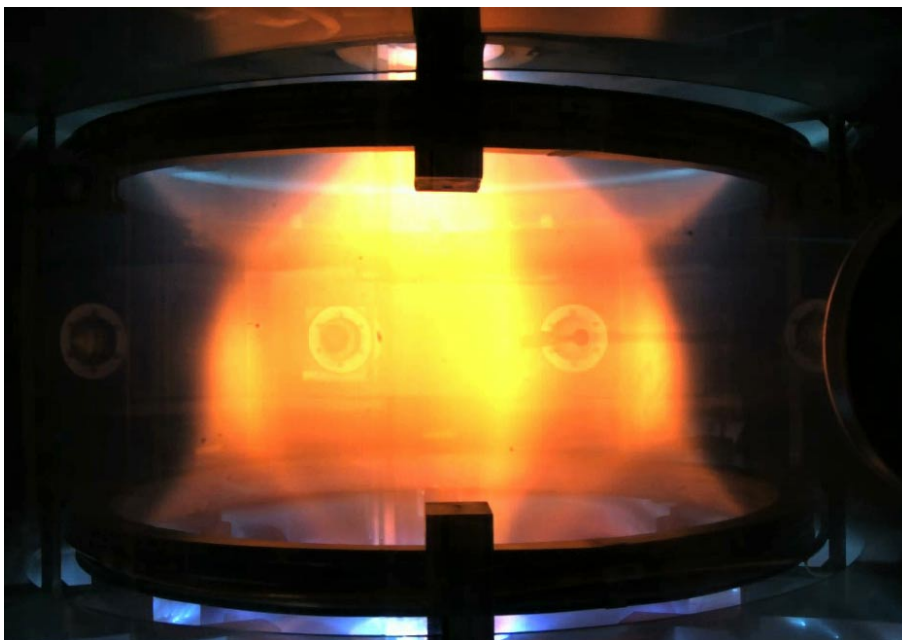


Fig. 1. – Emissione di luce dal plasma nell’esperimento PROTO-SPHERA presso l’Enea a Frascati, per gentile concessione di F. Alladio.

di raggi γ . Inoltre, a partire dalle prime scariche di un secolo fa, plasmi vengono prodotti in laboratorio (cfr. sez. 2.6 e sez. 5), come ad esempio nella configurazione sperimentale PROTO-SPHERA la cui emissione di luce è mostrata in fig. 1, in un intervallo di energie che vanno da qualche eV fino a molti MeV e oltre e un intervallo di densità che vanno dalle densità dei solidi $\sim 10^{23}$ particelle per cm^3 , a quella del gas atmosferico, a 10^{13} – 10^{14} particelle per cm^3 in un plasma a confinamento magnetico in un esperimento di fusione termonucleare fino a 10^{12} particelle per cm^3 per la propulsione a plasma. Questi valori indicano un’altra caratteristica dei plasmi, cioè gli amplissimi intervalli di variazione dei loro parametri fisici e, come vedremo, delle scale temporali e spaziali che li caratterizzano [2].

2.2. Plasmi solari

Uscendo dall’ambiente terrestre i primi sistemi che viene spontaneo associare ai plasmi sono le stelle ed in particolare il Sole. Tuttavia il plasma nel nucleo del Sole ha una densità elevata, $\sim 10^{26}$ particelle per cm^3 ed ha proprietà fisiche che si avvicinano di più a quelle di un fluido conduttore che a quelle di un plasma nell’accezione illustrata dai precedenti esempi. Di maggior interesse nella prospettiva di questo articolo è la fotosfera, cioè la “superficie” che vediamo del Sole, e poi le regioni più esterne dell’atmosfera solare fino alla corona. Queste regioni sono molto meno dense e molto più calde della superficie del Sole (un milione di gradi kelvin nella corona contro un

po' meno di sei mila gradi kelvin per la fotosfera e una densità della corona 10^{-12} (quella della fotosfera) e storicamente non è stato semplice comprendere questo aumento della temperatura con l'altezza. Il riscaldamento non può essere per conduzione e non è riconducibile a processi di natura termodinamica, ma a propagazione di onde e a turbolenza dei campi elettromagnetici. Si pensa infatti ad assorbimento di onde di Alfvén o a processi di riconnessione magnetica descritti nella prossima sezione o allo sviluppo di turbolenza che trasporta energia da fenomeni che si sviluppano su scale spaziali grandi, anche dell'ordine delle dimensioni del sistema stesso, a fenomeni che si sviluppano su scale spaziali molto più piccole, dell'ordine delle scale microscopiche discusse alla sez. 3.

2.2.1. Una digressione sulla magnetoidrodinamica

La descrizione più semplice che si può dare di un plasma immerso in un campo magnetico è la descrizione di tipo fluido che va sotto il nome di magnetoidrodinamica (MHD). Questa descrizione ha origine nello studio dei fluidi conduttori ma può applicarsi anche a un plasma avendo cura a limitarne l'applicabilità a fenomeni lenti rispetto ad esempio al periodo del moto di ciclotrone delle particelle nel campo magnetico e che si manifestino su scale spaziali grandi, in particolare molto maggiori del raggio di girazione ⁽⁴⁾. Le equazioni della MHD coinvolgono due campi vettoriali, la velocità del plasma e il campo magnetico che le correnti nel plasma generano, e un campo scalare che possiamo identificare con la pressione del plasma. Il campo elettrico non appare direttamente nelle equazioni della MHD, anche se spesso per chiarezza vi si fa riferimento, in quanto non è una variabile indipendente essendo legato alla velocità del plasma e al campo magnetico dalla legge di Ohm. Questa va intesa come relazione tra la densità di corrente e il campo elettrico nel sistema di riferimento in cui il plasma ha localmente velocità nulla. Che un sistema formato da particelle di massa differente e carica opposta possa essere descritto come un singolo fluido, anche quando le particelle sono libere di muoversi senza incontrare ostacoli come nel modello di fantasia con cui ho iniziato questo articolo, può suonare sorprendente. Diventa però più chiaro considerando il fatto che un campo elettrico quasi uniforme nello spazio e nel tempo (rapportato al raggio di girazione delle particelle e alla loro frequenza di ciclotrone) in presenza di un più intenso campo magnetico similmente uniforme e ortogonale al campo elettrico non produce una accelerazione netta delle particelle. Produce invece, mediando su distanze e tempi maggiori del raggio e del periodo di girazione, un moto di deriva (nella direzione ortogonale ad entrambi i campi) con una velocità che non dipende nè dalla carica nè dalla massa delle particelle, come si può vedere immediatamente ponendosi con una trasformazione di Lorentz nel sistema di riferimento in cui il campo elettrico è nullo. L'ortogonalità tra campo elettrico e campo magnetico è conseguenza della legge di Ohm, per lo meno nel limite in cui

⁽⁴⁾ Il raggio del moto di ciclotrone che le particelle cariche compiono sotto l'azione di un campo magnetico (detto anche raggio di Larmor).

la conducibilità elettrica del plasma è talmente elevata da poterlo assimilare ad un conduttore perfetto.

Le onde di Alfvén, più precisamente le onde di Alfvén “di taglio” (*shear Alfvén waves*), sono una delle tre branche delle onde che accoppiano il campo magnetico alla materia in un plasma nell’ambito della MHD. La velocità di propagazione delle onde nei mezzi materiali dipende dalla radice del rapporto tra la forza di richiamo e l’inerzia del mezzo. Per le onde di Alfvén l’inerzia è rappresentata dall’inerzia del plasma e la forza di richiamo dalla forza magnetica $\mathbf{J} \times \mathbf{B}/c$ dovuta alla densità di corrente \mathbf{J} generata dall’onda. Ne risultano onde che si propagano con una velocità di fase data da $C_a = B/(4\pi\rho)^{1/2}$ detta velocità di Alfvén, dove B è il modulo del campo magnetico \mathbf{B} e ρ è la densità di massa del plasma. Il legame tra l’inerzia del plasma e la forza di richiamo magnetica è dovuto al fatto che nel limite in cui il plasma può essere considerato come un conduttore perfetto (MHD ideale) il campo magnetico è congelato nel plasma cioè le sue linee di forza si muovono insieme al plasma ⁽⁵⁾. Questo vincolo rappresenta un aspetto molto importante della dinamica dei plasmii, cioè la presenza di invarianti topologici [3] che, in forma diversa a seconda dell’intervallo di frequenze e lunghezze considerate, limitano le configurazioni verso cui plasma può evolvere.

Una possibile spiegazione del riscaldamento della corona (del contributo della turbolenza accennerò invece nella sez. 5.2 in relazione ai processi di trasporto anomalo nei plasmii) è basata sul fatto che onde di Alfvén si propagano in un plasma immerso nel campo magnetico solare che non è uniforme. Un fenomeno comune della propagazione delle onde in mezzi disomogenei [4], cioè in mezzi in cui la velocità di fase dell’onda varia spazialmente, è di sviluppare “risonanze” ⁽⁶⁾. Nelle regioni di risonanza le onde di Alfvén vengono assorbite dal plasma coronale, mediante un processo che ne muta la struttura spaziale (detto “phase mixing”), riscaldandolo.

Una spiegazione solo apparentemente alternativa del riscaldamento della corona lo attribuisce invece alla riconnessione magnetica. Questo è un fenomeno importantissimo nei plasmii [5–7] ed è dovuto a effetti, generalmente dissipativi ma anche di natura puramente cinetica, che non sono considerati nella descrizione della MHD ideale. Questi effetti agiscono localmente interrompendo e poi richiudendo in maniera diversa le connessioni magnetiche tra elementi di plasma create dalle linee di campo congelate nel plasma ⁽⁷⁾, come descritto precedentemente. Questo processo è generalmente localizzato nelle regioni con forti gradienti della densità di corrente nel plasma, ma ha

⁽⁵⁾ In forma più precisa: in MHD ideale e in presenza di campi di velocità “regolari”, se due elementi di plasma sono inizialmente attraversati dalla stessa linea di campo, o come si usa dire sono connessi da una linea di campo, per ogni tempo successivo esiste una linea di forza che li connette.

⁽⁶⁾ Per un’onda di Alfvén la risonanza ha luogo dove la frequenza dell’onda eguaglia il valore locale della frequenza data dalla relazione di dispersione $\omega_A = k_{||}C_A$, con $k_{||}$ la componente del vettore d’onda parallela al campo magnetico il cui valore, come anche quello di C_A , varia spazialmente.

⁽⁷⁾ In altre parole la riconnessione può fare in modo che se inizialmente due elementi di plasma A e B erano connessi, cioè collegati da una linea di campo magnetico, e due altri elementi C e D erano collegati da un’altra, alla fine del processo di riconnessione A è ad esempio connesso con C e B con D.

un effetto globale in quanto viola gli invarianti topologici che vincolano la dinamica del campo magnetico. In questo modo il sistema acquista una maggior libertà che permette di accedere a configurazioni prima vietate e di trasferire parte dell'energia magnetica in energia cinetica (sia in forma di accelerazione che di riscaldamento delle particelle del plasma).

2.2.2. Una digressione sulla conducibilità elettrica di un plasma

Poco sopra ho parlato del plasma come di un conduttore perfetto e ho introdotto la MHD ideale in cui si considera formalmente il limite di conducibilità elettrica infinita. Da dove trae origine questo limite? Nel modello di fantasia con cui ho iniziato ho detto che la singola chiamata da un telefono cellulare vicino modifica poco la corsa dei ragazzi e delle ragazze: è il richiamo collettivo da quanti sono stati raggiunti dal segnale che li fa raggruppare o disperdere. Ora, in un plasma, ciò che limita la conducibilità elettrica nasce proprio dalla risposta ai messaggi dai cellulari vicini. Usualmente lo si tratta introducendo la sezione d'urto coulombiana ⁽⁸⁾ che decresce con la quarta potenza della velocità relativa tra le particelle, come derivato ad esempio in ref. [8]. Quindi più caldo è il plasma, o meglio più grande è l'energia cinetica delle sue particelle, minore è la probabilità che “collidano”. Questo è il motivo per cui avevo detto nel modello di fantasia che le ragazze e i ragazzi corrono velocemente. Ne segue che tanto maggiore è l'energia, la temperatura, del plasma tanto meno ⁽⁹⁾ contano le interazioni binarie e tanto più lunghi diventano i tempi di rilassamento ad esse dovuti ⁽¹⁰⁾. In particolare, quando è possibile definire una resistività locale del plasma dovuta a questi processi binari di collisione, si trova che questa decresce al crescere della temperatura secondo la legge $\eta \propto T_e^{-3/2}$, dove η è la resistività e T_e è la temperatura degli elettroni ⁽¹¹⁾.

⁽⁸⁾ Qui mi sto riferendo solo ad urti elastici. Per energie intorno agli eV e in presenza di gas neutro entrano in gioco processi di fisica atomica e molecolare. Questi regimi saranno brevemente descritti nella sez. 5.4.

⁽⁹⁾ Per lo meno fino a che non si raggiungano regimi tali di energia da rendere possibile fenomeni nuovi quali ad esempio la creazione di coppie elettrone-positrone, cfr. sez. 2.6 e sez. 7.

⁽¹⁰⁾ Va però precisato che nel calcolo della sezione d'urto coulombiana vanno esclusi parametri di impatto più grandi di un valore di taglio dato dalla lunghezza di Debye che, come vedremo (cfr. sez. 3), è la lunghezza su cui il potenziale creato da una carica di prova viene schermato dalle altre cariche. Per parametri di impatto maggiori l'interazione dominante non è più quella binaria (cioè tra singole coppie che si scambiano messaggi tra cellulari vicini) ma quella collettiva con tutte le particelle del plasma. Questa distinzione è una conseguenza diretta del fatto che l'interazione tra cariche elettriche è a lungo raggio e non ha corrispondenza in un gas neutro.

⁽¹¹⁾ Per avere un termine di paragone a 5 keV la resistività collisionale di un plasma di idrogeno è di un ordine di grandezza minore di quella del rame a temperatura ambiente. In prima approssimazione e con alcune precisazioni questa resistività è indipendente dalla densità del plasma.

2.3. Il vento solare e l'Eliosfera

Ritornando ora ad elencare, scorrendoli, luoghi e condizioni in cui troviamo plasma, allontaniamoci dalla corona solare fino a ritornare vicino alla Terra per poi passare oltre. Troviamo dovunque plasma di bassa densità, che interagisce con campi magnetici e che riempie lo spazio interplanetario formando il vento solare, le magnetosfere di pianeti e comete, fino all'onda d'urto, cioè alla discontinuità nel campo magnetico ⁽¹²⁾, che segna il termine dell'Eliosfera cioè della zona di influenza del Sole. Qui il plasma portato dal vento solare si fonde con il plasma del mezzo interstellare.

Il vento solare nasce dalla corona e si espande con una velocità maggiore della velocità del suono nel plasma che della velocità di Alfvén, in un regime in cui il libero cammino medio dovuto agli urti coulombiani (cioè alle interazioni binarie discusse prima) è dell'ordine della distanza della Terra dal Sole. Questo è un mezzo altamente turbolento [9] che porta con sé sotto forma di perturbazioni magnetiche e di particelle cariche di alta energia l'impronta delle esplosioni di plasma sul Sole, cioè di violente eruzioni di materia accompagnate da un enorme rilascio di energia sotto forma di radiazione da cui il nome di brillamenti ⁽¹³⁾ e di "mass ejections". A sua volta, il vento solare interagisce con la magnetosfera terrestre comprimendola nella zona di giorno e stirandola fino a formare un lunga coda di plasma sostenuta da un sistema di correnti nella zona di notte ⁽¹⁴⁾. Sia per il vento solare che per la magnetosfera terrestre abbiamo misure *in situ* da satelliti che ne rilevano le fluttuazioni e l'insorgere ed il propagarsi di instabilità. Lo spettacolo delle aurore boreali ed australi è una diretta conseguenza di questi processi: elettroni vengono accelerati dalle fluttuazioni elettromagnetiche lungo quelle linee del campo magnetico che si richiudono presso i poli ⁽¹⁵⁾ ove interagiscono con le molecole di gas della alta atmosfera. Per inciso va ricordato che il campo magnetico terrestre ci protegge dagli effetti del vento solare attraverso lo schermo costituito appunto dalla magnetosfera. Questo schermo può però venir disturbato dalle tempeste trasportate dal vento solare con serie conseguenze, in caso di eventi estremi, sui satelliti, sulle trasmissioni e sulle reti di distribuzione elettrica sulla Terra. Su queste problematiche si è sviluppato un nuovo campo di ricerca che va sotto il nome di meteorologia dello spazio ⁽¹⁶⁾ (interplanetario), o come è ormai più usuale dire, di "space weather".

Caratteristica di questi plasmi interplanetari è l'enorme intervallo delle loro scale spaziali e temporali: la turbolenza nel vento solare [2] si compone di fluttuazioni che si sviluppano su scale che possono variare da 10^{11} m, la più grande scala fino ad ora rivelata e che è dell'ordine della distanza Sole-Terra, fino a scale dell'ordine della

⁽¹²⁾ Cfr. https://it.wikipedia.org/wiki/Termination_shock. Le sonde Voyager 1 e Voyager 2 hanno attraversato questo fronte di discontinuità magnetiche rispettivamente nel 2004 e nel 2007.

⁽¹³⁾ Si possono vedere immagini di questi fenomeni in rete ad esempio sul sito https://www.nasa.gov/mission_pages/stereo/multimedia/TRACE_images.html.

⁽¹⁴⁾ https://www.nasa.gov/mission_pages/sunearth/multimedia/magnetosphere.html.

⁽¹⁵⁾ https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2017/10/Aurora_over_northern.Canada.

⁽¹⁶⁾ Per previsioni "meteorologiche" in diretta vedi <https://www.swpc.noaa.gov/>.

decina di metri che corrispondono alla cosiddetta lunghezza di pelle inerziale degli elettroni c/ω_{pe} (la scala su cui i campi elettromagnetici di bassa frequenza vengono schermati dalla corrente elettronica indotta nel plasma). Inoltre, poichè il plasma del vento solare è un sistema fortemente non lineare, le dinamiche che si sviluppano su queste diverse scale sono tra loro interconnesse e non possono quindi venir descritte separatamente.

2.4. Plasma e polveri

Uscendo dalla Eliosfera entriamo nel mezzo interstellare che si compone, oltre che di plasma, di atomi, molecole, raggi cosmici, polvere e di campi magnetici ⁽¹⁷⁾. È un mezzo estremamente disomogeneo e rarefatto (fino a 10^{-4} e particelle per cm^3 nelle zone più calde e rarefatte) e lontano da una condizione di equilibrio termodinamico. La radiazione ultravioletta delle stelle ha un ruolo importante nell'estrarre elettroni dai grani di polvere che diventano quindi una nuova componente del plasma, una componente con una massa ben più grande di quella della componente ionica ed una carica che non è fissa ma che diviene essa stessa una variabile dinamica. In un plasma questa nuova componente ha caratteristiche completamente diverse dalle altre [10], ad esempio in termini di temperatura, e la sua dinamica introduce nuove scale temporali e spaziali di dimensioni tali, nel caso di particelle micrometriche, da poter essere studiata in un esperimento con strumenti ottici standard quali una macchina fotografica. Plasmi contenenti polveri cariche sono infatti presenti anche sulla Terra ma la presenza di polveri è generalmente vista come un contaminante, ad esempio in esperimenti di fusione magnetica e nell'industria dei semiconduttori nei processi di incisione e di deposizione a plasma.

2.5. In un crescendo di distanze e di energie

Passiamo ora a distanze cosmologiche. Troviamo, o per lo meno così possiamo dedurre sulla base di recenti considerazioni teoriche e numeriche e di misure X da telescopi in orbita ⁽¹⁸⁾, che circa la metà della materia normale nell'Universo, normale in opposizione ad oscura, si trova nello spazio tra le galassie. Misure recenti [11] di dispersione dei cosiddetti impulsi radio veloci danno una stima ancora maggiore. Si ritiene che questa materia formi una rete di filamenti di plasma ⁽¹⁹⁾ che si stendono tra le galassie all'interno degli ammassi ed hanno energie fino a 10^7 K e densità dell'ordine di 10^{-6} – 10^{-5} particelle per cm^3 . Una possibile origine del plasma intergalattico, le cui proprietà sono tuttora poco note, potrebbe venir associata a venti galattici

⁽¹⁷⁾ Per la distribuzione di idrogeno ionizzato nella nostra galassia cfr. https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/f/ff/WHAM_survey.png.

⁽¹⁸⁾ <https://chandra.harvard.edu/photo/2010/h2356/>.

⁽¹⁹⁾ <https://www.astro.princeton.edu/~cen/PROJECTS/p1/GASallz0.jpeg>.

prodotti da esplosioni di stelle, ad esempio supernovae, o nei getti di materia prodotti dai cosiddetti nuclei galattici attivi sotto l'azione di buchi neri supermassicci.

Questi processi ci portano verso uno dei regimi a mio avviso più affascinanti del mondo dei plasmi, i plasmi relativistici in condizioni astrofisiche estreme. Ritornando più vicino a noi, già nella nostra galassia ne troviamo l'esempio nelle magnetosfere delle "pulsar" [12]. Si tratta di stelle di neutroni prodotte dal collasso del nucleo di stelle giganti. Hanno una massa di approssimativamente 1.4 masse solari ed un raggio dell'ordine di 10 km, la loro densità corrisponde a quella della materia nei nuclei degli atomi e ruotano con periodi che possono essere dell'ordine della decina di millisecondi. Nelle magnetosfere delle pulsars gli effetti relativistici, dovuti alla velocità con cui queste stelle ruotano, violano innanzitutto il teorema di isorotazione di Ferraro [13] che è forse uno dei risultati più noti nella fisica dei plasmi magnetosferici ma che si applica a condizioni meno estreme. Semplificando un po' le ipotesi, in condizioni stazionarie ed assisimmetriche ⁽²⁰⁾ e in assenza di dissipazione, il moto di un plasma intorno ad un corpo celeste rotante non è determinato dalla sua attrazione gravitazionale ma corota rigidamente con esso. Nei casi reali queste condizioni non sono soddisfatte, tuttavia questo risultato ottenuto circa ottanta anni fa definisce lo schema elementare da cui partire per studiare le configurazioni di plasma intorno ad un pianeta o ad una stella che ruotano. Nel caso delle stelle di neutroni la violazione del teorema di Ferraro ha un carattere più intrinseco a causa dello loro grande velocità di rotazione. Anche trascurando il disallineamento tra l'asse magnetico e quello di rotazione che, sia pure attraverso diversi meccanismi, è all'origine stessa delle pulsazioni del segnale elettromagnetico che riceviamo da queste stelle, la corotazione non può mantenersi oltre il cosiddetto cilindro della luce ove la velocità di rotazione del plasma magnetosferico raggiungerebbe la velocità della luce. Il sistema quindi si comporta come un complesso generatore omopolare in cui i campi elettrici possono divenire così intensi da portare alla formazione di coppie di positroni ed elettroni attraverso ad esempio l'interazione tra il campo magnetico ultraintenso, $\sim 10^{12}$ – 10^{14} G, della stella di neutroni e la radiazione di curvatura [14] degli elettroni accelerati lungo le linee di forza. Incontriamo qui per la prima volta processi di Elettrodinamica Quantistica in un plasma. Nel caso delle cosiddette "magnetars" questi processi diventano ancora più importanti. La magnetars sono stelle di neutroni e sono sorgenti di potentissimi impulsi di radiazione X e γ . I campi magnetici nelle magnetars possono raggiungere valori enormi ⁽²¹⁾, stimati fino a 10^{15} G, cioè fino a due ordini di grandezza oltre il valore del cosiddetto campo critico della Elettrodinamica Quantistica cioè del campo

⁽²⁰⁾ In presenza di un campo magnetico puramente poloidale generato da un corpo celeste che è un buon conduttore e che ruota in maniera rigida e di una velocità del plasma puramente azimutale.

⁽²¹⁾ L'origine di campi magnetici così intensi è giustificata sulla base della conservazione (approssimata) del flusso del campo magnetico della stella massiccia che ha dato origine alla magnetar. Dato che il collasso è rapido e che la stella che collassa si comporta come un buon conduttore, il flusso del campo magnetico attraverso una superficie sottesa da una linea chiusa, in particolare attraverso la sezione della stella, si conserva. La conservazione del flusso magnetico, è un'altra conseguenza del fatto che, come discusso nella sez. 2.2.1, il campo magnetico è congelato in un mezzo con conducibilità elettrica infinita.

in presenza del quale il vuoto si “rompe” con intensa produzione spontanea di coppie di elettroni e positroni, cfr. sez. 7.

Anche non arrivando a condizioni così estreme possiamo già vedere un cambiamento rispetto ad esempio ai plasmi del Sistema Solare nella dinamica di un plasma di positroni ed elettroni. Se le densità di elettroni e positroni sono uguali, come è il caso se generati attraverso un meccanismo di produzione di coppie, ed in assenza di ioni il plasma è simmetrico rispetto al segno della carica dato che le particelle di carica opposta hanno la stessa massa e sono presenti in egual numero. Questo non è il caso dei plasmi ordinari in cui il rapporto carica su massa è molto diverso per la specie ionica e per quella elettronica. Sotto certi aspetti, i plasmi di elettroni e positroni sono più semplici da studiare in quanto le scale caratteristiche delle due specie coincidono. Alcuni tipi di onde, ad esempio i “whistler” ⁽²²⁾ che sono tra le più comuni onde elettromagnetiche di bassa frequenza nella ionosfera e magnetosfera terrestre non si possono propagare in un plasma con simmetria di carica.

Pur rimanendo nella nostra galassia ci possiamo trovare di fronte ad una configurazione ancora più estrema, quella di un plasma in un disco di accrescimento ⁽²³⁾ nel campo gravitazionale di un buco nero supermassiccio. La recente osservazione [15] all’osservatorio Alma nel deserto di Atacama di impulsi molto brevi con lunghezze d’onda millimetriche provenienti da Sagittarius A* ha portato ad ipotizzare che si tratti di emissione di sincrotrone, cioè emissione da particelle cariche relativistiche in moto in un intenso campo magnetico [14], in cui la relatività entra in gioco nel determinare la struttura temporale degli impulsi dovuta al fattore di amplificazione della radiazione ricevuta da una sorgente quando il moto della sorgente è nella direzione dell’osservatore. Inoltre, sempre rimanendo nel campo delle stelle di neutroni e dei buchi neri, uno dei problemi attuali più interessanti è il contributo del plasma nei fenomeni di coalescenza in sistemi binari, in particolare quando una o due stelle di neutroni sono coinvolte nel processo di coalescenza. Ci si può aspettare che il segnale elettromagnetico prodotto dal plasma si accompagni al segnale portato dalle onde gravitazionali e porti ulteriori informazioni che possano contribuire alla comprensione dei processi che hanno luogo durante la coalescenza.

Ritornando ora ai plasmi intorno ad una pulsar, consideriamo una delle più note, quella del Granchio. Il plasma si estende ben oltre la sua magnetosfera espandendosi come risultato della esplosione, osservata poco meno di mille anni fa, della supernova che è collassata formando la stella di neutroni circondata da una “nebulosa”. La nebulosa del Granchio è una sorgente molto intensa di raggi X ed è stata usata come standard di luminosità per l’astronomia X. In questi ultimi anni però è stata osservata [16] una nuova fenomenologia che ci riporta ai processi di riconnessione magnetica cui avevo accennato nel contesto del riscaldamento della corona solare, dei

⁽²²⁾ Si possono ascoltare su questo sito della NASA <https://blogs.nasa.gov/sunspot/2018/12/11/eavesdropping-in-space-how-nasa-records-eerie-sounds-around-earth/>.

⁽²³⁾ I dischi di accrescimento sono dischi di plasma o di materia rarefatta che orbitano intorno a corpi celesti. Le particelle di questi dischi spiraleggiano lentamente verso il corpo centrale su cui alla fine cadono portandovi massa.

brillamenti solari e delle *mass ejections*. Nel caso della nebulosa del Granchio però il livello di energia è completamente diverso: si tratta di brillamenti in raggi γ . I tempi di salita di questi brillamenti e in particolare l'intervallo di energia della radiazione emessa che si estende fino a quasi 10^{10} eV richiedono un processo di accelerazione degli elettroni nel plasma non facile da interpretare in presenza di forti perdite di sincrotrone nel campo magnetico della nebulosa. È stato ipotizzato [17] che questo processo estremo di accelerazione sia legato alla presenza di intensi campi elettrici longitudinali prodotti da processi di riconnessione magnetica relativistica in regioni della nebulosa dove il campo magnetico localmente si annulla, vedi anche ref. [18].

2.6. Plasmi di laboratorio ad alta densità di energia

Non è facile interpretare a distanza, e quindi in assenza di informazioni sufficientemente dettagliate, la dinamica del plasma nei regimi cui ho accennato in questi ultimi esempi. Una possibilità consiste nel cercare di riprodurre questa dinamica in scala in laboratorio. Questo non è in realtà pienamente realizzabile, anche invocando approssimate relazioni di similitudine. È tuttavia possibile studiare in laboratorio regimi di plasma in cui siano presenti alcuni dei meccanismi fisici che riteniamo caratterizzino la dinamica del plasma nelle condizioni estreme di energia delle particelle ed ampiezza dei campi elettromagnetici descritte in ambiente astrofisico nei precedenti esempi [19].

Questo trasferimento di informazioni fisiche si pone in un contesto più ampio. Ho già brevemente accennato alla dinamica non lineare del plasma nel vento solare. Qui posso aggiungere che per descriverla non è sufficiente una descrizione di tipo fluido come ad esempio la MHD ricordata nella sez. 2.2.1, ma è necessaria una descrizione di tipo cinetico, cfr. sez. 3. La dinamica del plasma nel vento solare ha la sua controparte in quella del plasma negli esperimenti in laboratorio per la fusione termonucleare (cfr. sez. 5) con cui divide un fenomenologia in qualche modo simile in termini di instabilità e di processi di trasporto turbolento (chiamato trasporto anomalo nei plasmi di fusione in quanto diverso e molto più rapido per quasi due ordini di grandezza di quello dovuto ai processi binari). Questa somiglianza è stata riconosciuta fino dagli inizi della ricerca sulla fusione a confinamento magnetico, ma solo più di recente un collegamento simile è stato stabilito tra le configurazioni di plasma astrofisico ad alta energia e i plasmi prodotti in laboratorio da impulsi laser ultraintensi [20].

La prima richiesta infatti è quella di realizzare plasmi relativistici in laboratorio. Per ottenere un plasma relativistico non bastano i pacchetti di particelle che vengono portate ad altissime energie in un acceleratore. Infatti, affinché la dinamica collettiva sia dominante rispetto agli effetti riconducibili alla dinamica delle singole particelle separatamente, le particelle devono essere sufficientemente numerose e la loro densità sufficientemente elevata. Questo assicura che la loro dinamica sia controllata dai campi elettromagnetici che esse stesse generano e non da campi imposti dall'esterno. Inoltre in generale si richiede che il plasma sia globalmente neutro. Negli ultimi trent'anni è diventato possibile studiare di routine il comportamento collettivo dei

plasmi relativistici in laboratorio ⁽²⁴⁾. Questo sviluppo ha origine dalla fisica del laser ad alta potenza e si basa sulla *Chirped Pulse Amplification* [21] (premio Nobel 2018) che consente di decomprimere, amplificare e ricomprimere un intenso impulso laser sfruttando sofisticati sistemi ottici diffrattivi.

La fisica dei plasmi relativistici mostra fenomeni non lineari che non sono presenti nei plasmi a bassa densità di energia (vedi l'articolo di rassegna [22]). A livello di cinematica, uno di questi deriva dalla relazione relativistica tra il momento e la velocità delle particelle che fa apparire le particelle energetiche come più pesanti ⁽²⁵⁾, un altro dalla generazione di armoniche prodotte dalla risposta non lineare degli elettroni investiti da un'onda elettromagnetica di grande ampiezza. L'estrema intensità dei campi elettromagnetici nei plasmi relativistici in laboratorio è dovuta alla combinazione di due fattori principali. Il confinamento di questi campi: essendo completamente ionizzati e relativamente densi, i plasmi relativistici di laboratorio possono produrre intensi campi elettrici di natura essenzialmente elettrostatica ⁽²⁶⁾ che danno origine ad una forza che può contrastare la pressione di radiazione che i campi elettromagnetici esercitano sugli elettroni del plasma. Il comportamento collettivo: le oscillazioni coerenti degli elettroni nel plasma portano alla generazione di campi elettromagnetici la cui densità di energia scala con il quadrato della densità delle particelle come, ad esempio, in un laser a elettroni liberi e non in modo lineare come sarebbe il caso di radiazioni incoerenti. Infine le non linearità relativistiche consentono di concentrare ulteriormente questa grande densità di energia elettromagnetica del plasma e di produrre nuove fonti di radiazione elettromagnetica di frequenza molto elevata (raggi X e γ) e di altissima intensità, vedi ad esempio ref. [25, 26].

Nel breve periodo di qualche decennio lo sviluppo della potenza dei laser ha fatto sì che lo studio dell'interazione tra campi elettromagnetici e la materia sia passato dall'ottica non lineare in campi forti di elettroni legati negli atomi, all'ottica relativistica dove la velocità di oscillazione degli elettroni liberi in un'onda elettromagnetica si avvicina alla velocità della luce, per giungere al regime ultrarelativistico in cui l'energia cinetica degli elettroni è molto più grande della loro energia di massa e mira ad un regime ancora inesplorato in cui gli effetti dell'Elettrodinamica Quantistica svolgono un ruolo importante [27].

⁽²⁴⁾ Con i seguenti parametri: scale spaziali dell'ordine delle decine di micron, numero totale di particelle 10^{13} – 10^{14} , densità dell'ordine di 10^{21} – 10^{22} particelle per cm^3 , energie dell'ordine dei GeV per gli elettroni e di alcune decine di MeV per i protoni.

⁽²⁵⁾ Questo “appesantimento” porta, ad esempio, a una riduzione della frequenza di plasma e alla cosiddetta trasparenza relativistica indotta [23].

⁽²⁶⁾ Questi campi elettrici sono chiamati campi di separazione di carica perchè prodotti dalla separazione degli elettroni dagli ioni sotto l'influenza della pressione di radiazione che agisce principalmente sugli elettroni, degli impulsi laser che interagiscono con il plasma. Questi campi sono presenti nelle onde di Langmuir (onde di plasma) di grande ampiezza che si propagano nel plasma nella scia di un impulso laser ultra-intenso ed ultra-breve, possono superare le centinaia di GeV/m e sono sfruttati per la accelerazione di particelle cariche. Vedi, ad esempio, ref. [24].

3. Una definizione formale di plasma

Come per molti sistemi fisici, qualunque definizione precisa di plasma uno dia, rischia di escludere sistemi che invece si riconoscono sotto la comune denominazione di plasma, vedi ad esempio i plasmi di bassa energia trattati alla sez. 6. Una definizione abbastanza ampia è quella che copre i plasmi rarefatti e di alta temperatura, cioè i plasmi debolmente accoppiati, come sono di solito chiamati. Questi sono i plasmi che ho descritto nei precedenti esempi. Le loro proprietà fisiche sono conseguenza dell'interazione a lungo raggio tra le particelle cariche. Ritornando al modello di fantasia tali proprietà sono conseguenza del fatto che le chiamate coinvolgono ragazzi e ragazze fin dove il segnale del telefono cellulare viene ricevuto, cioè su distanze molto maggiori della distanza media tra vicini.

L'interazione a lungo raggio introduce una frequenza intrinseca al plasma $\omega_{pe} = (4\pi ne^2/m_e)^{1/2}$, cfr. nota (3), che oltre ad essere la frequenza di oscillazione della densità di carica del plasma e quindi della componente longitudinale del campo elettrico (27), rende dispersive le onde elettromagnetiche trasversali nel plasma secondo la relazione di dispersione $\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_{pe}^2$. La controparte spaziale della frequenza di plasma è la lunghezza di Debye $\lambda_{de} = v_{the}/\omega_{pe}$ che (28) fornisce la scala caratteristica su cui il campo elettrico di una carica di prova viene schermato dalla ridistribuzione spaziale delle altre cariche. Qui v_{the} è una misura della larghezza della funzione di distribuzione della velocità degli elettroni, con $v_{the} = (2T_e/m_e)^{1/2}$ nel limite di equilibrio termico locale e m_e la massa elettronica. In seguito T viene semplicemente usato (anche dimensionalmente) come una misura dell'energia cinetica di una popolazione di particelle del plasma anche nei regimi in cui non è possibile definire una temperatura termodinamica. Nel modello di fantasia la lunghezza di Debye corrisponde alla massima distanza da cui il segnale di un cellulare viene sentito (29). Si può dare una definizione alternativa della lunghezza di Debye in termini di lunghezza di correlazione (30) delle particelle in un plasma. Ragionando per semplicità nell'ipotesi di equilibrio termodinamico locale e considerando solo interazioni coulombiane, la funzione di correlazione delle particelle $P(r)$ decresce esponenzialmente con il rapporto tra la distanza r delle particelle e λ_{de} e, se valutata a $r \sim \lambda_{de}$, è molto minore dell'unità ed è dell'ordine del parametro adimensionale di plasma g .

Il parametro di plasma g è definito come l'inverso del numero di particelle in una sfera con raggio uguale alla lunghezza di Debye. Nel modello di fantasia corrisponde

(27) Come anche in altri mezzi materiali i campi elettrici oscillanti in un plasma, oltre alle due polarizzazioni trasversali in cui il campo elettrico è ortogonale alla direzione di propagazione dell'onda, possono anche avere polarizzazione longitudinale in cui il campo elettrico è nella direzione di propagazione.

(28) Insieme al contributo della componente ionica qui non incluso per semplicità.

(29) Più propriamente la lunghezza di Debye si riferisce alla componente longitudinale del campo elettrico, per la componente trasversale la scala corrispondente è data dalla lunghezza di pelle inerziale $d_e = c/\omega_{pe}$.

(30) La funzione di correlazione è nulla se le posizioni e le velocità delle particelle sono tra loro indipendenti.

all'inverso del numero di ragazzi e ragazze che vengono raggiunti dalla chiamata di un cellulare. Per i plasmi debolmente accoppiati in natura ed in laboratorio g assume valori estremamente piccoli: da $\sim 5 \times 10^{-4}$ nella cromosfera solare, a $\sim 5 \times 10^{-11}$ nel vento solare, da $\sim 10^{-5}$ nella ionosfera, a $\sim 5 \times 10^{-9}$ in un esperimento di fusione magnetica ⁽³¹⁾.

Possiamo a questo punto definire un plasma come un gas (completamente) ionizzato, di dimensioni molto maggiori della lunghezza di Debye ed il cui il parametro di plasma g è molto minore di uno. Un aspetto molto elegante è che il parametro g può essere usato per ordinare i rapporti tra le scale spaziali caratteristiche di un plasma. Vale infatti il seguente ordinamento tra le diverse scale spaziali (il simbolo \mathcal{O} indica dell'ordine di):

$$(1) \quad \lambda_{de}/l_{mfp} \sim \mathcal{O}(g), \quad r_n/\lambda_{de} \sim \mathcal{O}(g^{1/3}), \quad r_o/r_n \sim \mathcal{O}(g^{2/3}).$$

Qui $l_{mfp} \propto 1/(nr_o^2)$ è il cammino libero medio delle particelle, ovvero la distanza media tra le collisioni ⁽³²⁾, ed è la scala più lunga in un plasma caldo, r_o è la cosiddetta distanza di "massimo avvicinamento" definita da $e^2/r_o \sim T$, mentre $r_n \propto n^{-1/3}$ è la distanza media tra le particelle. Da questo ordinamento ne consegue che il rapporto tra l'energia di interazione di due particelle, separate da una distanza di ordine r_n , e le loro energie cinetiche scala come $r_o/r_n \sim \mathcal{O}(g^{2/3}) \ll 1$, il che rende conto del motivo per cui un plasma debolmente accoppiato obbedisce un'equazione costitutiva analoga a quella di un gas perfetto. Infine, con la ovvia esclusione dei plasmi di elettroni e buche nei semiconduttori, gli effetti quantistici relativi alla fisica atomica e all'interferenza tra le funzioni d'onda delle particelle coinvolgono lunghezze di scala minori o al massimo dell'ordine r_o , cioè molto più piccole della distanza media r_n tra le particelle.

3.1. Regimi di un plasma

L'ordinamento tra scale spaziali dato nell'eq. (1) può essere usato per caratterizzare i diversi regimi in cui classificare i fenomeni che hanno luogo in un plasma. Troveremo infatti conveniente, vedi sez. 4, usare descrizioni matematiche diverse in base alla scala L su cui il fenomeno si sviluppa o alla scala a cui il plasma viene osservato: la scala L può ad esempio coincidere con la dimensione stessa del plasma o corrispondere alla lunghezza d'onda delle onde elettromagnetiche che si propagano nel plasma o infine alla risoluzione del dispositivo di misura. Se $L > l_{mfp}$ e quindi anche

⁽³¹⁾ Il limite estremo opposto in cui $g \gg 1$ corrisponde invece, ad esempio, a solidi ionici.

⁽³²⁾ A completamento di quanto detto nella sez. 2.2.2, va sottolineato che le collisioni in un plasma completamente ionizzato sono concettualmente diverse dalle collisioni tra molecole in un gas con interazioni a corto raggio. Le collisioni in un plasma sono definite separando l'interazione elettromagnetica binaria (incoerente) tra particelle vicine, cioè a distanze molto minori della lunghezza di Debye, dall'interazione collettiva (coerente, ovvero di campo medio): le collisioni rappresentano la parte incoerente dell'interazione.

di λ_{de} ci troviamo in un regime di plasma collettivo e collisionale in cui si possono usare equazioni del tipo fluido, mentre, se $l_{mfp} > L > \lambda_{de}$, la risposta del plasma rimane collettiva ma l'effetto delle collisioni può essere ignorato ed è richiesta una descrizione cinetica nello spazio delle fasi (\mathbf{x}, \mathbf{v}) . Se invece $\lambda_{de} > L$ non stiamo in realtà studiando un plasma, ma un insieme di particelle cariche che si muovono, come ad esempio in un acceleratore, in un campo esterno mentre gli effetti delle interazioni tra di esse sono trascurabili in una prima approssimazione ⁽³³⁾. Infine, se $r_n > L$ stiamo prendendo in considerazione singole particelle, una alla volta.

Questa classificazione di diversi regimi può essere perfezionata includendo altri effetti oltre l'interazione coulombiana. Quando si considerano effetti elettromagnetici è necessario considerare per ogni specie j la lunghezza di pelle $d_j = c/\omega_{pj}$ e, per plasmi magnetizzati, il raggio medio di girazione definito da $\rho_j = v_{th,j}/\Omega_{cj}$ dove ω_{pj} è la frequenza di plasma e Ω_{cj} è la frequenza di ciclotrone della specie j .

La MHD descritta nella sez. 2.2.1 corrisponde a fenomeni che avvengono su scale maggiori di quelle qui elencate e quindi, nei suoi limiti di validità, è invariante di scala.

4. La descrizione cinetica e quella “fluida”

Nel limite $g \rightarrow 0$, che corrisponde al limite di infiniti gradi di libertà, la funzione di correlazione tra particelle va a zero e l'interazione tra di esse è trasmessa attraverso i campi elettromagnetici medi. In questo limite le particelle del plasma sono descritte da una funzione di distribuzione continua ⁽³⁴⁾ $f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ per ogni specie j che dà la probabilità di trovare una particella della specie j in un elemento di volume 6-dimensionale $d^3x d^3v$ nello spazio della fasi (\mathbf{x}, \mathbf{v}) . La funzione $f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ obbedisce ad un sistema di equazioni che va sotto il nome di Vlasov-Maxwell ⁽³⁵⁾ e che comprende le equazioni di Maxwell dell'elettrodinamica classica e l'equazione di evoluzione nel tempo, l'equazione di Vlasov appunto, della funzione di distribuzione delle diverse specie.

Nel limite non relativistico l'equazione di Vlasov ⁽³⁶⁾ per la specie j può essere

⁽³³⁾ Anche se su queste scale le interazioni collettive del plasma possono essere ignorate, l'effetto della loro azione su scale maggiori di λ_{de} può essere rivelato, impresso ad esempio nella forma della funzione di distribuzione delle particelle nello spazio delle fasi, da misure in situ da satellite nel vento solare, vedi in particolare la missione Solar Orbiter https://www.esa.int/Science_Exploration/Space_Science/Solar_Orbiter.

⁽³⁴⁾ Gli effetti dovuti alla natura discreta delle particelle, ovvero al numero elevato ma limitato di gradi di libertà, possono essere inclusi nel formalismo dell'equazione di Vlasov sotto forma di un operatore di collisione.

⁽³⁵⁾ Una trattazione analoga si può fare per sistemi di stelle autogravitanti (galassie), cfr. ref. [28], e più in generale in un contesto relativistico, delle equazioni di Einstein in Relatività Generale.

⁽³⁶⁾ Nella comunità astrofisica l'equazione di Vlasov è chiamata l'equazione di Boltzmann senza collisioni.

scritta con notazione standard come un'equazione di continuità nello spazio delle fasi (\mathbf{x}, \mathbf{v})

$$(2) \quad \partial f_j / \partial t + \partial [\mathbf{v} f_j] / \partial \mathbf{x} + \partial [(q_j / m_j) (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} / c) f_j] / \partial \mathbf{v} = 0,$$

dove il secondo termine indica come la funzione di distribuzione f_j viene trasportata nello spazio delle coordinate \mathbf{x} con velocità \mathbf{v} dal moto delle particelle e il terzo come essa viene trasportata nello spazio delle velocità \mathbf{v} con accelerazione $(q_j / m_j) (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} / c)$ dai campi elettromagnetici. Per stabilire una relazione tra l'equazione di Vlasov e le equazioni che governano la dinamica dei gas è conveniente introdurre i "momenti" della funzione di distribuzione, cioè gli integrali nello spazio delle velocità \mathbf{v} della funzione di distribuzione moltiplicata da potenze crescenti di \mathbf{v} . La densità numerica n_j per ogni specie j è data dal momento di ordine zero $n_j(\mathbf{x}, t) = \int d^3v f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ mentre la velocità media $\mathbf{u}_j(\mathbf{x}, t)$ si ottiene dal momento di ordine uno $\mathbf{u}_j(\mathbf{x}, t) = \int d^3v [\mathbf{v} f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)] / n_j(\mathbf{x}, t)$.

L'equazione di Vlasov è una equazione non lineare integro-differenziale nella variabile f_j dato che i campi \mathbf{E} e \mathbf{B} dipendono in maniera auto-consistente dalla distribuzione di carica e di corrente nel plasma. Le sorgenti di questi campi infatti sono date dalla somma sulle specie dei momenti di ordine zero e di ordine uno della loro funzione di distribuzione $\rho(\mathbf{x}, t) = \sum_j q_j n_j(\mathbf{x}, t)$ e $\mathbf{j}(\mathbf{x}, t) = \sum_j q_j n_j(\mathbf{x}, t) \mathbf{u}_j(\mathbf{x}, t)$ che dipendono in forma integrale dalle funzioni di distribuzione delle specie presenti nel plasma. Questa dipendenza dei campi dalla funzione di distribuzione rende l'equazione di Vlasov non lineare.

4.1. Descrizioni ridotte e il problema della chiusura

Una caratteristica generale dei plasmi è la loro disomogeneità spaziale. A causa di questa, della elevata dimensionalità (sei dimensioni, tre nello spazio delle coordinate e tre nello spazio delle velocità, più il tempo) e della sua non linearità, non è possibile in pratica risolvere l'equazione di Vlasov su domini estesi, quali ad esempio l'intera configurazione di un plasma di fusione o la magnetosfera della Terra, neppure numericamente. Il suo uso è quindi prevalentemente locale. Su domini estesi possiamo tuttavia sfruttare le lunghezze introdotte nella sez. 3 ed usare i rapporti tra queste e la lunghezza di scala che caratterizza lo specifico fenomeno che stiamo considerando come parametri adimensionali su cui basare descrizioni ridotte della dinamica del plasma. Si abbandona quindi la descrizione nello spazio delle fasi in favore di descrizioni ridotte formulate in termini delle equazioni dei momenti ⁽³⁷⁾ che si derivano prendendo i momenti rispetto alla velocità della funzione di distribuzione definiti nella sez. 4. Applicando questa procedura all'equazione di Vlasov otteniamo una catena

⁽³⁷⁾ Spesso chiamate equazioni fluide in quanto hanno una struttura simile a quella delle equazioni della gasdinamica che sono però ottenute nel limite in cui la frequenza di collisione è la frequenza più alta del sistema.

infinita di equazioni accoppiate che possiamo troncare sulla base dei rapporti tra le scale menzionate sopra ⁽³⁸⁾. Usualmente questo troncamento avviene a livello del momento di ordine due (il tensore di pressione) espresso in termini del momento di ordine zero (la densità). Le equazioni dei momenti ci consentono di trattare grandezze che hanno un'interpretazione fisica diretta, ma non sono "universali", nel senso che diverse chiusure, cioè diverse relazioni tra momenti atte a troncare la catena di equazioni, si applicano a fenomeni diversi in regimi di plasma diversi. Inoltre questo approccio non garantisce una approssimazione uniformemente valida nel tempo se, a causa della non linearità delle equazioni, si formano scale spaziali sempre più piccole che violano l'ordinamento tra le lunghezze valido inizialmente. Infine, raggruppando insieme le particelle che si trovano nella stessa posizione ma hanno velocità diverse, le equazioni dei momenti non possono descrivere correttamente il comportamento di quelle particelle che si trovano in risonanza ⁽³⁹⁾ con le fluttuazioni elettromagnetiche nel plasma.

5. Ed ora la fusione

Per la fisica dei plasmi la fusione (abbreviazione di fusione termonucleare controllata) ha rappresentato una fonte di gioie e di crocci ⁽⁴⁰⁾. Da un lato, forse più della stessa fisica dello spazio e dell'astrofisica, la fusione ha rappresentato una delle principali ragioni dello sviluppo della fisica dei plasmi negli ultimi sessanta anni, dall'altro il continuo spostarsi nel futuro del suo raggiungimento ha portato ad una forma diffusa di sfiducia che ha indirettamente coinvolto almeno in parte la fisica stessa del plasma nel suo insieme, anche oltre le applicazioni alla fusione. Alcune difficoltà che possiamo chiamare culturali nascono dalla natura stessa della fisica dei plasmi come P. Veltri ed io abbiamo recentemente cercato di illustrare nella ref. [2]. Traducendo dal Sommario di questo articolo cito: "Sessant'anni fa Enrico Persico tenne due seminari dal titolo: Le strane proprietà del plasma. Ciò che era insolito sessanta anni fa, è ancora adesso insolito? Forse l'approccio non riduzionista richiesto dallo studio dei plasmi. Nelle note del seminario ⁽⁴¹⁾ Persico dice: *Questo ramo della fisica è*

⁽³⁸⁾ Integrando l'equazione di Vlasov rispetto alla variabile velocità \mathbf{v} otteniamo l'equazione di continuità $\partial n_j / \partial t + \partial(n_j \mathbf{u}_j) / \partial \mathbf{x} = 0$ che esprime nelle variabili \mathbf{x} e t la conservazione del numero delle particelle della specie j , ma che accoppia il momento di ordine zero con il momento di ordine uno. Integrando l'equazione di Vlasov moltiplicata per \mathbf{v} otteniamo un'equazione per la variazione nel tempo della densità di impulso sotto l'azione dei campi elettromagnetici. Questa equazione corrisponde all'equazione di Eulero per la velocità media $\mathbf{u}_j(\mathbf{x}, t)$, ma accoppia il momento di ordine uno a quello di ordine due, cioè al tensore di pressione, di cui in assenza di equilibrio termodinamico non abbiamo una espressione in termini della densità e della temperatura e così via dicendo.

⁽³⁹⁾ Tali risonanze (risonanze di Landau) costituiscono un meccanismo di assorbimento o di emissione stimolata che trasferisce energia tra i campi elettromagnetici e le particelle nel plasma.

⁽⁴⁰⁾ Cfr. ref. [29] per lo sviluppo della fusione visto nella prospettiva della International Atomic Energy Agency.

⁽⁴¹⁾ E. Persico, Università degli Studi di Roma La Sapienza, Biblioteca del Dipartimento di Fisica, Fondo Persico, Serie 3, Sottoserie 5, n. 73.

caratterizzato dal fatto che, benchè le leggi delle forze elementari microscopiche siano note, i diversi fenomeni sono così intrecciati che la previsione e l'interpretazione dei fenomeni macroscopici è spesso estremamente difficile".

Da dove viene questo intreccio? Ed è universale o è limitato a particolari sistemi fisici?

Che questo comportamento sia universale credo di averlo mostrato nelle sezioni precedenti. Che ci sia stato enorme progresso nella comprensione della dinamica non lineare dei fenomeni collettivi anche in condizioni di assenza di equilibrio termodinamico lo può testimoniare tra gli altri risultati il fatto che negli esperimenti di fusione si sia riusciti a raggiungere in laboratorio temperature più elevate di quelle presenti nel nucleo del Sole. Ma forse l'aspetto più importante di questo sviluppo è l'aver contribuito a mettere in evidenza il valore conoscitivo dello studio dei sistemi complessi, cioè dei sistemi il cui comportamento non può essere riportato in maniera diretta al comportamento dei suoi componenti elementari. Molte cose sono cambiate in sessanta anni e il progresso in questo lasso di tempo è stato reso possibile da una combinazione di fattori: tra questi un rinnovato interesse in diversi campi della fisica per i processi non lineari riprendendo linee di pensiero già sviluppate alla fine del XIX secolo ⁽⁴²⁾ da H. Poincarè nell'ambito dello studio della Meccanica Celeste, ma rimaste forse un pò in sordina nei decenni successivi.

5.1. La fusione in laboratorio

La fusione è il processo in cui nuclei di elementi leggeri si fondono a formare nuclei di elementi più pesanti con un rilascio netto di energia. Il paragone che viene spesso fatto tra la fusione termonucleare che alimenta le stelle ed i plasmi di fusione in laboratorio non è a mio avviso appropriato ed il fatto che le stelle producano energia attraverso processi di fusione non è di per sè garanzia che un processo analogo sia riproducibile in laboratorio. È vero che lo scopo della ricerca sulla fusione termonucleare è di riuscire a ridurre alla scala di una centrale elettrica un processo simile a quello che avviene nelle stelle, tuttavia i meccanismi fisici coinvolti nella produzione di energia in un plasma di laboratorio e in una stella presentano differenze sostanziali. Queste differenze derivano dalla miniaturizzazione necessaria per passare dalle dimensioni stellari a quelle di un laboratorio e per fare in modo che l'energia venga prodotta in maniera controllata ⁽⁴³⁾. Riferendosi in particolare alla fusione a confinamento magnetico ⁽⁴⁴⁾, una semplice analisi in termini di ordini di grandezza delle forze magnetiche necessarie a confinare il plasma e delle temperature richieste per innescare le reazioni nucleari mostra che in queste condizioni il plasma è troppo

⁽⁴²⁾ Vedi la recente riedizione in inglese in ref. [30].

⁽⁴³⁾ In regime esplosivo il processo di ignizione di un plasma termonucleare è stato realizzato negli anni '50.

⁽⁴⁴⁾ Per quanto riguarda la fusione a confinamento inerziale rimando al testo S. Atzeni e J. Meyer-ter-Vehn: *The Physics of Inertial Fusion* (Oxford University Press) 2004, 2009.

diluito sia per poter frenare e trattenere i neutroni prodotti dalle reazioni di fusione, i quali ad esempio nella reazione Deuterio-Trizio portano la maggior parte della energia cinetica liberata dalle reazioni, che per riassorbire la radiazione di bremsstrahlung [14] che esso stesso emette e alla quale è trasparente. Ne segue che la perdita di potenza (per radiazione) dal plasma è proporzionale al suo volume come lo è la produzione di potenza da fusione, contrariamente a quanto accade in una stella in cui la produzione di potenza è proporzionale al suo volume mentre le perdite radiative scalano come la sua superficie dato che in questo caso il plasma è otticamente spesso. Non potendo ripetere in laboratorio le condizioni che sono rese possibili dalla forza gravitazionale del Sole, raggiungere l'accensione (il termine tecnico è ignizione) di un plasma di fusione in cui la potenza prodotta compensa tutte le perdite è più arduo: richiede reazioni nucleari molto efficienti ⁽⁴⁵⁾, assenza di contaminazione da componenti nel plasma a (più) alto numero atomico e la ricerca di accorgimenti fisici atti a ridurre i processi di trasporto anomalo dell'energia. Il problema infatti è che bisogna compensare tutte le perdite, non solo quelle dovute alla radiazione. E questo ci riporta al problema delle instabilità e della turbolenza in plasmi disomogenei e fuori equilibrio termodinamico. Un plasma accoppia fortemente la dinamica dei campi elettromagnetici a quella della materia permettendo un rapido trasporto di energia tra i due sistemi, anche prescindendo da processi dissipativi. Ne segue ad esempio che le disomogeneità in densità ed in temperatura del plasma costituiscono una sorgente di energia [31] pronta ad alimentare l'insorgere di fluttuazioni dei campi elettromagnetici. Queste fluttuazioni non termiche prendono il luogo delle collisioni nei processi di trasporto nel plasma sovrastandone l'effetto talvolta per ordini di grandezza.

5.2. Processi anomali e turbolenza

Dal momento che la sezione d'urto per le reazioni di fusione è molto minore della sezione d'urto coulombiana, un plasma di fusione deve rimanere confinato su tempi lunghi rispetto ai tempi collisionali. Questo fa in modo che il suo stato "a riposo", diciamo di equilibrio dinamico, sia più vicino alle condizioni di equilibrio termodinamico locale di quanto non lo sia ad esempio il plasma nel vento solare anche se il libero cammino medio delle particelle lungo le linee del campo magnetico in esperimenti prossimi alle temperature di fusione (4 keV per la reazione D-T in condizioni ideali ⁽⁴⁶⁾), significativamente maggiore in condizioni reali) è più lungo delle dimen-

⁽⁴⁵⁾ La reazione cui generalmente si fa riferimento è la Deuterio-Trizio: $(D + T \rightarrow He^4 + n$ con il rilascio di 17.6 MeV, di cui 3.5 MeV sotto forma di energia cinetica della particella α e 14.1 MeV di energia cinetica del neutrone) che è ben più efficiente in termini di potenza prodotta di quelle che hanno luogo nel Sole dove la catena di reazioni parte dal ben più lento processo protone-protone. Reazioni alternative per la fusione in laboratorio ma che richiedono condizioni ancora più spinte sono la Deuterio-Deuterio e la Deuterio-Elio3. Con reazioni tra nuclei più pesanti non è possibile raggiungere l'ignizione con la eventuale esclusione, per lo meno come moltiplicatore di energia, della reazione protone-Boro che avrebbe il pregio di non produrre neutroni.

⁽⁴⁶⁾ Per un plasma omogeneo e in assenza di perdite oltre a quelle radiative.

sioni stesse della struttura che confina il plasma ⁽⁴⁷⁾. Questo stesso ragionamento non si applica invece alle fluttuazioni dei campi elettromagnetici e con essi delle fluttuazioni della densità di particelle e di energia del plasma che, per quanto avvengano su un ampio intervallo di tempi caratteristici, sono in generale molto rapide rispetto ai tempi di termalizzazione. Ne segue che le proprietà di trasporto di un plasma da fusione, in particolare il trasporto di energia nella direzione perpendicolare alle superfici magnetiche che confinano il plasma (cfr. nota ⁽⁴⁷⁾) non sono controllate se non in piccola parte dai processi collisionali ma sono dovute all'effetto delle fluttuazioni non termiche nel plasma. Le perdite di energia termica del plasma dovute a questi processi di trasporto "anomalo" si aggiungono alle perdite radiative e hanno rappresentato un importante ostacolo al raggiungimento delle condizioni di ignizione [32]. Questi processi, contrariamente a quelli dovuti alle collisioni, mostrano dipendenze dai parametri fisici del plasma e dai campi elettromagnetici che non hanno un carattere generale: possono dar luogo a effetti non locali e non riconducibili a processi di diffusione e dipendono dalla struttura dettagliata della configurazione del plasma nel suo insieme.

Come determinare le proprietà di trasporto di un plasma lontano dall'equilibrio termodinamico, come identificare i processi fisici che causano tali fenomeni, e ancora più importante come predirne le proprietà di trasporto in un regime nuovo, rappresenta ancora oggi un problema chiave sia per i futuri esperimenti di fusione che in un gran numero di contesti fisici diversi. Ritornando per un momento ai plasmi astrofisici e in particolare ai dischi di accrescimento [33] in un sistema binario (vedi sez. 2.5) è immediato vedere che affinché la materia possa cadere sul compagno compatto più massiccio, il momento angolare della materia nel disco deve diffondere verso l'esterno. Gli effetti di viscosità dovuti alle collisioni tra particelle sono insufficienti per spiegare il tasso di trasporto di materia necessario per render conto della potenza irradiata (ad esempio nella sorgente di raggi X Cygnus X-1 ⁽⁴⁸⁾) e si deve ipotizzare la presenza di una viscosità anomala prodotta da fluttuazioni magnetiche destabilizzate dalla rotazione differenziale del disco (l'instabilità magneto-rotazionale derivata in ref. [34, 35] e riproposta in ref. [36]).

Riprendendo poi un argomento già in parte trattato, un ulteriore esempio astrofisico in cui le fluttuazioni in un plasma giocano un ruolo cruciale è offerto dalla turbolenza ⁽⁴⁹⁾ nel riscaldamento della corona solare (vedi sez. 2.2). In questo approccio il linguaggio in parte muta e, invece di parlare di coefficienti di trasporto

⁽⁴⁷⁾ Il confinamento magnetico si basa sulla forza di strizione che il campo esercita sul plasma. Tuttavia, un campo magnetico può confinare particelle cariche nel piano perpendicolare alle sue linee di campo ma, semplificando leggermente le cose, non può confinarle lungo le linee di campo. Questa difficoltà può essere aggirata confinando il plasma in una configurazione a ciambella, un toro, dove le linee di forza del campo rimangono, in assenza di perturbazioni, su superfici toroidali chiuse disposte come guaine concentriche all'interno del plasma, cfr. ad esempio <https://www.ifp.cnr.it/la-fusione-nucleare> e <http://www.fusione.enea.it/WHAT/index.html.it>.

⁽⁴⁸⁾ <https://www.youtube.com/watch?v=HBRL-bec1Pg>.

⁽⁴⁹⁾ Per una introduzione alla turbolenza negli esperimenti di fusione vedi ad esempio <https://w3.pppl.gov/~hammett/refs/2005/Tok-turb-overview.pdf>.

anomalo, si pone l'attenzione sul trasferimento di energia del plasma dalle scale spaziali in cui questa energia è liberata, ad esempio dallo sviluppo di instabilità su grande scala, verso scale spaziali più piccole per processi turbolenti. La turbolenza fornisce un meccanismo efficace per riscaldare sia la corona che il vento solare attraverso la cascata non lineare dell'energia verso le piccole scale nelle quali i processi di conversione (dissipativa) dell'energia delle fluttuazioni in energia termica del plasma sono più efficienti [2].

5.3. Sviluppo di fisica o di tecnologia?

La domanda che a tutti viene spontaneo formulare è a che punto siamo ora. E cosa dobbiamo ancora imparare, e quali sono i progetti ora in corso e poi che tempi ci dobbiamo aspettare perchè la fusione diventi effettivamente disponibile fornendo potenza alla rete elettrica, o ancora non arriverà troppo tardi, superata da nuove tecnologie? Qui una valutazione oggettiva non mi è facile e inoltre non credo sia questo l'ambito appropriato per una discussione approfondita. Può essere sufficiente dire che le condizioni in cui le reazioni di fusione si autosostentano (ignizione) non sono state ancora raggiunte, ma che in diversi esperimenti sono stati raggiunti separatamente valori dei principali parametri del plasma, quali ad esempio temperatura e tempo di confinamento ⁽⁵⁰⁾, che si avvicinano a quelli richiesti. Tuttavia non posso non notare che in questi decenni sarebbe stato forse preferibile seguire uno sviluppo per passi successivi che mirasse più direttamente alla verifica scientifica della possibilità di raggiungere l'ignizione in un plasma di laboratorio ⁽⁵¹⁾ invece di mirare, su tempi rivelatisi poi estremamente lunghi, alla realizzazione di un esperimento di reattore a fusione che non è ancora un prototipo di reattore. Su che cosa poi dobbiamo ancora imparare per realizzare la fusione ci sono punti di vista diversi, c'è infatti chi ritiene che per lo meno a livello empirico i processi di fisica del plasma siano stati sufficientemente compresi per poter estrapolare a nuovi regimi con ragionevole sicurezza. Di contro invece i problemi di ingegneria e tecnologia del reattore, ed in particolare gli aspetti di fisica dei materiali, sono quelli che richiedono maggior sviluppo in relazione ad esempio al problema della deposizione di energia sulle pareti della struttura che contiene il plasma. Su questi punti, compresa la indubbia urgenza di affrontare gli aspetti tecnologici, credo sia utile rimandare al recente ⁽⁵²⁾ "Final Report of the Committee on a Strategic Plan for U.S. Burning Plasma Research (2019)".

⁽⁵⁰⁾ Qui intendo il tempo di confinamento dell'energia che può essere definito come il tempo caratteristico di raffreddamento del plasma una volta spente le fonti di riscaldamento.

⁽⁵¹⁾ Posso citare in questo contesto il progetto Ignitor <https://it.wikipedia.org/wiki/IGNITOR> concepito con l'idea di utilizzare campi magnetici elevati per ottimizzare le proprietà di confinamento del plasma. Questa strategia è stata ripresa cfr. <https://physicsworld.com/a/a-commercial-path-to-fusion/> in connessione con i recenti sviluppi nella realizzazione di superconduttori ad alta temperatura.

⁽⁵²⁾ The National Academies Press (2019) <https://doi.org/10.17226/25331>.

Il progetto su cui sta confluendo la maggior parte degli sforzi della comunità internazionale è in corso di costruzione a Cadarache nel sud della Francia, il suo nome ITER (<https://www.iter.org/>) può essere letto come un augurio in latino, la Via, o come l'acronimo di International Thermonuclear Experimental Reactor. Traducendo, ed un po' abbreviando, dalla pagina ufficiale "ITER sarà il primo dispositivo di fusione a produrre energia netta . . . a mantenere la fusione per lunghi periodi di tempo . . . a testare le tecnologie integrate, i materiali e i regimi di fisica necessari per la produzione commerciale di elettricità basata sulla fusione. Migliaia di ingegneri e scienziati hanno contribuito alla progettazione di ITER da quando l'idea di un esperimento congiunto internazionale sulla fusione è stata lanciata per la prima volta nel 1985. I membri ITER, Cina, Unione Europea, India, Giappone, Corea, Russia e Stati Uniti, sono ora impegnati in una collaborazione di 35 anni per costruire e far funzionare il dispositivo sperimentale ITER e portare insieme la fusione al punto in cui è possibile progettare un reattore a fusione dimostrativo."

Ufficialmente il primo plasma di ITER è previsto per dicembre 2025 e l'inizio della sperimentazione in D-T dieci anni dopo. ITER è un esperimento di dimensioni molto grandi, le più grandi al mondo nel campo della fusione (raggio maggiore 6.2 m, volume di plasma 840 m³). ITER non prevede di raggiungere l'ignizione ma di ottenere un fattore di guadagno che nel gergo della fusione va sotto il nome ⁽⁵³⁾ di $Q = 10$. Il problema dei costi, e del loro accrescersi durante lo sviluppo del progetto, è stato in parte esacerbato anche di recente ⁽⁵⁴⁾ dalle difficoltà create dalla pandemia Covid-19. È previsto che i risultati di fisica e di tecnologia e ingegneria dei plasmi che verranno ottenuti su ITER, e su un progetto parallelo di fisica dei materiali ⁽⁵⁵⁾, vengano usati per la progettazione di un prototipo dimostrativo di reattore a fusione chiamato appunto DEMO ⁽⁵⁶⁾ anche se già ora si possono intravedere difficoltà con le scadenze temporali previste. In Italia, a Frascati è in corso di realizzazione l'esperimento DTT (Divertor Tokamak Test) coordinato dall'ENEA che, citando dal sito <https://www.enea.it/it/Stampa/documenti/il-progetto-dtt-e-la-fusione-nucleare.pdf>, ha lo scopo di "fornire risposte scientifiche, tecniche e tecnologiche a problematiche di grande rilievo quali la gestione dei grandi flussi di potenza prodotti dal plasma combustibile e i materiali da usare come 'contenitore' a prova di temperature elevatissime".

Storicamente la ricerca sulla fusione è stata finanziata, direttamente o indirettamente attraverso contratti di ricerca, con fondi erogati a livello di governi. È interessante notare che in questi ultimi anni c'è stato un moltiplicarsi a livello mondiale di iniziative private, finanziate in generale da fondi di tipo "venture capital". Queste iniziative si propongono di ottenere la fusione magnetica (in un solo caso per quanto

⁽⁵³⁾ A $Q = 5$ la potenza depositata dalle particelle α nel plasma bilancia la potenza richiesta per riscaldare il plasma. Formalmente l'ignizione corrisponde a $Q = \infty$.

⁽⁵⁴⁾ <https://www.nucnet.org/news/iter-project-head-warns-of-possible-coronavirus-delays-6-2-2020>.

⁽⁵⁵⁾ <https://www.iter.org/sci/iterandbeyond>.

⁽⁵⁶⁾ <https://www.euro-fusion.org/programme/demo/> .

mi è noto la fusione inerziale) seguendo vie alternative e più rapide, per lo meno nelle aspettative dei gruppi proponenti, rispetto a quelle adottate dai principali laboratori e collaborazioni internazionali.

5.4. Una diversa applicazione

Un uso diverso della fusione magnetica, non per produrre energia ma per la propulsione di veicoli spaziali era stato proposto da E. Teller [37] sostenendo che avrebbe avuto prestazioni migliori della propulsione basata sulla fissione che egli stesso aveva promosso. In effetti ora i plasmi vengono usati per la propulsione di satelliti ma in una forma diversa che va sotto il nome di propulsione elettrica e sfrutta la possibilità di accelerare particelle ad una velocità molto maggiore di quella ottenibile con reazioni chimiche. Uno degli schemi di maggiore successo è quello dei propulsori [38] ad effetto Hall ⁽⁵⁷⁾ che coinvolge un regime di plasma in cui gli elettroni sono magnetizzati mentre gli ioni non lo sono (cioè il loro raggio di Larmor sarebbe più grande delle dimensioni del propulsore). Un gas di atomi pesanti, ad esempio Xenon, viene ionizzato all'interno del propulsore, quindi accelerato dal campo elettrico applicato ed in fine espulso dopo esser stato neutralizzato. Si tratta di plasmi freddi in paragone ai plasmi che ho descritto fino ad ora con densità dell'ordine di 10^{12} particelle per cm^3 ed energie che possono raggiungere 30–40 eV.

6. Plasmi di bassa energia

Plasmi con energie della decina di eV non sono ben descritti dalla definizione data nella sez. 3 in quanto si tratta di plasmi solo parzialmente ionizzati in cui i processi collettivi giocano un ruolo marginale mentre i processi atomici e le reazioni chimiche [39] hanno un ruolo dominante. Ne segue che in questi plasmi il libero cammino medio collisionale ha una dipendenza dalla densità e dalla temperatura delle particelle diversa da quella indicata per plasmi di alta temperatura nella eq. (1) e dovuta all'effetto dei rari urti coulombiani.

I plasmi di bassa energia sono prodotti in diversi tipi di scariche elettriche operanti in un vasto intervallo di pressioni, dai millitorr fino a 1–10 atm, e la presenza di processi di natura chimica è alla base delle loro più importanti applicazioni, applicazioni che sono caratterizzate da grande duttilità ed efficienza energetica. La ragione della maggiore efficienza di questi plasmi rispetto ai processi termici deriva dall'essere fuori equilibrio termodinamico: il campo elettrico applicato alla scarica accelera gli elettroni che acquistano un'energia fino a 100 volte quella degli ioni e delle particelle neutre, atomi e molecole. La differenza di “temperatura” tra elettroni

⁽⁵⁷⁾ In ambito italiano lo sviluppo di questi propulsori elettrici è svolto presso SITAEL S.p.A. <https://www.sitael.com/space/advanced-propulsion/electric-propulsion/hall-effect-thrusters/>.

e ioni è una conseguenza della differenza tra le loro masse che rallenta ulteriormente il trasferimento collisionale di energia tra specie leggere e pesanti. La lentezza nella redistribuzione dell'energia è alla base di quasi tutte le applicazioni dei plasmi a bassa temperatura, perchè gli elettroni "caldi" convogliano l'energia elettrica fornita dall'esterno alla scarica in modo efficiente producendo ad esempio radicali reattivi nel gas senza tuttavia riscaldarlo in maniera significativa. D'altra parte gli elettroni lenti della scarica possono attivare l'energia vibrazionale delle molecole e la loro reattività chimica. Questo è un fattore determinante per le applicazioni ambientali ed energetiche ad esempio per i progetti di abbattimento o di catalisi a plasma della CO_2 ove permette di sfruttare in maniera efficace l'energia prodotta da fonti alternative [40]. A causa della loro maggiore energia, la dinamica degli elettroni in un plasma freddo richiede una descrizione cinetica in cui l'equazione di Vlasov, cfr. sez. 3, è sostituita da una equazione "à la Boltzmann" che include termini di tipo collisionale che descrivono le interazioni con atomi e molecole nella scarica che portano in molti casi a una distribuzione di energia degli elettroni di tipo non maxwelliano. Queste funzioni di distribuzione sono quindi usate per calcolare le velocità di reazione dei processi indotti dagli elettroni [39].

Le applicazioni dei plasmi freddi sono numerosissime e certe volte inaspettate, come ad esempio le applicazioni all'agricoltura. Un breve elenco include il trattamento di superfici [41] di interesse per la microelettronica, per la fusione ⁽⁵⁸⁾ e per applicazioni aerospaziali, la deposizione chimica da vapore, la produzione di sorgenti di ioni [42], gli attuatori a plasma, la combustione assistita da plasma, etc. A queste si aggiungono le applicazioni alla bio-chimica, alla medicina [43] e all'industria alimentare che stanno trovando uno sviluppo molto rapido e diversificato. In questi mesi di pandemia non si può dimenticare il ruolo che i plasmi freddi possono avere nella sterilizzazione in ambito sanitario.

7. Plasmi ed elettrodinamica quantistica

All'estremo opposto, quando l'energia degli elettroni comincia ad essere dell'ordine della loro massa a riposo (o massa invariante), troviamo i plasmi relativistici. Ne ho già accennato alla sez. 2.6 nell'ambito dei plasmi prodotti da laser in cui è il moto di oscillazione nel campo elettromagnetico a essere relativistico. Più in generale, in particolare in un contesto di astrofisica delle alte energie, troviamo plasmi in cui è l'energia "termica" ad esempio degli elettroni a essere dell'ordine o maggiore della loro massa a riposo.

⁽⁵⁸⁾ Segnalo in questo contesto l'attività presso l'ISTP del CNR <https://www.ifp.cnr.it/attivita-di-ricerca/fisica-del-plasma-e-della-fusione-termonucleare/interazione-plasma-materiali>.

Per descrivere questi plasmi l'equazione di Vlasov va in primo luogo riformulata in termini di una distribuzione di particelle ⁽⁵⁹⁾ $f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$ funzione della posizione, del tempo e dell'impulso relativistico $\mathbf{p} = m_j \gamma \mathbf{v}$, con $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ il fattore di Lorentz relativistico. In secondo luogo vanno tenuti in conto fenomeni che esulano dalla descrizione dei campi elettromagnetici come campi medi. Se accelerati ad energie ultrarelativistiche in intervalli di tempo molto brevi ⁽⁶⁰⁾, gli elettroni emettono radiazione di alta frequenza che si estende fino a numeri d'onda oltre i quali la radiazione cessa di essere descrivibile in termini di campi elettromagnetici coerenti in un plasma. Questa radiazione esercita una forza aggiuntiva, detta forza di reazione di radiazione, sulle particelle che la hanno emessa che non è descritta dai campi elettromagnetici medi nel plasma. Rimanendo nell'ambito di una descrizione classica (nel senso di non quantistica) questa forza aggiuntiva (cfr. ref. [45]) viene sommata nell'equazione di Vlasov relativistica alla forza di Lorentz che descrive la parte coerente dell'interazione delle particelle. La reazione di radiazione modifica le traiettorie delle particelle e non conserva il volume nello spazio delle fasi (\mathbf{x}, \mathbf{p}) occupato dal plasma causandone una contrazione. L'intervallo di validità di questa formulazione è piuttosto limitato e l'effetto di contrazione viene invertito quando questa descrizione deve essere abbandonata e vanno inclusi effetti quantistici ⁽⁶¹⁾. La differenza è dovuta alla natura stocastica dell'emissione di radiazione nel regime quantistico.

Questo è l'aspetto nuovo [48] con cui vorrei concludere questo articolo: i campi elettromagnetici ultra-intensi che vengono ora prodotti o che si pensa di poter produrre relativamente a breve in laboratorio stanno aprendo alla sperimentazione regimi nuovi ⁽⁶²⁾ in cui la dinamica collettiva stessa del plasma richiede una descrizione quantistica. Va subito chiarito che qui non intendo i regimi di plasma che in letteratura vanno sotto il nome di plasmi quantistici. Questi ultimi sono plasmi di bassa temperatura cinetica e alta densità di cui non ho parlato in questa esposizione ma che hanno importanti applicazioni ad esempio per i semiconduttori: per la loro trattazione rimando alla ref. [49]. Nei regimi di plasma di alta densità di energia invece i processi quantistici si riferiscono principalmente alla produzione di coppie elettroni-positroni e alla inclusione dei fotoni, per lo meno quelli di alta frequenza, come una popolazione aggiuntiva di particelle discrete.

⁽⁵⁹⁾ Questa è ottenuta proiettando sul "mass shell" la distribuzione di probabilità nello spazio a otto dimensioni funzione della quadri-posizione e del quadri-impulso e usando il volume invariante d^3p/p_0 , cfr. ref. [44].

⁽⁶⁰⁾ Da campi tali che $|eE|/(m_e c) \gg \omega$, dove E è il campo elettrico e ω la sua frequenza di oscillazione.

⁽⁶¹⁾ Per maggiori dettagli e la definizione dei parametri che caratterizzano i diversi regimi, vedi ref. [46, 47].

⁽⁶²⁾ Direi regimi "estremi" come nel nome stesso della infrastruttura Europea ELI, che è l'acronimo di Extreme Light Infrastructure. ELI si compone di tre laboratori attivi rispettivamente nella Repubblica Ceca, in Ungheria e in Romania. La sede alla periferia di Praga, ELI Beamlines, prevede per progetti di ricerca scientifica fondamentale di fornire impulsi laser con potenza di picco di 10 PW e con intensità fino a 10^{24} W/cm² al fuoco. <https://www.eli-beams.eu/wp-content/uploads/2018/08/ELI.BL.Strategic-development-plan.2018-2024.pdf>.

Questi sviluppi sperimentali richiedono da un lato lo sviluppo di impulsi laser di sempre maggior potenza, ma dall'altro possono avvalersi dei processi non lineari che avvengono nel plasma e che, come dicevo nella sez. 2.6, possono servire a concentrare l'energia elettromagnetica. Un elegante esempio di questo secondo metodo è offerto dai cosiddetti specchi relativistici [50] il cui principio, come caratteristico delle interazioni nei plasmi, sfrutta la coerenza dell'interazione tra le cariche e la radiazione elettromagnetica. La riflessione di un impulso laser di grande intensità da un "foglio" composto da elettroni relativistici che si propagano in direzione opposta alla direzione di propagazione dell'impulso laser con una velocità prossima a quella della luce fornisce uno schema per ottenere campi elettromagnetici di ancor maggiore intensità senza dover necessariamente impiegare laser sempre più potenti [51]. Il principio è ben noto: è la formula di Einstein [52] per la riflessione da uno specchio perfetto in moto con velocità prossima a quella della luce, riflessione che conserva il numero di fotoni e ne aumenta la frequenza per un fattore prossimo a $4\gamma_s^2$, dove $\gamma_s \gg 1$ è il fattore di Lorentz dello specchio. Inoltre, dato che il numero di fotoni è conservato nel processo di riflessione e che l'energia di un fotone è proporzionale alla sua frequenza, un aumento della frequenza corrisponde ad un aumento dell'energia dell'impulso laser riflesso. Si può pensare di produrre in questo modo campi elettrici con ampiezze che (nel riferimento di laboratorio) si avvicinano al campo critico dell'elettrodinamica quantistica. Questo è il cosiddetto campo di Schwinger $E_s = m_e^2 c^3 / e\hbar = 1.32 \times 10^{18}$ V/m definito come il campo elettrico in cui un elettrone guadagna una energia pari alla sua energia di massa su una lunghezza Compton $\lambda = \hbar / (m_e c) \sim 3.9 \times 10^{-11}$ cm. In presenza di campi la cui ampiezza si avvicina al campo critico, il vuoto stesso si comporta come un mezzo materiale non lineare in cui, per appropriate configurazioni dei campi [53], si possono produrre coppie di elettroni positroni fino a creare in laboratorio [54, 55] un plasma globalmente neutro di elettroni e positroni e raggi γ . Ci sono ovviamente condizioni che devono essere soddisfatte per poter realizzare "fogli" di elettroni che agiscano come specchi relativistici e che implementino in laboratorio la formula di Einstein, in particolare il foglio deve contenere abbastanza elettroni da non essere trasparente al campo elettromagnetico incidente [56]. Tuttavia il principio base è relativamente semplice e sfrutta ancora la non linearità della dinamica dei plasmi: il foglio di elettroni relativistici può essere prodotto dagli elettroni accelerati dagli intensi campi elettrici che si formano quando un'onda di Langmuir di grande ampiezza che si propaga nel plasma ⁽⁶³⁾ si rompe [4]. È un po' come il muro di acqua che si forma quando un'onda in un oceano si rompe per effetti non lineari avvicinandosi alla costa.

Il raggiungimento di questi regimi pone un nuovo problema: con che sistema di equazioni descrivere la dinamica collettiva di un plasma quando gli effetti di elettro-

⁽⁶³⁾ L'onda di Langmuir, vedi nota ⁽²⁶⁾, è generata con una velocità di propagazione prossima a quella della luce da un secondo impulso laser in un plasma con una densità tale che la sua frequenza di Langmuir sia minore della frequenza dell'impulso laser che si può così propagare con velocità di gruppo prossima a quella della luce.

dinamica quantistica dominano? La descrizione ora comunemente adottata è di tipo semi-classico ⁽⁶⁴⁾: si mantiene la descrizione in termini della funzione di distribuzione $f(\mathbf{x}, \mathbf{p})$ nello spazio delle fasi facendo uso dell'equazione di Vlasov relativistica mentre i processi di elettrodinamica quantistica vengono introdotti attraverso una descrizione locale di tipo Montecarlo ⁽⁶⁵⁾. Un interessante problema teorico che viene ora studiato nell'ambito dell'interazione laser plasmici è il limite di applicabilità di questa descrizione [57] e di come estendere la descrizione della dinamica di un plasma in regime di elettrodinamica quantistica oltre il limite quasiclassico.

8. Conclusione

Rifrasando un po' la conclusione dell'articolo [2] posso concludere ripetendo: “Troviamo fenomeni di plasma in tutto l'Universo, in laboratorio e in natura. Coprono un'enorme gamma di scale e parametri e pur tuttavia mostrano aspetti fisici comuni. Questa fisica comune ci consente di progredire nella Scienza e nella Tecnologia. Ad un estremo, la scienza del plasma governa in parte l'evoluzione dell'Universo mediante fenomeni astrofisici che vanno dai getti galattici alle supernove. All'altro estremo, la scienza del plasma è alla base di molte tecnologie che sono vitali per la società moderna: dalla microelettronica alle applicazioni sanitarie. È raro trovare un campo di studio dove affrontare le sfide scientifiche fondamentali porta a rispondere a domande tra loro diverse quali da dove provengono i campi magnetici nell'Universo o come rimarginare una ferita ⁽⁶⁶⁾”.

* * *

Ringrazio T. Andreussi, S. Atzeni, V. Aquilanti, S. V. Bulanov, M. Capitelli, G. Bertin, A. Di Piazza, A. Macchi, M. S. Shore, M. Tavani e P. Veltri per i loro suggerimenti.

⁽⁶⁴⁾ L'approccio semiclassico è giustificato dalla grande separazione tra la scala di lunghezza alla quale si formano i processi elettrodinamici quantistici da un lato e la distanza media r_n tra le particelle del plasma e la lunghezza d'onda degli impulsi laser con cui il plasma relativistico è stato prodotto. Questa descrizione è quindi basata su un ordinamento di scale analogo a quello adottato nell'eq. (1), in cui ora, invece della distanza di minimo approccio dovuta agli urti coulombiani, troviamo le scale dei processi di elettrodinamica quantistica.

⁽⁶⁵⁾ https://it.wikipedia.org/wiki/Metodo_Monte_Carlo.

⁽⁶⁶⁾ Tradotto dall'inglese, adattato e abbreviato, dalla Introduzione di *Plasma at the frontier of scientific discovery* (Office of Science, US Department of Energy) 2015.

Bibliografia

- [1] TAVANI M. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **106** (2011) 018501.
- [2] PEGORARO F. e VELTRI P., *Riv. Nuovo Cim.*, **43** (2020) 229.
- [3] BERGER M. A., in MEYERS R. (Editors) *Encyclopedia of Complexity and Systems Science* (Springer) 2009.
- [4] WHITHAM G. B., in *Linear and Nonlinear Waves* (Wiley-Interscience) 1999.
- [5] YAMADA M., KULSRUD R. e JI H., *Rev. Mod. Phys.*, **82** (2010) 603.
- [6] PRIEST E. e FORBES T., in *Magnetic Reconnection* (Cambridge University Press) 2007.
- [7] UZDENSKY D. A., CERUTTI B. e BEGELMAN M. C., *Astrophys. J.*, **737** (2011) L40.
- [8] LANDAU L. D. e LIFSHITS E. M., in *Fisica Teorica 1. Meccanica* (Editori Riuniti) 2010.
- [9] BRUNO R. e CARBONE V., *Sol. Phys.*, **2** (2005) 4.
- [10] MORFILL G. E. e IVLEV A. V., *Rev. Mod. Phys.*, **81** (2009) 1353.
- [11] MACQUART J. P. *et al.*, *Nature*, **581** (2020) 391.
- [12] CERUTTI B. e BELOBORODOV A. M., *Space Sci. Rev.*, **207** (2017) 111.
- [13] FERRARO V., *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **97** (1937) 458.
- [14] JACKSON J. D., in *Classical Electrodynamics* (Wiley) 1962.
- [15] IWATA Y. *et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **L30** (2020) 892.
- [16] TAVANI M. *et al.*, *Science*, **331** (2011) 736.
- [17] CERUTTI B., WERNER G. R., UZDENSKY D. A. e BEGELMAN M. C., *Astrophys. J.*, **770** (2013) 147.
- [18] TAVANI M., CAVALIERE A., MATTEUCCI F. e G. SETTI G. (Editors), *Rend. Lincei Sci. Fis. Nat.* **30**, Suppl. (2019).
- [19] REMINGTON B. A., DRAKE R. P. e RYUTOV D. D., *Rev. Mod. Phys.*, **78** (2006) 755.
- [20] BULANOV S. V., ESIRKEPOV T. Z., KANDO M., KOGA J., KONDO K. e KORN K.G., *Plasma Phys. Rep.*, **41** (2015) 1.
- [21] STRICKLAND D. e MOUROU G., *Opt. Commun.*, **56** (1986) 212.
- [22] MOUROU G., TAJIMA T. e BULANOV S. V., *Rev. Mod. Phys.*, **78** (2006) 309.
- [23] FERNÁNDEZ J. C. *et al.*, *Phys. Plasmas*, **24** (2017) 056702.
- [24] ESAREY E., SCHROEDER C. B. e LEEMANS W. P., *Rev. Mod. Phys.*, **81** (2009) 1229.
- [25] Li H-Z. *et al.*, *Sci. Rep.*, **7** (2017) 17312.
- [26] MACCHI A. e PEGORARO F., in “News and Views”, *Nat. Photon.*, **12** (2018) 314.
- [27] DI PIAZZA A., MÜLLER C., HATSAGORTSYAN K. Z. e KEITEL C. H., *Rev. Mod. Phys.*, **84** (2012) 1177.
- [28] BERTIN G., in *Dynamics of Galaxies*, 2nd edition, (Cambridge University Press, NY) 2014.
- [29] BARBARINO M., *Nat. Phys.*, **16** (2020) 890.
- [30] POICARÉ H., “New Methods of Celestial Mechanics”, *History of Modern Physics and Astronomy* (Springer) 1992.
- [31] HORTON W., *Rev. Mod. Phys.*, **71** (1999) 735.
- [32] COPPI B., BASU B., MONTAG P., SUGIYAMA L. e BURATTI P., *Nucl. Fusion*, **55** (2015) 093018.
- [33] PRINGLE J. E., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **19** (1981) 137.
- [34] VELIKOV E. P., *Sov. Phys. JETP*, **36** (1959) 995.
- [35] CHANDRASEKHAR S., *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, **46** (1960) 253.
- [36] BALBUS S. A. e HAWLEY A.J. F., *Astrophys. J.*, **376** (1991) 214.
- [37] TELLER E. *et al.*, *Fusion Technology*, **22** (1992) 82.
- [38] LEVCHENKO I. *et al.*, *Phys. Plasmas*, **27** (2020) 020601.
- [39] CAPITELLI M. *et al.*, in *Fundamental Aspects of Plasma Chemical Physics*, Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Phys. (2016).
- [40] BOGAERTS A. *et al.*, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **26** (2017) 063001.
- [41] LURYI S., XU J. e ZASLAVSKY A. (Editors), *Future Trends in Microelectronic, Journey into the unknown* (Wiley) 2016.
- [42] TACCOGNA F. e MINELLI P., *New J. Phys.*, **19** (2017) 015012.
- [43] FRIDMAN A. e FRIEDMAN G., in *Plasma Medicine* (Wiley Online Library) 2013.
- [44] DE GROOT S. R., LEEUWEN W. A. e VANWEERT C. G., in *Relativistic kinetic theory: principles and applications* (North-Holland Pub. Co.) 1980.
- [45] LANDAU L. D. e LIFSHITS E. M., in *Fisica Teorica 8. Elettrodinamica dei mezzi continui* (Editori Riuniti) 2011.

- [46] DI PIAZZA A., MÜLLER C., HATSAGORTSYAN K. Z. e KEITEL C. H., *Rev. Mod. Phys.*, **84** (2012) 1177.
- [47] NEITZ N. e DI PIAZZA A., *Phys. Rev. Lett.*, **111** (2013) 054802.
- [48] PEGORARO F., *Rend. Lincei Sci. Fis. Nat.*, **30** (2019) 11.
- [49] MANFREDI G., *Fields Inst. Commun.*, **46** (2005) 263.
- [50] BULANOV S. V., ESIRKEPOV T. ZH. e TAJIMA T., *Phys. Rev. Lett.*, **91** (2003) 085001.
- [51] BULANOV S. V., ESIRKEPOV T. ZH., KANDO M., PIROZHKOVA A. S. e ROSANOV N. N., *Phys. Usp.*, **56** (2013) 429.
- [52] EINSTEIN A., *Ann. Phys. (Leipzig)*, **17** (1905) 891.
- [53] NAROZHNY N. B., BULANOV S. S., MUR V. D. e POPOV V. S., *Phys. Lett. A*, **330** (2004) 1.
- [54] BELL A. R. e KIRK J. G., *Phys. Rev. Lett.*, **101** (2008) 200403.
- [55] SARRI G. *et al.*, *Nat. Commun.*, **6** (2015) 6747.
- [56] MACCHI A., VEGHINI S. e PEGORARO F., *Phys. Rev. Lett.*, **103** (2009) 085003.
- [57] ANGIOI A. e DI PIAZZA A., *Rend. Lincei Sci. Fis. Nat.*, **30** (2019) 17.