



Politecnico di Torino

Corso di Laurea
in Ingegneria Energetica
A.a. 2020/2021
Sessione di Laurea Settembre 2021

Analisi Numerica delle interazioni Plasma-Parete in presenza di un Divertore a Metallo Liquido

Relatori:

Prof. Fabio Subba

Ing. Giuseppe Francesco Nallo

Candidato:

Mattia Erroi

A mia nonna Rosetta

Indice

1	Abstract	5
2	Introduzione	6
2.1	Il ruolo della fusione nel mix energetico mondiale	6
2.2	Stato attuale della ricerca	7
2.3	Principi fisici della fusione	7
2.3.1	La reazione	7
2.3.2	Il concetto di plasma	9
2.3.3	Confinamento del plasma	9
2.4	I tokamak	10
2.4.1	Componenti del campo magnetico	10
2.4.2	Principali componenti di un reattore a fusione tokamak	11
2.4.3	Il divertore e le interazioni plasma-parete	12
2.5	Difficoltà e challenge	14
3	Il divertore a metallo liquido	15
3.1	Vantaggi di un LMD	15
3.2	Considerazioni preliminari	15
3.2.1	Scelta del metallo liquido	15
3.2.2	Geometria	15
3.2.3	Vapour shielding	16
3.3	Design di riferimento	17
4	Modellazione del divertore a metallo liquido	18
4.1	Descrizione e ipotesi del modello	18
4.2	Parete	18
4.2.1	Geometria	19
4.2.2	Proprietà termofisiche	20
4.2.3	Condizioni al contorno	20
4.3	Vapore	21
4.4	Plasma	22

4.5	Schema di calcolo	23
4.6	Implementazione	24
4.6.1	Parete	24
4.6.2	Vapore	24
4.6.3	Plasma	24
5	Risultati e osservazioni	25
5.1	Assenza di vapour shielding	25
5.2	Presenza di vapour shielding	27
5.3	Studio di convergenza	28
5.3.1	Convergenza nello spazio	28
5.3.2	Convergenza nel tempo	29
6	Conclusioni	31
7	Ringraziamenti	32
	Riferimenti bibliografici e sitografici	33

1 Abstract

L'obiettivo del tokamak European DEMO è dimostrare la fattibilità della produzione di energia elettrica da fusione nucleare. Al suo interno è necessario smaltire dei flussi termici molto elevati, fino a qualche decina di MW/m^2 ed in condizioni di elevata fluenza neutronica. Le attuali tecnologie non sono in grado di garantire una soluzione affidabile per il problema dello smaltimento di questi flussi termici, pertanto concetti innovativi sono attualmente in fase di studio.

Uno dei più promettenti fra di essi è l'utilizzo di componenti affacciati al plasma rivestiti di metallo liquido, ed in particolare di un divertore a metallo liquido. Questa soluzione è ritenuta interessante perché si può sfruttare il calore latente del metallo liquido per smaltire la potenza depositata, perché il metallo liquido può essere continuamente rimpiazzato evitando l'erosione netta nel tempo e perché il vapore di metallo interagisce con il plasma riuscendo parzialmente ad irraggiarne la potenza, distribuendola così su aree più elevate. È altrettanto importante evitare che il detto vapore contaminino il centro del plasma, da momento che potrebbe portare la reazione di fusione a spegnersi.

L'obiettivo di questa tesi è lo sviluppo e l'implementazione di un modello di calcolo per analizzare il comportamento transitorio del divertore a metallo liquido e del plasma che va ad impattare sulla sua superficie.

Uno degli aspetti chiave di un divertore a metallo liquido è lo stretto legame fra i processi che avvengono sulla parete e quelli all'interno del plasma. Infatti, la potenza depositata dal plasma induce l'evaporazione del metallo liquido sulla parete, mentre a sua volta il metallo liquido evaporato interagisce con il plasma, smaltendo una parte della potenza sotto forma di radiazione. Si rende quindi necessario un modello auto-consistente al fine di simulare correttamente il sistema.

Il *target* del divertore viene analizzato attraverso un modello 1D transitorio, il vapore attraverso un modello 0D e per il plasma viene proposto un modello stazionario.

2 Introduzione

2.1 Il ruolo della fusione nel mix energetico mondiale

Il nostro mondo e l'intero universo si basano su continui scambi e trasformazioni di energia: in un impianto idroelettrico l'energia potenziale gravitazionale dell'acqua di un fiume viene trasformata in energia meccanica dalle pale di una turbina e poi in energia elettrica da un alternatore; l'energia radiante proveniente dal Sole innesca, grazie a riscaldamento eterogenei del pianeta, i venti e le onde, trasformandosi quindi in energia cinetica del vento e in energia ondosa; la combustione rilascia energia chimica sotto forma di energia termica, che nei motori a combustione interna viene trasformata in energia meccanica; la stessa massa si trasforma in energia (e viceversa) nelle reazioni nucleari.

Non stupisce dunque che l'energia costituisca un elemento fondamentale anche nelle società umane, determinandone lo sviluppo economico e sociale. Infatti, nei secoli della storia dell'uomo la domanda di energia è sempre aumentata e ancora oggi continua a farlo, in quanto più una società è complessa maggiore è la sua richiesta di beni e servizi, i quali per essere prodotti e distribuiti necessitano di energia. Questo è ancora più evidente nella recente storia umana, a partire dalla rivoluzione industriale, come mostrato in figura 1.

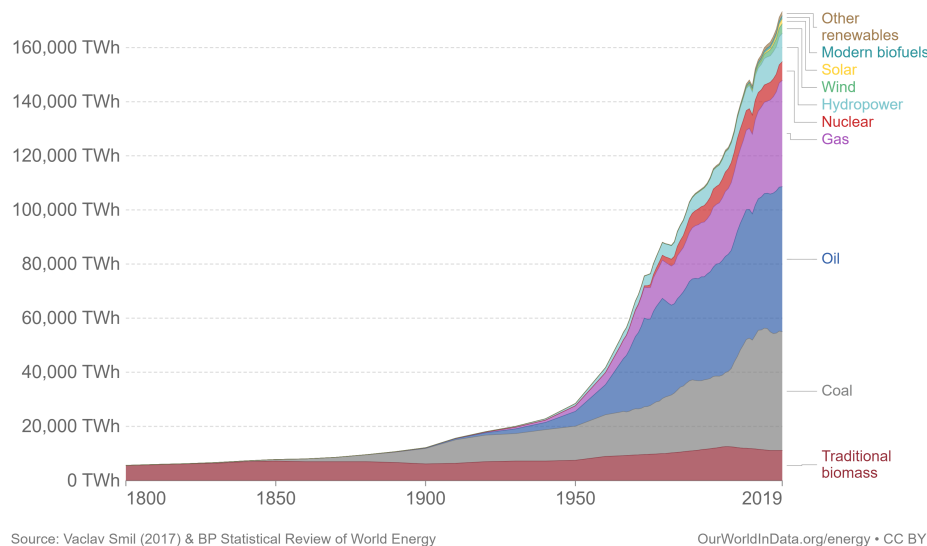


Figura 1: consumo di energia primaria dal 1800 ad oggi per fonte energetica [1].

Tuttavia, le fonti energetiche primarie non sono mai completamente illimitate e inoltre ogni possibile sfruttamento delle stesse comporta sempre delle conseguenze ambientali, così come qualsiasi intervento dell'uomo sulla natura. Non potendo e non volendo rinunciare all'inevitabile progresso umano nell'ottica di un costante miglioramento della qualità della vita, è compito dell'uomo in quanto essere consapevole e senziente saper coniugare questa esigenza di sviluppo con il rispetto e la tutela dell'ambiente e della natura (e quindi dell'uomo stesso). L'espressione che racchiude questo concetto è 'sviluppo sostenibile' cioè, secondo la definizione del Rapporto Brundtland del 1987 in cui questo termine venne introdotto, "quello sviluppo che consente alla generazione presente di soddisfare i propri bisogni senza compromettere la possibilità delle generazioni future di soddisfare i propri" [2].

Questa premessa è essenziale per comprendere come il mix energetico mondiale sia ancora oggi non sostenibile dal momento che, come si può osservare in figura 1, più dell'80% dell'energia totale nel mondo deriva da fonti fossili, le quali sono responsabili dell'emissione di sostanze climalteranti (soprattutto CO_2), che costituiscono la causa dei cambiamenti climatici. Appare dunque evidente la necessità di investire in fonti energetiche sostenibili, promuovendo la 'decarbonizzazione', in previsione inoltre di un probabile aumento della domanda energetica sia come conseguenza dello sviluppo della società sia dell'incremento demografico.

Tra le soluzioni sostenibili si possono annoverare certamente le fonti rinnovabili, le fonti fossili accompagnate dalla cattura della CO_2 (CCUS) e la fusione nucleare. Anche queste tecnologie, come sottolineato in precedenza, hanno i loro svantaggi e i loro impatti ambientali: le fonti rinnovabili hanno una bassa densità di potenza, presentano il problema di non poter essere distribuite uniformemente in tutto il mondo in quanto fortemente dipendenti dalla risorsa naturale e per lo stesso motivo non possono contribuire al *baseload*; la cattura della CO_2 presenta dei problemi a livello di impatto ambientale nella fase di stoccaggio; la fusione non è una fonte energetica pulita al 100% a causa della radioattività. Tuttavia, ragionando in un'ottica di sostenibilità, in tutti questi casi i vantaggi superano gli svantaggi, soprattutto perché tutte queste tecnologie non sono responsabili dell'emissione di gas climalteranti.

Oltre alle fonti energetiche citate è possibile inserire tra le fonti sostenibili anche la fissione nucleare che, pur avendo numerosi problemi come la proliferazione e la gestione dei rifiuti radioattivi, non emette quantomeno CO_2 . È importante sottolineare che la fusione presenta una serie di vantaggi rispetto alla fissione, come la sicurezza intrinseca e la bassa attività dei rifiuti nucleari. La radioattività nel caso della fusione è quindi molto inferiore rispetto alle centrali a fissione e si stima che dopo 40 anni di operatività di un impianto essa scenda a livelli modesti, per poi andare al di sotto del livello naturale dopo circa 100 anni. In più la fusione sprigiona più energia della fissione per unità di massa del combustibile.

Inoltre la fusione ha il vantaggio di una facile reperibilità e di una pressoché uniforme distribuzione del combustibile nucleare ed è caratterizzata da un'elevata densità di potenza.

La fusione rappresenta quindi una fonte praticamente illimitata, sicura, *carbon free* e quasi pulita e può contribuire al *baseload*, affiancando le rinnovabili e la CCUS nel processo di decarbonizzazione.

2.2 Stato attuale della ricerca

Le difficoltà che verranno presentate successivamente nel paragrafo 2.5 hanno impedito fino ad oggi di costruire un impianto a fusione per la produzione di potenza. A partire dalla seconda metà del novecento sono stati però costruiti diversi impianti sperimentali per lo studio della fisica dei plasmi e di alcuni componenti impiantistici. Tra i progetti in fase di realizzazione nel futuro più prossimo ci sono ITER e DTT. ITER è un impianto che ha lo scopo di dimostrare la piena controllabilità del plasma in termini di guadagno e di testare e integrare alcuni componenti impiantistici. DTT è invece una *facility* che ha l'obiettivo di testare diverse configurazioni di divertore che, come verrà approfondito in seguito, è il componente preposto alla gestione delle perdite di calore e di particelle del plasma.

Sia ITER che DTT si inseriscono nella *roadmap* proposta dal consorzio EUROfusion che ha come obiettivo la costruzione di DEMO, il primo prototipo di reattore nucleare a fusione per la produzione di potenza. Secondo gli attuali scenari della commissione europea DEMO verrà completato intorno al 2050 o pochi anni dopo.

Oltre a questi progetti sono molto importanti anche IFMIF e DONES, delle *facility* per testare il comportamento dei materiali sotto irraggiamento neutronico.

2.3 Principi fisici della fusione

2.3.1 La reazione

L'idea di impiegare la fusione nucleare per la produzione di energia nasce dall'intento di imitare ciò che avviene all'interno delle stelle. Per esempio le reazioni nucleari che avvengono nel nucleo del Sole tra 4 protoni formando un nucleo di elio sprigionano una quantità enorme di energia, di cui una parte giunge sulla Terra permettendo la vita. Anche se la temperatura del nucleo del Sole è di 15 milioni di gradi Celsius, essa è relativamente bassa per far avvenire le reazioni nucleari e quindi il Sole sfrutta l'effetto tunnel contando su una quantità enorme di massa. Sulla Terra, non avendo a disposizione la massa del Sole, per far avvenire la fusione nucleare è necessario aumentare la temperatura di almeno dieci volte rispetto a quella del nucleo solare. Infatti, sulla Terra la reazione più promettente è la reazione deuterio-trizio (D-T), che è quella che presenta una soglia energetica minore rispetto ad altre reazioni e che a parità di temperatura presenta un rateo di reazioni più elevato, come si può vedere in figura 2.

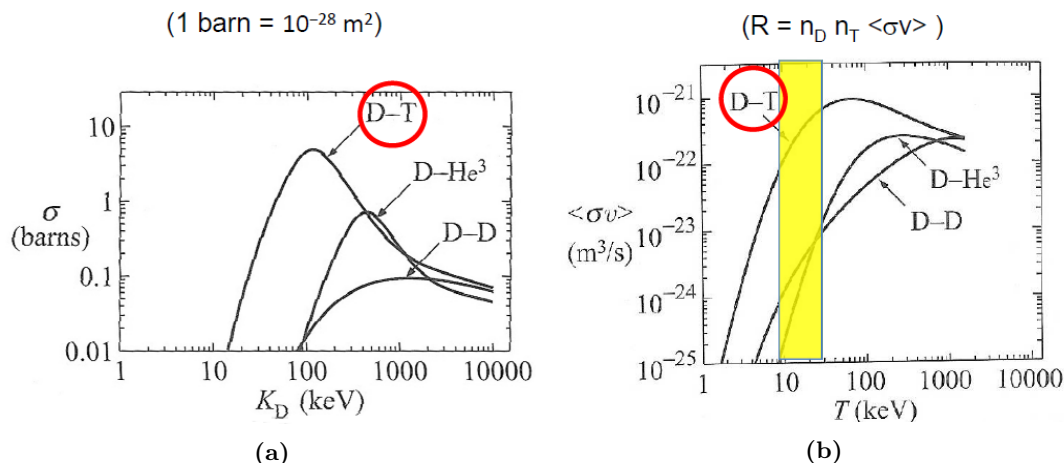
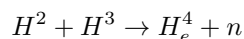


Figura 2: Confronto tra reazione D-T e altre reazioni di fusione. La figura (a) mostra le sezioni d'urto di fusione in funzione dell'energia cinetica del deuterio, la (b) mostra il rateo di reazioni in funzione della temperatura [3].

Il deuterio, isotopo dell'idrogeno avente un neutrone e un protone nel nucleo, si può trovare in natura come componente dell'acqua deuterata, che è solo lo 0,0156 % dell'acqua totale presente sulla Terra. Tuttavia, data l'enorme quantità di acqua disponibile, reperire il deuterio non rappresenta un problema. Il trizio è un isotopo dell'idrogeno avente un neutrone in più rispetto al deuterio e non è presente in natura, ma può essere prodotto dal litio facendo reagire quest'ultimo con un neutrone. Il litio presenta una distribuzione piuttosto omogenea sul nostro pianeta, ma è una risorsa importante anche in altri campi tecnologici, ad esempio è fondamentale per le batterie. Il trizio è però radioattivo, con un tempo di dimezzamento di circa 12 anni, per cui è necessario garantire la schermatura dalle radiazioni nei futuri impianti.

La reazione D-T è la seguente:



Attraverso il grafico in figura 3, che rappresenta l'energia media di legame per nucleone in funzione del numero di nucleoni, si può concludere che la reazione è esotermica. Infatti, il difetto di massa si traduce in energia in base alla celebre relazione derivante dalla relatività di Einstein $E = mc^2$: la differenza tra l'energia di legame dell' H_e^4 (che corrisponde all'energia che si libera al momento della formazione del nucleo) e quella dei reagenti corrisponde proprio all'energia che si libera nella reazione, pari a circa 18 MeV. L'energia si manifesta come energia cinetica dei prodotti di reazione.

Di questi 18 MeV, 14,1 MeV sono destinati al neutrone e 3,5 MeV alla particella α (cioè il nucleo di elio) per la conservazione della quantità di moto. L'energia cinetica del neutrone è elevatissima (basti pensare che nella fissione l'energia media dei neutroni emessi a seguito della reazione è 2 MeV) e può essere sfruttata in un impianto a fusione trasformandola in energia termica in uno specifico componente detto *blanket*: il neutrone, impattando sul *blanket*, trasferisce attraverso gli urti l'energia cinetica alle sue particelle costituenti e ciò corrisponde macroscopicamente ad un aumento di temperatura. A questo punto si può seguire un processo convenzionale per l'estrazione del calore. Inoltre il neutrone può essere utilizzato per produrre trizio dal litio, il quale può essere collocato nel *blanket*, che in questo caso è detto *breeding blanket*. Il neutrone può tuttavia attivare i materiali per trasmutazione, determinando una seconda fonte di radioattività dopo il trizio stesso.

L'energia della particella α può essere invece sfruttata per riscaldare la miscela di D-T. Infatti, per far avvenire la reazione di fusione è necessario far avvicinare i nuclei di D e T ad una distanza tale che la forza nucleare forte sia sufficiente a vincere la repulsione coulombiana e per farlo occorre fornire molta energia. Ciò spiega il perché la reazione di fusione sia definita a 'soglia', come si può osservare in figura 2a. Questa energia può essere fornita

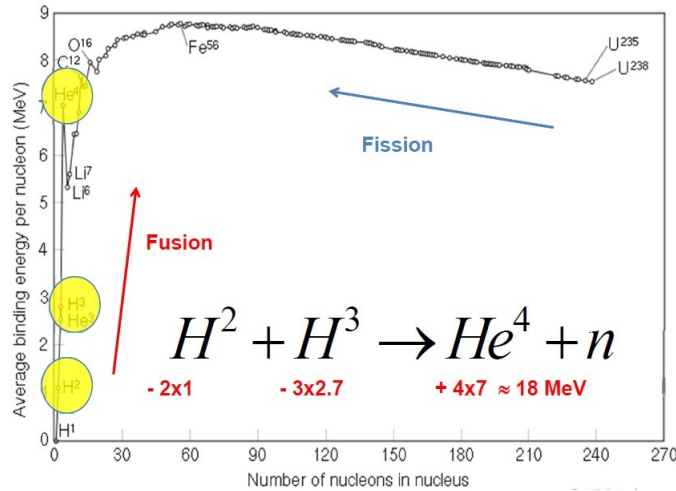


Figura 3: Energia media di legame per nucleone in funzione del numero di nucleoni [3].

scaldando la miscela a 150 milioni di gradi Celsius per la reazione D-T, temperatura corrispondente ad un'energia di circa 10-20 keV. A questa temperatura la miscela di combustibile non è più gassosa, come è invece a temperatura ambiente, ma si trova in uno stato della materia detto 'plasma', cioè un gas ad alta temperatura completamente ionizzato, in quanto l'energia disponibile è maggiore dell'energia di ionizzazione. La particella α consente quindi di raggiungere, almeno in linea teorica, un 'guadagno' arbitrariamente grande, dove per guadagno si intende il rapporto tra l'energia in output e l'energia fornita per scaldare il plasma. Nel caso in cui il guadagno fosse infinito si prefigurerebbe una reazione che si autosostiene in temperatura, condizione nota come 'ignizione'.

È evidente inoltre che la fusione non si basa su reazioni a catena che possono condurre ad una divergenza della potenza e inoltre qualsiasi imprevisto eliminerebbe le condizioni necessarie per innescare la reazione. Queste caratteristiche rendono la fusione una fonte intrinsecamente sicura.

2.3.2 Il concetto di plasma

Il plasma non è semplicemente un gas ad alta temperatura completamente ionizzato, ma presenta una caratteristica molto importante detta di 'quasi-neutralità', cioè presenta una quantità di cariche tale che la risultante densità di carica è molto piccola. Detta λ_D la lunghezza di Debye, definita come la risoluzione spaziale minima per non avere separazione di carica, la condizione di quasi neutralità è verificata se in una sfera di raggio λ_D vi è un sufficiente numero di particelle:

$$n \cdot \lambda_D^3 \gg 1$$

dove n è la densità del plasma.

2.3.3 Confinamento del plasma

La condizione di ignizione del plasma, che consente di avere un guadagno infinito, segue il 'criterio di Lawson', che stabilisce un valore minimo del 'triplo prodotto':

$$n \cdot \tau_E \cdot T \geq 3 \cdot 10^{21} \text{ keV} \cdot \text{s/m}^3$$

dove:

- n : densità del plasma
- τ_E : tempo caratteristico di confinamento dell'energia
- T : temperatura del plasma

Il criterio suggerisce che per avere la condizione di ignizione non è sufficiente avere solo una temperatura elevata del plasma, ma è anche necessario garantire una densità e un tempo di confinamento del plasma sufficienti. Fissata la temperatura, si può variare il prodotto $n \cdot \tau_E$ per soddisfare il criterio di Lawson e le due diverse strade che si possono intraprendere ricalcano i due filoni principali della ricerca:

1. confinamento magnetico: n del plasma molto bassa ($\sim 10^{20} \text{ particelle/m}^3$) e $\tau_E \sim 1 \text{ s}$
2. confinamento inerziale: n molto elevata e τ_E dell'ordine dei nanosecondi

La soluzione tecnologica che consente il confinamento inerziale si basa su dei laser che colpiscono delle palline microscopiche contenenti il combustibile: i laser garantiscono una densità molto elevata e sono in grado di scaldare la miscela di D-T portandola allo stato di plasma. Questa tecnologia viene studiata presso il NIF (*National Ignition Facility*) negli USA.

Tuttavia, il confinamento inerziale presenta una serie di problemi di tipo tecnico-applicativo che hanno reso dominante degli anni la ricerca sul confinamento magnetico. Quest'ultimo si basa sull'interazione tra il plasma (che è elettricamente carico) e intensi campi magnetici. Il campo magnetico consente di confinare il plasma evitando che quest'ultimo entri in contatto con le pareti della camera che lo circonda. I neutroni possono invece sfuggire al campo magnetico in quanto sono elettricamente neutri ed essere sfruttati per la conversione dell'energia.

Le due principali tecnologie per il confinamento del plasma sono il tokamak e lo stellarator. Quest'ultimo affronta alcune instabilità dei tokamak mediante una complicazione geometrica, dando come risultato dei magneti superconduttori con forme molto complesse e non planari.

2.4 I tokamak

2.4.1 Componenti del campo magnetico

Il tokamak rappresenta ad oggi la filiera più di successo per il confinamento del plasma. Il plasma, essendo elettricamente carico, è sensibile ad un campo magnetico e si può dimostrare che è impossibile confinare il plasma in una geometria cilindrica. La geometria che viene impiegata è allora un 'toroide', che deve essere accompagnato da tre tipi di magneti per garantire il confinamento del plasma e la sua stabilità:

- magneti toroidali: generano la componente toroidale del campo magnetico
- solenoide centrale: genera la componente poloidale di \vec{B}
- magneti poloidali: generano la componente verticale del campo

Le varie componenti sono rappresentate in figura 4.

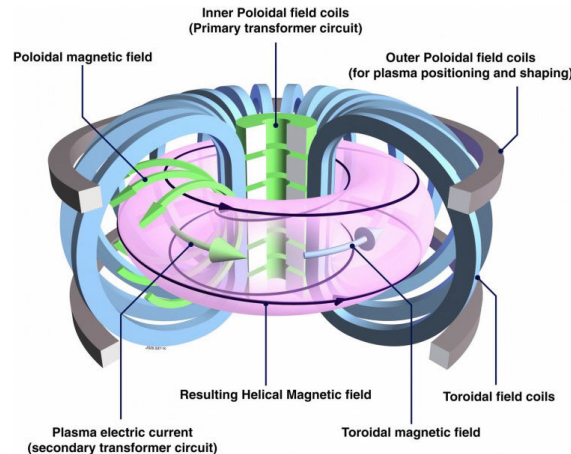


Figura 4: Componenti di \vec{B} in un tokamak [4].

I magneti del campo toroidale sfruttano la legge di Ampere: la corrente che circola nei magneti toroidali genera un campo magnetico in direzione toroidale.

Il solenoide centrale sfrutta invece il principio del trasformatore: il plasma diventa un secondario a singola spira di un trasformatore che ha come primario il solenoide centrale. Infatti, una corrente pulsata nel tempo che circola nel solenoide centrale induce un campo magnetico variabile, che genera a sua volta per la legge di Faraday un campo elettrico \vec{E} in direzione toroidale quando il flusso di \vec{B} è concatenato alla singola spira rappresentata dal plasma. A questo punto, essendo il plasma un mezzo resistivo, per la legge di Ohm viene indotta una 'corrente di plasma' dell'ordine di decine di MA, che genera a sua volta un campo magnetico in direzione poloidale. La corrente di plasma causa delle instabilità al suo interno, che sono invece assenti nello stellarator, in cui le componenti toroidale e poloidale di \vec{B} sono generate dagli stessi magneti, che per questo motivo devono assumere delle forme geometriche molto complesse. Inoltre la somma delle componenti poloidale e toroidale di \vec{B} determina una forma elicoidale del campo magnetico.

Infine le bobine poloidali servono per conferire una determinata forma al plasma che ne garantisca la stabilità.

Tutti i magneti sono superconduttori in quanto il campo magnetico deve essere dell'ordine dei 6 T (~ 5 ordini di grandezza maggiore del campo magnetico terrestre), con correnti dell'ordine di decine di kA e ciò determina delle forze molto ingenti sui conduttori dell'ordine delle centinaia di kN/m. I superconduttori per essere tali sono refrigerati tipicamente ad elio supercritico, con una temperatura intorno ai 4K. Tutte queste caratteristiche rendono i magneti fra i componenti più delicati dell'impianto e rappresentano una significativa percentuale del costo della macchina.

2.4.2 Principali componenti di un reattore a fusione tokamak

In figura 5a è mostrato uno schema che rappresenta la sezione di un tokamak con i suoi principali componenti, tra i quali:

- FW(*first wall*), che contiene ad esempio: le DP (*divertor plates*), indispensabili per il controllo delle particelle e del flusso termico persi dal plasma; antenne per il riscaldamento del plasma attraverso radiofrequenze, necessarie fintanto che non intervengono le particelle α . Inoltre il FW costituisce la prima parete del *blanket*
- B(*blanket*), che ha tre funzioni fondamentali: conversione dell'energia cinetica dei neutroni in energia termica, schermaggio dai neutroni e produzione del trizio *in situ*. La prima funzione viene espletata utilizzando un materiale con un basso numero atomico come componente dei moduli del *blanket*: un materiale con questa caratteristica (come il berillio) favorisce gli *scattering* e aumenta la quota di energia cinetica convertita. La funzione di schermaggio è importante non solo per motivi di radioprotezione delle strutture e dei lavoratori dell'impianto, ma anche per i superconduttori i quali, essendo a temperature criogeniche e avendo dunque calori specifici molto bassi, richiedono una bassa deposizione di potenza (che può essere dovuta ad un neutrone che vi incide) per aumentare sensibilmente la loro temperatura. Infine, il *tritium breeding* si basa sull'interazione tra i neutroni e il litio. Il *blanket* può essere caratterizzato, almeno in linea teorica, da un TBR(*tritium breeding ratio*) maggiore di 1, sfruttando le diverse reazioni nucleari tra il neutrone e i due isotopi del litio, Li^6 e Li^7
- VV(*vacuum vessel*), che include il *blanket* e la camera che contiene il plasma. Al suo interno è garantito il vuoto spinto, infatti per far avvenire la reazione di fusione è necessario avere una miscela di combustibile purissima e quindi bisogna assolutamente evitare che nel VV siano presenti impurezze come l'aria. È refrigerato ad acqua e composto da acciaio borato per fare da schermo neutronico
- TF(*toroidal field coil*): magneti toroidali
- CS(*central solenoid*): solenoide centrale
- PF(*poloidal field coil*): magneti poloidali
- C: criostato, refrigerato ad azoto liquido. Ha una funzione di contenimento e garantisce un ambiente sufficientemente freddo per il VV. Infatti, i magneti utilizzati sono superconduttori e quindi è necessario mantenere una temperatura relativamente bassa per assicurarne il corretto funzionamento

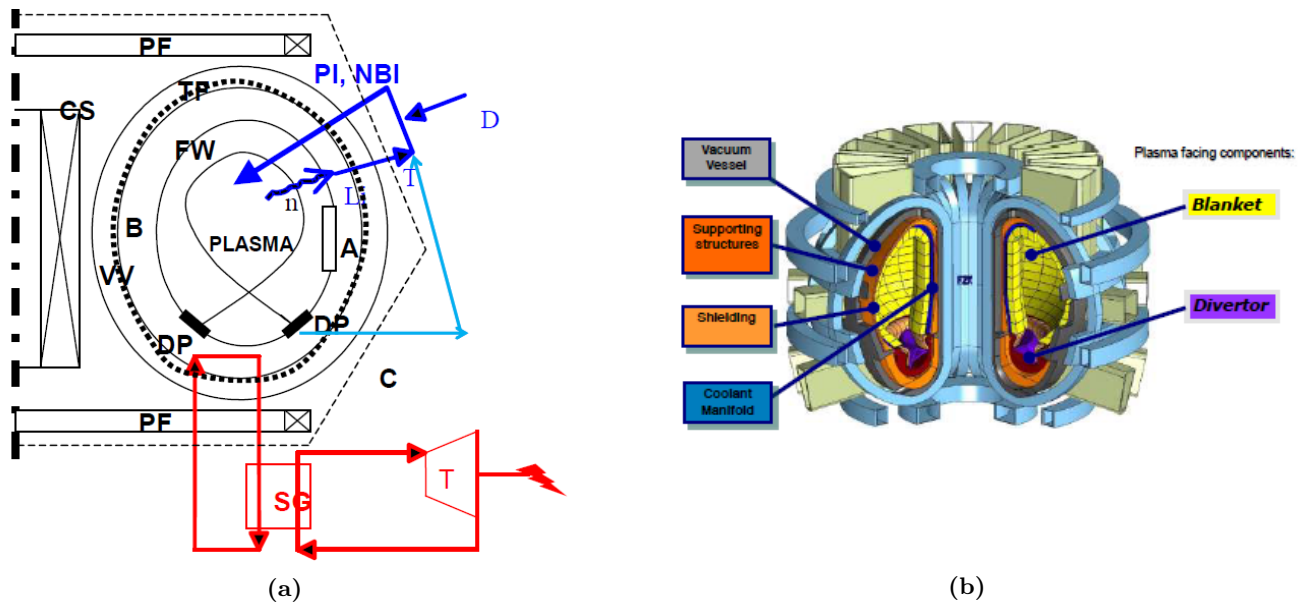


Figura 5: Schema di un impianto a fusione tipo tokamak. La figura (a) mostra una sezione dell'impianto [3], la (b) mostra il design 3D di DEMO [5].

- SG(*steam generator*): generatore di vapore
- T: turbina
- PI(*pellet injector*): la sua funzione è quella di iniettare dei piccoli pellet composti da una miscela congelata di deuterio e trizio. I pellet subiscono nel plasma un processo di 'ablazione', cioè di continua erosione e asportazione del materiale, quindi vengono sparati a velocità supersonica in modo che raggiungano la parte centrale del plasma
- NBI(*neutral beam injector*): si tratta di un iniettore di particelle neutre che ha il compito, insieme alle particelle α , le radiofrequenze e la corrente di plasma, di riscaldare la miscela. Le particelle neutre, sfuggendo al campo magnetico, sono estremamente utili per scaldare il centro del plasma

Sempre in figura 5a sono evidenziati due importanti cicli che caratterizzano l'impianto. Il ciclo in **rosso** rappresenta il ciclo di potenza: l'energia termica dei moduli del *blanket* viene asportata attraverso il trasferimento di calore ad un refrigerante che scorre nei tubi collocati dietro i moduli stessi; il calore viene poi trasferito ad un altro fluido attraverso un generatore di vapore e poi quest'ultimo viene fatto espandere in una turbina collegata ad un alternatore per la produzione di potenza elettrica. Il ciclo in **blu** rappresenta invece il ciclo del combustibile: una volta prodotto, il trizio deve essere estratto dal *blanket*, miscelato con il deuterio che proviene dall'esterno e la miscela può così rialimentare il plasma attraverso il PI. Inoltre, essendo la reazione di fusione molto delicata da far avvenire ed essendo sempre in competizione con fenomeni di trasporto delle particelle verso l'esterno, in realtà la maggior parte del combustibile non reagisce, dunque conviene e si deve (per non avvelenare la reazione) asportare il deuterio e il trizio non 'bruciati', separare il trizio dal deuterio e dalle altre impurità e aggiungerlo a quello prodotto *in situ* per chiudere il ciclo del combustibile. Gli 'incombusti' sono quelli che arrivano al bordo del plasma, in quanto è al centro dello stesso che avvengono le reazioni.

2.4.3 Il divertore e le interazioni plasma-parete

Il confinamento magnetico del plasma è in realtà imperfetto, quindi il combustibile che vi sfugge a causa del trasporto delle particelle determina una serie di fenomeni a contatto con la parete noti come 'interazioni plasma-parete' (PWI, *plasma-wall interactions*). Uno dei fenomeni più importanti è lo *sputtering*: le particelle del plasma, incidendo sui materiali del FW, trasferiscono al reticolo atomico un'energia maggiore di quella che li tiene insieme.

Questo fenomeno da un lato causa l'erosione dei materiali compromettendo la loro resistenza meccanica e dall'altro avvelena il plasma, in quanto gli atomi rimossi possono raggiungere il centro della miscela e disperderne l'energia per *line radiation*, diminuendo la temperatura del plasma e arrestando la reazione.

La soluzione per le PWI è il *limiter*, cioè un delimitatore che definisce 'meccanicamente' il bordo del plasma. Il *limiter*, come si può osservare in figura 6a, definisce delle superfici magnetiche aperte e chiuse, lungo cui le particelle si possono muovere in quanto il campo magnetico non ha sostanzialmente un effetto confinante parallelamente alla sua direzione. In particolare, l'ultima superficie chiusa è detta 'separatrice' e distingue due zone: una zona più interna detta *core plasma* in cui le particelle si muovono non toccando mai il *limiter* e una zona esterna detta SOL(*scrape-off layer*), in cui sono presenti le particelle che andranno ad impattare sul *limiter*.

Esistono vari tipi di *limiter*, ma sono tutti accomunati da un difetto: appena si producono delle impurezze a causa delle PWI, esse possono raggiungere velocemente il *core plasma* in quanto si originano in punti molto vicini alla regione centrale del plasma.

Per risolvere questo problema si può usare il 'divertore', un componente costituito da ulteriori bobine che fanno divergere le linee del campo magnetico dalla regione del *core plasma* alla regione delle piastre del divertore, dove si concentrano le PWI. Il divertore definisce una separatrice a forma di X, come si può osservare dalla figura 6b, per cui è meno probabile che un'impurezza prodotta in prossimità delle piastre del divertore raggiunga il *core plasma* sia a causa della distanza sia perché dovrebbe procedere contro il flusso del plasma stesso. Dato che il campo magnetico impedisce alla particelle di muoversi ortogonalmente alla sua direzione, esse hanno poco tempo per spostarsi in direzione radiale prima di colpire le piastre del divertore e quindi il SOL è spesso solo pochi millimetri.

Inoltre il divertore non ha solo il compito di controllare i flussi di particelle che sfuggono al confinamento magnetico ma anche i flussi termici depositati dalle stesse, che non possono essere sopportati dagli altri componenti del FW.

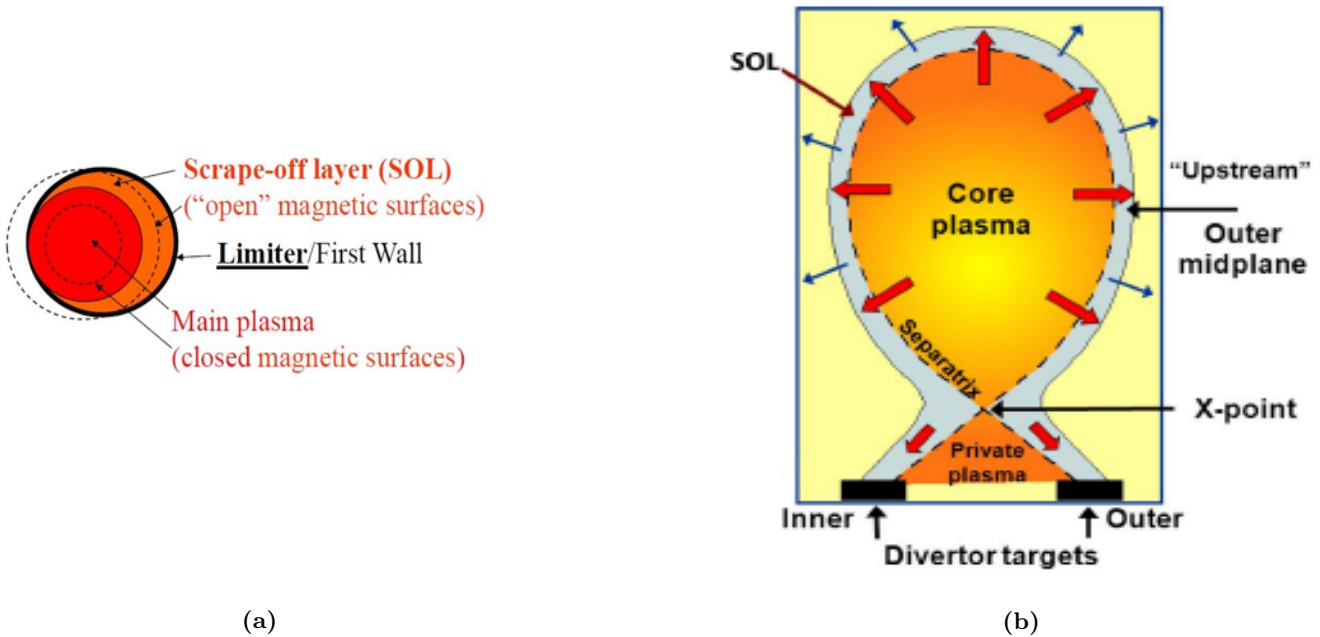


Figura 6: Forma del plasma in caso di *limiter* ((a),[3]) e in presenza di un divertore ((b), [6]).

2.5 Difficoltà e challenge

Ci sono una serie di sfide soprattutto di carattere ingegneristico che devono essere superate per realizzare un impianto a fusione, tra cui:

- progettazione del *breeding blanket*. Come si può evincere dal paragrafo 2.4.2, il *blanket* è uno dei componenti più delicati dell'impianto e non è assolutamente banale progettarlo in modo da schermare i neutroni che incidono ad energie elevatissime, garantendo al contempo di produrre il trizio necessario per l'impianto. Infatti ITER non avrà un *breeding blanket*, che sarà invece implementato in DEMO
- realizzazione di sistemi di pompaggio efficaci. Uno dei maggiori problemi in un impianto a fusione nucleare è costituito dalla presenza delle impurezze che contaminano la reazione. Le impurezze possono essere il combustibile che non ha reagito, le particelle del FW che sono state interessate da *sputtering* ma anche le *He ashes*. Infatti, le particelle α sono prodotte a 3,5 MeV, un'energia molto superiore rispetto all'energia media di deuterio e trizio ed è per questo che possono essere impiegate per riscaldare il plasma. Quando però esse raggiungono l'equilibrio termico con il plasma non sono più in grado di trasferire energia e quindi costituiscono delle impurezze. Tutte le impurezze devono quindi essere pompate via dal plasma per non aumentarne la densità al di sopra del limite di stabilità. Anche il pompaggio del trizio dal *blanket* deve essere efficace per non lasciare che esso diffonda nel *bulk* del materiale, superando in tal modo i limiti di radioattività imposti dalle normative nucleari
- garantire il mantenimento delle proprietà termofisiche dei materiali sottoposti a irraggiamento neutronico. Gli elevati flussi neutronici possono determinare diverse centinaia di *dpa* e i materiali devono essere affidabili per tutta la durata della vita utile dell'impianto. È ciò che si sta studiando in IFMIF e DONES
- progettazione dei magneti superconduttori. I magneti devono essere altamente affidabili perché sarebbe troppo oneroso sostituirli durante l'operazione dell'impianto e inoltre devono essere mantenuti a temperature criogeniche quando a pochi metri di distanza c'è un plasma a 150 milioni di gradi Celsius
- gestione dell'*heat exhaust*. Come osservato nel paragrafo 2.4.3, è necessario gestire i flussi di particelle e i flussi termici che giungono sulle piastre del divertore

3 Il divertore a metallo liquido

3.1 Vantaggi di un LMD

Come anticipato nel paragrafo 2.5, la gestione dell'*heat exhaust* e delle particelle perse dal plasma rappresenta una prerogativa fondamentale per raggiungere in tempo gli obiettivi della *roadmap* europea per la realizzazione di DEMO.

In ITER verrà installato un divertore solido in tungsteno, materiale che può resistere ad elevate temperature.

Tuttavia, un divertore solido presenta essenzialmente tre problemi che ne rendono impossibile l'applicazione in un impianto come DEMO, in cui i flussi termici e neutronici sono maggiori di quelli di ITER:

1. carichi termici elevati. Le particelle che colpiscono quello che è definito il *target* del divertore, anche se sono ad una temperatura molto minore del centro del plasma, determinano dei flussi termici sufficienti a fondere anche i metalli più altofondenti come il tungsteno. Inoltre, mentre il flusso neutronico è circa isotropo, il flusso delle altre particelle, essendo influenzate dal campo magnetico, risulta essere molto concentrato. Ciò determina diverse decine di MW/m^2 su dei *target* che per ragioni di design hanno una superficie totale intorno a $1 m^2$
2. erosione e compromissione dei materiali. L'elevato carico termico insieme allo *sputtering* e al flusso neutronico determinano ingenti danni ai componenti solidi, che dovrebbero perciò essere frequentemente sostituiti. Ciò non è sostenibile da un punto di vista economico
3. *sputtering*. È causa di impurezze che, come già sottolineato nel paragrafo 2.4.3, disperdono la potenza del plasma e spengono la reazione

Per risolvere questi problemi una delle soluzioni più promettenti in fase di studio presso DTT è quella di utilizzare un divertore a metallo liquido (LMD, *liquid metal divertor*), che consente di sfruttare il calore latente di vaporizzazione per gestire i flussi termici. Inoltre un liquido, che può essere continuamente sostituito e rigenerato, non subisce danneggiamento meccanico dai flussi di particelle e dai flussi termici.

Lo svantaggio di un LMD è costituito essenzialmente dai vapori metallici che costituiscono delle impurezze per il plasma. Se però il vapore non raggiunge il *core plasma* può avere un effetto utile in quanto, reirraggiando la potenza, diminuisce il carico termico sui PFCs (*plasma facing components*).

3.2 Considerazioni preliminari

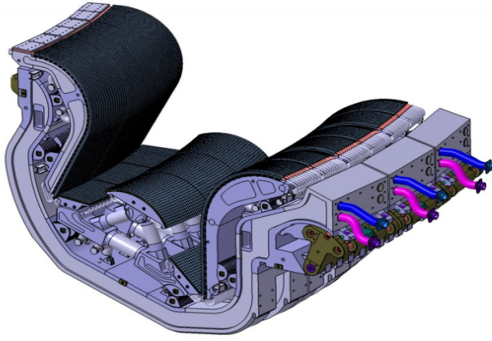
3.2.1 Scelta del metallo liquido

I numerosi esperimenti condotti sul LMD hanno individuato lo stagno e il litio liquidi come migliori candidati. I due hanno temperature di funzionamento diverse e per questo si basano su tecnologie differenti.

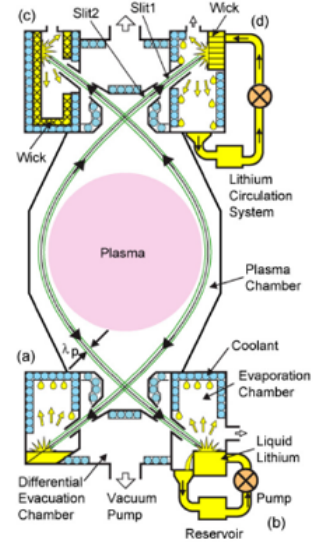
Il litio è più facile da vaporizzare rispetto allo stagno, ma allo stesso tempo disperde di meno la potenza del plasma.

3.2.2 Geometria

In ITER i *target* del divertore sono direttamente affacciati al plasma (figura 7a), quindi è necessario garantire un efficace pompaggio delle impurezze dovute allo *sputtering* per non arrestare la reazione. In caso di LMD è presente l'ulteriore problema dei vapori metallici, quindi è necessario adottare una configurazione del divertore alternativa. Una possibilità, come proposto da Nagayama (figura 7b, [7]), è quella di inserire i *target* del divertore in apposite camere in modo da consentire la condensazione dei vapori metallici sulle pareti, riducendone la quota che giunge nel *core plasma*. Le pareti delle camere devono essere dotate di sistemi di pompaggio per le impurezze come le particelle *alpha*, le quali sono riflesse sul *target*.



(a)



(b)

Figura 7: Configurazioni di divertore. La figura (a) mostra il design per ITER [8], mentre la figura (b) rappresenta i 4 modelli proposti da Nagayama [7].

Inoltre il metallo liquido può essere alloggiato in una *pool* oppure in una struttura nota come CPS, come si può osservare il figura 7b (*wick*). La CPS è una struttura porosa capillare che ha la capacità di autoregolare la quantità di metallo liquido presente al suo interno in quanto la sostituzione delle particelle è sospinta da un gradiente di pressione, che dipende dal rateo di evaporazione.

La CPS presenta inoltre il vantaggio di limitare le instabilità magneto-idronamiche che si instaurano usando un metallo liquido. Inoltre, il design della CPS deve essere tale da evitare il fenomeno della ritenzione del deuterio e del trizio nel *target*, che può determinare una notevole variazione delle proprietà termofisiche. Ciò vale soprattutto se si usa lo stagno invece del litio in quanto per il secondo, a differenza del primo, è stato osservato che le particelle di deuterio e trizio vengono praticamente riflesse.

3.2.3 Vapour shielding

Le particelle altamente energetiche del plasma, collidendo con le particelle del vapore metallico che si trovano a temperature molto inferiori, irradiano la loro energia per ionizzazione, *line radiation* e *Bremsstrahlung*. Questo effetto, detto '*vapour shielding*', riduce il flusso termico che giunge al *target* raffreddando il plasma. La riduzione del flusso termico è comunque parziale, in quanto una quota importante dell'energia reirraggiata è diretta sul *target*. Il *target* a sua volta si raffredda sfruttando il calore latente del metallo liquido.

Il *vapour shielding* è importante dal punto di vista del bilancio energetico del plasma, ma è fondamentale anche per il bilancio in massa del metallo liquido. Infatti, le particelle del plasma sono in grado di ionizzare quelle del metallo evaporato, le quali subiscono l'effetto del campo magnetico. Le particelle di metallo vengono quindi in parte trascinate dalle linee magnetiche del SOL verso il *target* favorendone una parziale rideposizione: questo fenomeno è detto *plasma entrainment effect*. Le particelle possono inoltre subire effetti di trasporto a causa del campo magnetico e processi di diffusione che formano complessivamente una sorta di nuvola di vapore e determinano un allontanamento di una frazione delle particelle dalla suddetta regione.

3.3 Design di riferimento

Il design di riferimento per l'obiettivo di questa tesi è il *target* di un LMD composto da una CPS a base di stagno liquido sviluppato in ENEA per il progetto DEMO [9]. La CPS del *target* in questione ha come matrice solida il tungsteno, che sfrutta le forze di capillarità per garantire un sostituzione efficace dello stagno ed è spessa 2 mm. Lo stagno e il tungsteno sono caratterizzati da un'ottima compatibilità, ma è presente comunque un minimo di corrosione che rende necessario l'impiego di rivestimenti di pochi micron attorno alla matrice solida.

Il componente, schematizzato in figura 8, è composto da un acciaio speciale chiamato Eurofer con funzione di sostegno e da un pozzo termico di CuCrZr, un singolo blocco con tre canali di 8 mm di diametro in cui scorre il refrigerante. Il continuo riempimento della CPS è garantito da un serbatoio in cui il metallo è mantenuto liquido grazie ad un circuito di riscaldamento a gas a circa 350 °C.

Il *target* è refrigerato ad acqua in regime turbolento con una pressione di 5 MPa e una temperatura di 140 °C, con una velocità di 12 m/s.

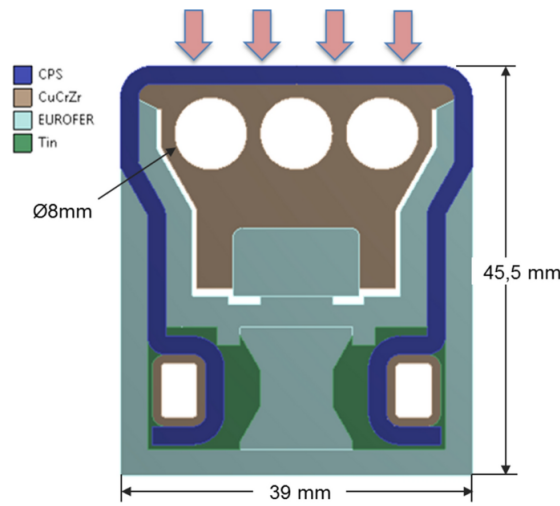


Figura 8: Design 2D schematico del modulo del LMD sviluppato da ENEA, [9]. Le frecce indicano la superficie colpita dal plasma.

Per favorire lo scambio termico con l'acqua, nei tubi sono installati dei *promoter* di turbolenza e in particolare degli inserti elicoidali con un *tape twist ratio* uguale a 2.

È fondamentale capire se il *target* così progettato sia in grado di smaltire i flussi termici, quindi è necessario effettuare un'analisi termica per verificare che i materiali mantengano le loro proprietà termofisiche.

Un altro aspetto dell'analisi termica è la verifica del regime di ebollizione nucleata. Il flusso termico ricevuto dall'acqua deve essere inferiore al flusso critico per evitare la crisi termica, condizione in cui si forma uno strato di vapore sulle pareti dei tubi che determina un crollo del coefficiente di scambio termico, con un conseguente aumento improvviso della temperatura della parete.

4 Modellazione del divertore a metallo liquido

4.1 Descrizione e ipotesi del modello

L'obiettivo di questa tesi è l'implementazione di un modello di calcolo per analizzare il comportamento transitorio del divertore a metallo liquido e del plasma che va ad impattare sulla sua superficie, con e senza *vapour shielding*.

Le ipotesi alla base del modello sono le seguenti:

- stagno come metallo liquido. Per questa tesi si è scelto di impiegare lo stagno liquido coerentemente con il design di riferimento di ENEA. Il confronto fra stagno e litio è rimandato a futuri approfondimenti
- assenza di camere del divertore. Non è obiettivo di questa tesi soffermarsi sulla configurazione delle camere in cui sono contenuti i *target*, per cui il ciclo percorso dal metallo liquido non verrà affrontato e viene rimandato ad approfondimenti futuri. Si ipotizza di poter garantire una densità tollerabile del plasma anche se c'è vapore
- fenomeni della ritenzione di deuterio e trizio e delle instabilità magneto-idrodinamiche trascurati
- regime stazionario del plasma. Infatti, rispetto alle scale di tempo che caratterizzano il *target* e il vapore, il plasma evolve in modo quasi istantaneo. Data la complessità del modello, un calcolo transitorio del plasma sarebbe troppo oneroso
- evaporazione del metallo liquido in *low evaporative regime*
- proprietà termofisiche dipendenti dalla temperatura ma non dalla pressione
- variazione delle proprietà dei materiali sotto irraggiamento neutronico trascurata

Di seguito verranno analizzati nel dettaglio i modelli della parete, del vapore e del plasma con ulteriori ipotesi semplificative.

4.2 Parete

L'analisi termica del *target* viene effettuata sulla base del design di riferimento di ENEA ([9]) attraverso un modello 1D transitorio lungo la coordinata verticale rispetto allo schema di figura 8. Una rappresentazione schematica della parete è proposta in figura 9.

L'equazione risolutiva per la conduzione transitoria 1D è la seguente:

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = k \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

dove x è la coordinata spaziale, t la coordinata temporale e ρ, c_p, k sono rispettivamente la densità, il calore specifico e la conducibilità termica.

Come anche sottolineato in [9], non interessa la porosità della CPS, che viene invece trattata come un corpo omogeneo.

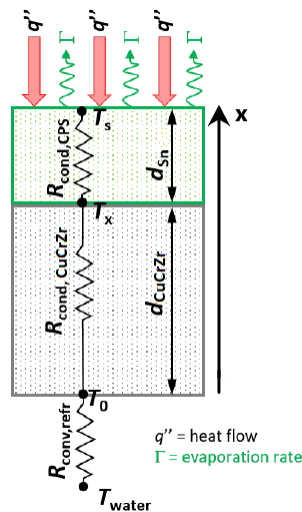


Figura 9: Schema del modello di conduzione termica della parete.

4.2.1 Geometria

La parete è costituita da due strati, la CPS e l'*heat sink* di CuCrZr. L'altezza del primo strato è fissata a 2 mm, mentre quella dello strato di CuCrZr non è direttamente ricavabile dallo schema in figura 8, in quanto la geometria è bidimensionale e non regolare. Per questo motivo, si è deciso di calcolare l'area del componente di CuCrZr e di dividerla per la lunghezza della CPS (che è nota) per ricavare un'altezza equivalente.

Per effettuare questo calcolo a priori non banale è stato implementato un modello del componente di CuCrZr su SOLIDWORKS, ricavando le quote mancanti dalla figura 8 per proporzione rispetto a quelle fornite. La funzione 'misura' di SOLIDWORKS restituisce un'area di $330,05 \text{ mm}^2$ (figura 10) che, divisa per la lunghezza della CPS pari a 39 mm, determina un'altezza di circa 8,46 mm. Questo metodo di conservazione delle aree per ricavare l'altezza equivalente non tiene conto a rigore dei meccanismi bidimensionali di scambio termico, che dovrebbero invece essere considerati dal momento che si sta approssimando un problema 2D a 1D. Un modo per risolvere tale problematica potrebbe essere quello di implementare un modello 2D con la geometria effettiva, confrontarlo con il modello 1D e definire opportuni coefficienti correttivi. Tuttavia questa procedura va oltre gli scopi di questa tesi ed è rimandata a futuri approfondimenti.

Si è deciso inoltre di trascurare l'interferenza termica tra i tubi.

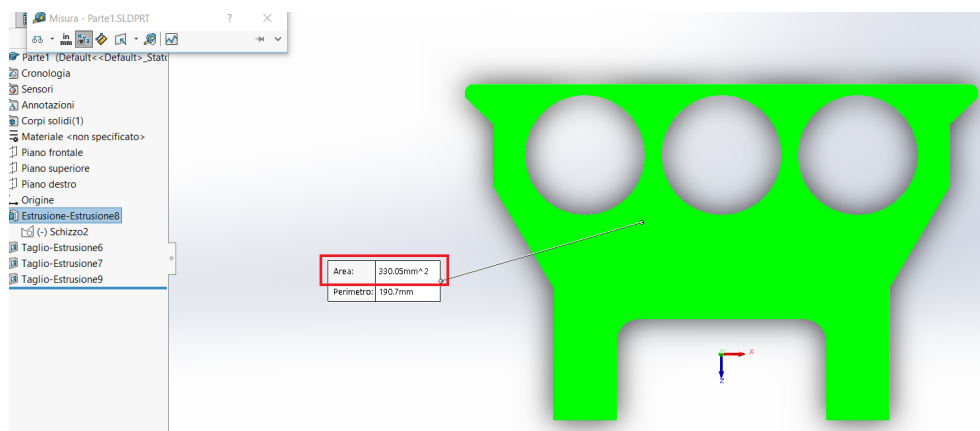


Figura 10: Modello del componente di CuCrZr implementato su SOLIDWORKS.

4.2.2 Proprietà termofisiche

Le proprietà termofisiche di ciascun materiale dipendono dalla temperatura. In particolare, le proprietà del CuCrZr sono prese da [10], mentre le proprietà della CPS possono essere calcolate attraverso una media pesata delle proprietà dello stagno liquido e della matrice solida in tungsteno, con un fattore di peso che tiene conto della frazione in volume [11]. Come suggerito da [9], il fattore in questione è uguale a 0,5. Le proprietà del tungsteno sono state ricavate sempre da [10], invece quelle dello stagno da [12], [13], [14], [15] e [16].

Si trascura la resistenza di contatto tra i due strati.

Per quanto riguarda le proprietà dell'acqua, esse sono state calcolate alla temperatura di design (140 °C) dalle tabelle di [17]. L'andamento della viscosità dinamica con la temperatura è stato ricavato da [18].

4.2.3 Condizioni al contorno

Agli estremi del dominio si devono imporre: una condizione di Robin per lo scambio convettivo con l'acqua che scorre nei tubi e una condizione di Neumann non omogenea per il nodo affacciato al plasma.

La condizione di Robin si scrive come segue:

$$k \frac{dT}{dx} \Big|_{x=0} = h \cdot (T_{x=0} - T_w)$$

dove h è il coefficiente di scambio termico e T_w la temperatura dell'acqua. La resistenza termica dovuta allo spessore del tubo viene trascurata.

Essendo le proprietà termofluidodinamiche fissate dal design di ENEA, è possibile calcolare il coefficiente di scambio termico. Le correlazioni usate per determinarlo sono: Sieder-Tate per la convezione monofase, Bergles-Rohsenow per l'onset dell'ebollizione nucleata e Thom-CEA per il regime di ebollizione nucleata [19].

Queste correlazioni devono essere opportunamente modificate per tener conto dell'inserto elicoidale, che modifica la sezione di attraversamento del fluido e la sua velocità. Per questo motivo si definiscono un diametro equivalente e una velocità come:

$$D_h = 4 \cdot \frac{\frac{\pi D^2}{4} - \delta \cdot D}{\pi D + 2D - 2\delta}$$

$$v = v_L \cdot \left(1 + \frac{\pi^2}{4r^2}\right)^{0.5}$$

dove δ è lo spessore dell'inserto, v_L la velocità longitudinale e r il *tape twist ratio*. Inoltre la correlazione di Sieder-Tate deve essere ulteriormente corretta con un fattore f . In [19] si riporta un $\delta = 0.8mm$ e $f = 1.15$.

Si ipotizza che il flusso termico sia sempre minore del flusso critico, quindi di conseguenza si ipotizza di essere lontani dalla crisi termica. Il flusso critico è stato calcolato usando la correlazione di Tong-75 modificata [19].

Il regime di deflusso dell'acqua è ipotizzato completamente sviluppato e in condizioni stazionarie.

La condizione di Neumann non omogenea corrisponde ad un flusso imposto all'estremo superiore del dominio, che è pari al flusso termico che arriva al *target* q_t'' a cui viene sottratto il calore asportato dall'evaporazione del metallo liquido.

q_t'' si calcola a partire dal flusso *upstream* del plasma $q_{//,u}$, mentre il flusso asportato dall'evaporazione si può determinare attraverso l'equazione di Hertz-Knudsen modificata:

$$\dot{m}'' = f_{redep} \cdot \eta \cdot \frac{p_v(T_s)}{N_{AV} \cdot \sqrt{2\pi m_{Sn} k_B T_s}}$$

dove \dot{m}'' è il numero di moli per unità di superficie e unità di tempo, $p_v(T_s)$ è la pressione di vapore dello stagno liquido alla temperatura superficiale, N_{AV} è il numero di Avogadro, m_{Sn} è il peso molecolare dello stagno, k_B è la costante di Boltzmann e T_s la temperatura superficiale in Kelvin. L'equazione di Hertz-Knudsen consente di calcolare il flusso molare evaporante massimo e quindi, come sottolineato anche in [20], è necessario utilizzare due coefficienti correttivi f_{redep} e η . Il primo racchiude il fenomeno dell'*entrainment* e del *backscattering*, per cui alcune particelle appena evaporate possono ridepositarsi nella fase liquida. f_{redep} dipende a rigore dalle condizioni di

plasma, ma per non complicare ulteriormente il modello viene considerato un parametro libero con valore pari a 0,9. Il secondo coefficiente tiene conto di fenomeni come la deviazione da una Maxwelliana della distribuzione delle velocità all'interfaccia vapore-liquido e della differenza delle distribuzioni di velocità per la fase vapore e per la fase condensata. In [20] si suggerisce $\eta = 1,66$ per *low evaporative regime*. In definitiva allora, indicando con h_e l'entalpia molare, all'estremo superiore del dominio di può imporre che:

$$k \frac{dT}{dx} \Big|_{x=d_{Sn}+d_{CuCrZr}} = q_t'' - \dot{m}'' \cdot h_e$$

4.3 Vapore

Nella regione antistante il *target* si accumula una certa quantità di vapore con una concentrazione volumetrica n_z .

Il vapore viene studiato attraverso un modello transitorio 0D che descrive un bilancio di particelle con un termine di sorgente dovuto all'evaporazione dal *target* e un termine di pozzo che racchiude i fenomeni di diffusione, trasporto delle particelle lungo le linee del campo magnetico ed *entrainment*. Si ipotizza dunque che il vapore sia distribuito in modo uniforme nella nube.

L'equazione che descrive tale bilancio è la seguente:

$$\frac{\partial n_z}{\partial t} = \frac{\dot{N}_{ev}}{V} - \frac{n_z}{\tau}$$

dove \dot{N}_{ev} è il numero di particelle evaporate per unità di tempo, V è il volume della nuvola e τ il tempo caratteristico di permanenza del vapore nella nube.

Per evitare il calcolo del volume della nuvola a priori non banale, il termine di sorgente si può riscrivere come segue:

$$\frac{\dot{N}_{ev}}{V} = \frac{\dot{N}_{ev}'' \cdot A_{surf}}{L_{cloud} \cdot A_{surf}} = \frac{\dot{N}_{ev}''}{L_{cloud}}$$

dove \dot{N}_{ev}'' è il numero di particelle evaporate al secondo e per unità di superficie ricavabile dall'equazione di Hertz-Knudsen e L_{cloud} è la lunghezza della nuvola. Quest'ultimo termine dipende dalle condizioni del plasma e per essere determinato richiederebbe studi più approfonditi. Per semplicità in questa tesi viene considerato un parametro libero con un valore di 2 cm.

Il termine di pozzo è proporzionale alla densità n_z in quanto maggiore è la densità del vapore maggiore sarà la sua tendenza ad allontanarsi dal *target*. Analogamente a L_{cloud} anche τ viene considerato un parametro libero pari a 1 ms, valore compatibile con i tempi scala caratteristici del trasporto di particelle nel plasma.

In definitiva l'equazione di bilancio si riscrive come:

$$\frac{\partial n_z}{\partial t} = \frac{\dot{N}_{ev}''}{L_{cloud}} - \frac{n_z}{\tau}$$

la cui soluzione analitica in un intervallo $[0, t]$ è:

$$n_z(t) = n_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{\dot{N}_{ev}'' \cdot \tau}{L_{cloud}} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

con n_0 densità volumetrica al tempo $t = 0$.

4.4 Plasma

Il modello del plasma preso in considerazione è quello di Lengyel [21], con il quale è possibile calcolare il flusso termico al *target* $q_{//,t}$, la temperatura elettronica al *target* $T_{e,t}$ e la temperatura elettronica *upstream* $T_{e,u}$. Il modello semplifica la fisica del plasma considerando solo gli elettroni responsabili della deposizione della potenza termica, in quanto più leggeri degli ioni di D e T.

Sono noti:

- il flusso termico *upstream*, che dipende dal design del tokamak. Si considera $q_{//,u} = 1,6 \cdot 10^9 \text{ W/m}^2$ dal design di DTT
- la distanza $L_{//}$ tra il *target* e il punto *upstream*. Si considera $L_{//} = 18 \text{ m}$, come in DTT
- la densità elettronica *upstream*, con $n_{e,u} = 1,3 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ come in DTT
- la concentrazione $c_z = n_z/n_{e,t}$, dove n_z è la densità del vapore ottenuta dal modello del vapore e $n_{e,t}$ è la densità elettronica del plasma al *target*. Dal momento che nei plasmi ad alta temperatura i fenomeni dissipativi sono trascurabili, si può sfruttare la conservazione della pressione per determinare la densità elettronica al *target*, cioè $n_{e,t} = n_{e,u} \cdot T_{e,u}/T_{e,t}$. Si ipotizza che la densità elettronica del plasma sia uniforme nello spazio e indipendente dalle impurezze
- la funzione di radiazione $L_z^{n_e, \tau}(T_e)$. In [22] sono disponibili i valori assunti dalla funzione di radiazione per lo stagno al variare della temperatura elettronica T_e e al variare del prodotto $n_e \cdot \tau$, dove n_e è fissata a 10^{20} m^{-3} . Per non complicare il processo di interpolazione della funzione e data la debole dipendenza della funzione da τ , $L_z^{n_e, \tau}(T_e)$ viene considerata dipendente solo da T_e e i dati considerati sono solo quelli per $\tau = 1 \text{ ms}$

Il modello di Lengyel è il seguente:

$$\begin{cases} q_{//,t} = \left(q_{//,u}^2 - 2k_{e//,0} c_z n_{e,u}^2 T_{e,u}^2 \int_t^u L_z^{n_e, \tau}(T_e) \sqrt{T_e} dT_e \right)^{1/2} \\ q_{//,t} = \gamma(n_{e,u} T_{e,u}/2) \sqrt{2T_{e,t}/m_i} \\ L_{//} = k_{e//,0} \int_t^u T_e^{5/2} / q_{//}(T_e) dT_e \end{cases}$$

Da [23] si possono ricavare $\gamma = 7$ e $k_{e//,0} = 2390 \text{ W/m/ev}^{7/2}$. m_i è il peso atomico della miscela D-T in kg e viene calcolato attraverso una media dei pesi atomici dei singoli componenti della miscela. Infine la funzione $q_{//}(T_e)$ si ricava dalla prima equazione del sistema integrando da $T_{e,t}$ ad un generico $T_{e,t} < T_e < T_{e,u}$.

È necessario specificare che $q_{//}$ è un flusso energetico cinetico parallelo alla direzione del tubo di flusso del plasma, associato quindi all'energia depositata dalle particelle. Il flusso termico che arriva al *target* comprende a rigore sia il flusso energetico cinetico sia l'irraggiamento termico del plasma, ma quest'ultimo è trascurabile rispetto al primo perché l'energia si distribuisce su una superficie molto ampia.

Per ricavare q_t'' da $q_{//,t}$ da usare nella condizione di Neumann per la parete, si deve tener conto dell'inclinazione delle linee del campo magnetico. Detta $A_{//,t}$ l'area vista dal plasma e $A_{\perp,t}$ l'area disponibile per l'impatto del plasma sul target, si può scrivere che:

$$q_t'' = \frac{q_t}{A_{\perp,t}} = \frac{q_{//,t} \cdot A_{//,t}}{A_{\perp,t}}$$

Dato che $A_{//,t} = 2\pi R_t \lambda_q (B_\theta/B)_u$ e $A_{\perp,t} = 2\pi R_t \lambda_q (B_\theta/B)_u \cdot \frac{1}{(B_\theta/B)_t} \cdot \frac{1}{\sin(\beta)}$ allora:

$$q_t'' = q_{//,t} \cdot (B_\theta/B)_t \cdot \sin(\beta)$$

dove R_t è il raggio in corrispondenza dello *strike point*, λ_q è la *power decay length* della potenza, $(B_\theta/B)_u$ è il rapporto fra la componente poloidale del campo magnetico ed il campo magnetico totale valutato *upstream*, $(B_\theta/B)_t$ è lo stesso rapporto valutato nella regione antistante il *target* e β è l'inclinazione delle linee di campo rispetto al *target* misurata su un piano poloidale.
Dal design di DTT $(B_\theta/B)_u \sim \frac{1.7}{6.2}$, $\frac{(B_\theta/B)_u}{(B_\theta/B)_t} \sim 3$ e $\beta \sim 30^\circ$.

4.5 Schema di calcolo

Il codice di calcolo in assenza di *vapour shielding* seguirà il seguente schema:

Algorithm 1: Schema dell'algoritmo in assenza di *vapour shielding*

Data: parametri geometrici, proprietà termofisiche, parametri per il calcolo del coefficiente di scambio termico, parametri l'evaporazione, flusso termico da imporre
>> discretizzazione nel tempo e nello spazio e preallocazione della matrice dei coefficienti
>> condizione iniziale: temperatura della parete al valore di temperatura del refrigerante

while *transitorio* **do**
 >> calcolo delle proprietà dipendenti dalla temperatura e definizione della matrice dei coefficienti
 if *temperatura estremo inferiore* > *temperatura di onset* **then**
 | ebollizione nucleata
 else
 | convezione monofase
 end
 >> condizioni al contorno
 >> calcolo dell'andamento della temperatura della parete
end

Invece in caso di *vapour shielding* si devono implementare i modelli di vapore e plasma, che devono essere risolti ad ogni passo di tempo per determinare il flusso da imporre al passo di tempo successivo.

Algorithm 2: Schema dell'algoritmo con *vapour shielding*

Data: parametri geometrici, proprietà termofisiche, parametri per il calcolo del coefficiente di scambio termico, parametri l'evaporazione, modello del vapore, modello del plasma
>> discretizzazione nel tempo e nello spazio e preallocazione della matrice dei coefficienti
>> condizione iniziale: temperatura della parete al valore di temperatura del refrigerante e calcolo della distribuzione di temperatura della parete al primo passo di tempo in assenza di *vapour shielding*, imponendo cioè $q_t = q_u$

while *transitorio* **do**
 >> calcolo delle proprietà dipendenti dalla temperatura e definizione della matrice dei coefficienti
 if *temperatura estremo inferiore* > *temperatura di onset* **then**
 | ebollizione nucleata
 else
 | convezione monofase
 end
 >> condizioni al contorno
 >> calcolo dell'andamento della temperatura della parete
 >> calcolo della densità volumetrica con il modello del vapore usando il flusso evaporato dal *target*, che dipende dalla sua temperatura superficiale
 >> calcolo del flusso q_t'' da usare al passo di tempo successivo con il modello di Lengyel usando la concentrazione di impurezze appena calcolata
end

4.6 Implementazione

4.6.1 Parete

Gli algoritmi sono stati implementati in MATLAB.

Per la discretizzazione spaziale dell'equazione di conduzione 1D è stato scelto il metodo delle 'differenze finite centrate' con un $\Delta x = 1 \cdot 10^{-5}$.

Per quanto riguarda la discretizzazione temporale è stato usato il metodo di 'Eulero all'indietro', che è un metodo implicito e incondizionatamente stabile, per cui la scelta del parametro di discretizzazione temporale non inficia la convergenza dell'algoritmo ma solo l'accuratezza dei risultati. Il parametro di discretizzazione è $\Delta t = 0,1$ s.

L'equazione di conduzione discretizzata tra il passo di tempo m -esimo e $(m+1)$ -esimo risulta essere:

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{T_i^{m+1} - T_i^m}{\Delta t} = k \cdot \left(\frac{T_{i-1} - 2T_i + T_{i+1}}{\Delta x^2} \right)^{m+1}$$

Ponendo $a = \frac{\alpha \Delta t}{\Delta x^2}$ con $\alpha = \frac{k}{\rho \cdot c_p}$ l'equazione può essere riscritta come:

$$-a \cdot T_{i-1}^{m+1} + (1 + 2a) \cdot T_i^{m+1} - a \cdot T_{i+1}^{m+1} = T_i^m$$

I coefficienti possono essere collocati in una matrice tridiagonale sparsa A e la soluzione si trova calcolando $T^{m+1} = A^{-1} \cdot T^m$ ad ogni passo di tempo.

La dipendenza delle proprietà dalla temperatura, racchiusa nel termine a , richiederebbe di risolvere ad ogni passo di tempo un sistema non lineare. Nell'ottica di ridurre il costo computazionale è stato implementato il metodo dei *frozen coefficients*, che consiste nel valutare le proprietà alla temperatura calcolata all'istante di tempo precedente.

La condizione di Robin viene discretizzata con le 'differenze finite in avanti' e la condizione di Neumann con le 'differenze finite all'indietro' :

$$-T_1 \cdot \left(1 + \frac{h \Delta x}{k} \right) + T_2 = -\frac{h \Delta x}{k} \cdot T_w$$

$$T_{end} - T_{end-1} = \frac{(q_t'' - \dot{m}''(T_{end}) \cdot h_e(T_{end})) \cdot \Delta x}{k}$$

Per risolvere l'equazione non lineare di Bergles-Rohsenow per il calcolo della temperatura di *onset* dell'ebollizione nucleata è stata implementata una *function* con il metodo di Newton.

4.6.2 Vapore

Per il modello del vapore è stata usata la funzione analitica esplicitata nel paragrafo 4.3.

4.6.3 Plasma

Per risolvere il sistema di equazioni non lineari del modello del plasma è stato usato il metodo di Newton e la matrice jacobiana è stata calcolata numericamente.

La matrice jacobiana risulta avere numeri di condizionamento molto elevati, per cui piccole variazioni sui dati determinano grandi variazioni sui risultati. Ciò è dovuto da un lato alla definizione del modello di Lengyel e dall'altro alla mancanza di una funzione analitica di radiazione dello stagno, rendendo necessaria l'interpolazione dei dati sperimentali ad ogni iterazione dell'algoritmo di Newton. Per risolvere parzialmente il problema è stata utilizzata la funzione **equilibrate** di MATLAB, che consente di effettuare un preconditionamento alla matrice jacobiana riducendo gli errori numerici, a spese tuttavia del costo computazionale.

5 Risultati e osservazioni

I codici sviluppati sono reperibili presso [24].

5.1 Assenza di vapour shielding

Il codice per l'analisi termica della parete del *target* in assenza di *vapour shielding* è stato implementato per diversi valori di q_t'' . I risultati sono mostrati in figura 11.

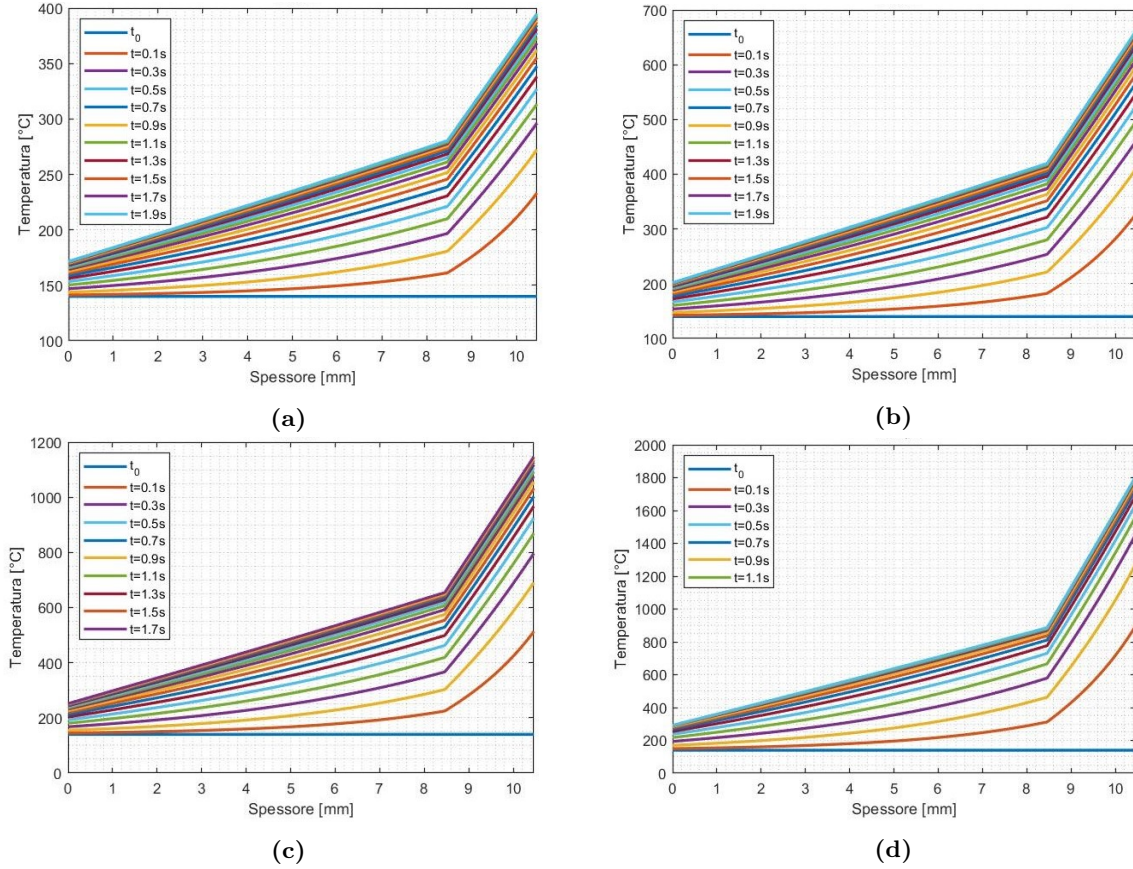


Figura 11: Profilo della temperatura del *target* nel tempo per diversi q_t'' : (a) 5 MW/m^2 , (b) 10 MW/m^2 , (c) 20 MW/m^2 , (d) 40.62 MW/m^2 .

Il codice fornisce dei risultati coerenti con la fisica del problema: essendo il dominio in questione uno strato piano privo di generazione di potenza termica volumetrica, il profilo di temperatura è lineare; dato che si tratta inoltre di una geometria multistrato, il profilo presenta una discontinuità della derivata prima all'interfaccia tra i due strati; si osserva infine il raggiungimento di uno stato stazionario asintotico.

I flussi termici scelti sono caratteristici del comportamento della macchina, in diverse fasi del suo funzionamento. In particolare, nella fase di accensione del reattore si ha secondo il design di DTT $q_{//,u} = 1.6 \cdot 10^9 \text{ MW/m}^2$, che si riduce a $q_t'' = 73,12 \text{ MW/m}^2$ tenendo conto dell'inclinazione delle linee del campo magnetico. Calcolando il flusso critico con la correlazione di Tong-75 modificata risulta che $q_{critical}'' = 49,17 \text{ MW/m}^2$, quindi è evidente che all'accensione della macchina si avrebbe la crisi termica e inoltre si violerebbe una delle ipotesi di questo modello. Per risolvere questo problema una delle tecniche più promettenti in fase di studio per DEMO è l'iniezione controllata nel plasma di gas nobili come Ar per disperdere il calore e diminuire così il carico termico. In questa tesi si è immaginato di introdurre un 'coefficiente di mitigazione del plasma' per tener conto di questo effetto. Il flusso termico imposto nella figura 11d è stato determinato attraverso un coefficiente di mitigazione di 1,8.

Un modo per effettuare la validazione di questi risultati è confrontarli con il risultato dell'analisi termica dell'articolo di riferimento per il design del *target* [9].

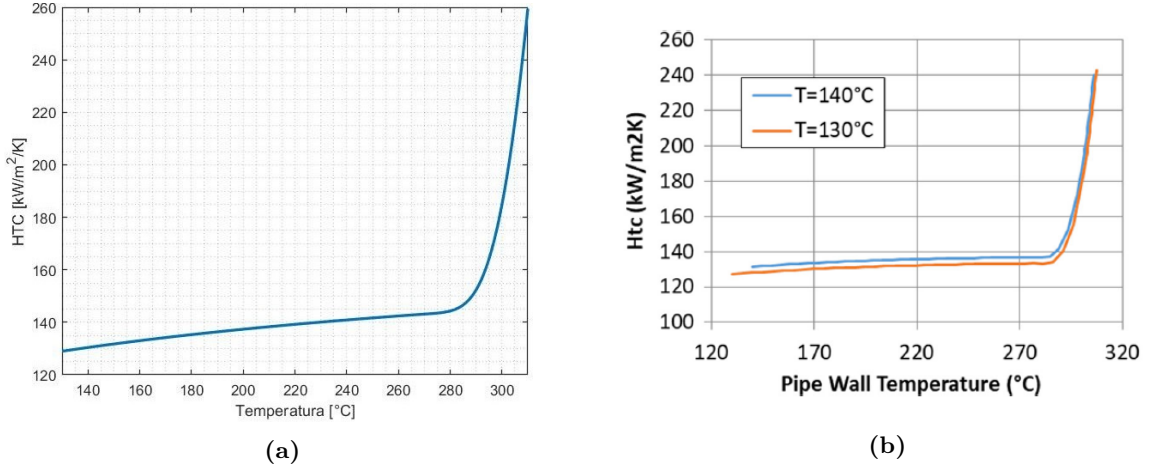


Figura 12: Andamento del coefficiente di scambio termico in funzione della temperatura interna del tubo: in (a) il risultato del codice e in (b) il risultato riportato in [9].

Come si può vedere dalla figura 12, il coefficiente di scambio termico presenta un andamento qualitativamente e quantitativamente simile a quello dell'articolo di riferimento, mentre il campo delle temperature differisce sensibilmente rispetto ai risultati del codice, come si può osservare dal confronto tra la figura 11c e la figura 13, effettuato a parità di flusso termico.

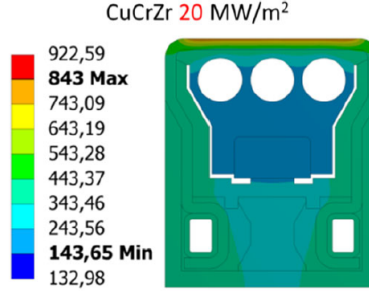


Figura 13: Campo delle temperature dall'articolo di riferimento [9].

Il motivo di una tale differenza è da ricercarsi nell'approssimazione di un fenomeno bidimensionale a monodimensionale. Inoltre, il *target* dell'articolo di riferimento presenta un design più complesso rispetto a quello considerato in questa tesi: per esempio il fatto di non aver incluso l'Eurofer nell'analisi termica potrebbe aver comportato una semplificazione eccessiva.

Inoltre può essere interessante notare che la potenza asportata grazie all'evaporazione del metallo liquido costituisce una frazione molto piccola rispetto ai flussi termici del plasma, come si può osservare in figura 14a. Il motivo è essenzialmente legato all'elevato punto di ebollizione dello stagno, che determina di conseguenza dei bassi flussi evaporativi alle temperature tipiche di funzionamento del *target* (figura 14b). Tuttavia, se questo aspetto rappresenta uno svantaggio dal punto di vista della refrigerazione del *target*, risulta essere invece vantaggioso dal punto di vista delle impurezze nel plasma, che sono quindi decisamente limitate rispetto ad esempio ad una CPS imbevuta di Li liquido.

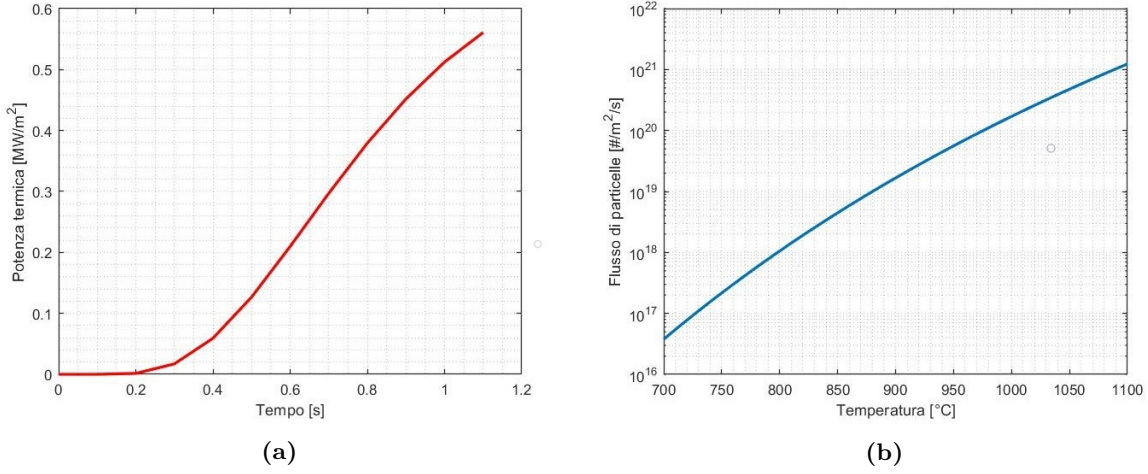


Figura 14: Evaporazione dello stagno liquido. In (a) è rappresentato il flusso asportato dall'evaporazione effettuando l'analisi termica con $40,62 \text{ MW/m}^2$, mentre in (b) è rappresentato il flusso di particelle evaporato in funzione della temperatura.

5.2 Presenza di vapour shielding

Il codice per l'analisi termica del *target* in presenza di *vapour shielding* delinea un comportamento diverso a seconda del flusso termico iniziale.

Per flussi termici iniziali minori di circa $18\text{-}19 \text{ MW/m}^2$ la temperatura raggiunge uno stato stazionario asintotico, come mostrato in figura 15 in cui si è posto un coefficiente di mitigazione pari a 4,2 e di conseguenza un $q''_{t,0} \sim 17,41 \text{ MW/m}^2$.

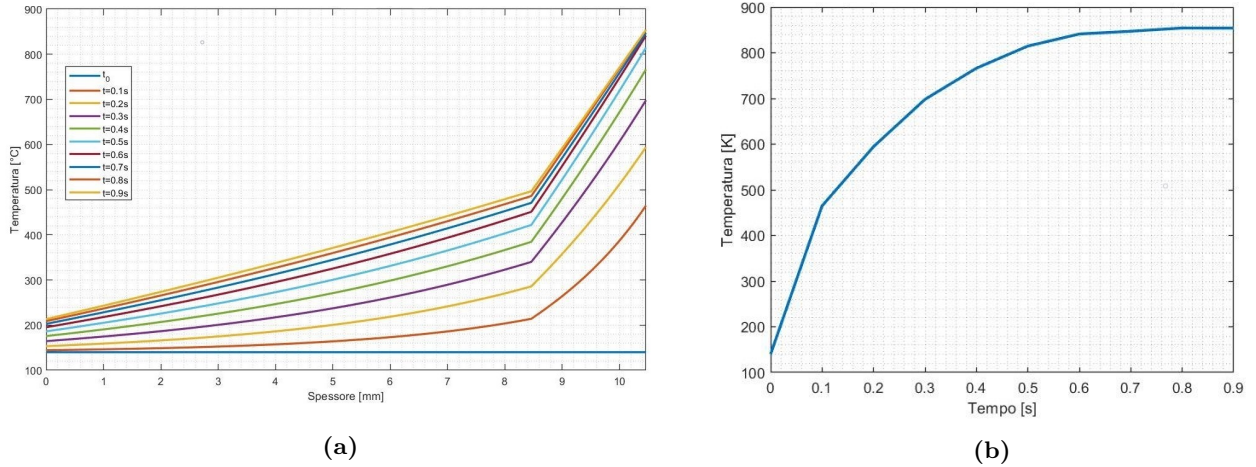


Figura 15: Risultati dell'analisi termica con un flusso termico iniziale al target di $17,41 \text{ MW/m}^2$. In (a) è rappresentato il profilo della temperatura nel tempo e in (b) l'andamento nel tempo della temperatura superficiale.

Invece per flussi maggiori di circa $18\text{-}19 \text{ MW/m}^2$ si raggiunge uno stato stazionario oscillatorio. Per esempio, fissando un coefficiente di mitigazione pari a 1,8 e di conseguenza $q''_{t,0} \sim 40,62 \text{ MW/m}^2$, si hanno le oscillazioni in figura 16.

L'instaurarsi di uno stato oscillatorio è dovuto ai meccanismi su cui si basano le interazioni plasma-parete. Infatti, un flusso termico relativamente elevato provoca l'evaporazione di molto metallo liquido aumentando la concentrazione del vapore n_z . Il vapore disperde la potenza termica grazie al reirraggiamento diminuendo così il carico termico sul *target*, che a sua volta determina l'evaporazione di una quantità di metallo liquido minore rispetto al

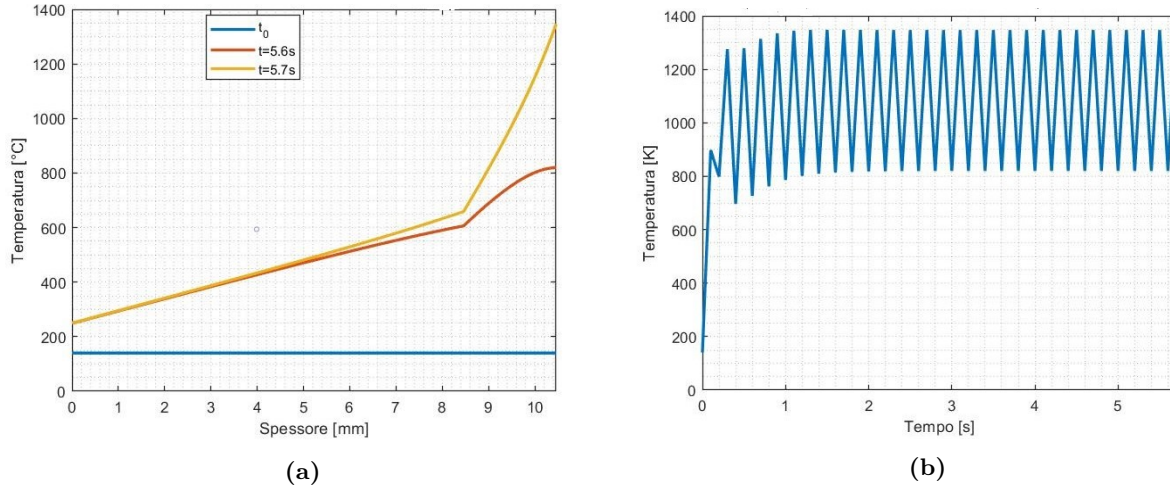


Figura 16: Risultati dell'analisi termica con un flusso termico iniziale al target di $40,62 \text{ MW/m}^2$. La temperatura a stazionario oscilla tra i due profili in (a). In (b) sono mostrate le oscillazioni della temperatura superficiale.

passo di tempo precedente e di conseguenza il vapore irraggia meno intensamente facendo aumentare di nuovo il flusso termico. Il ciclo poi si ripete.

Il comportamento oscillatorio è stato anche osservato qualitativamente negli esperimenti riportati in [25]. Ovviamente il modello implementato in questa tesi è molto semplificato, quindi sarebbero necessari studi più approfonditi per riprodurre l'andamento dei dati sperimentali.

Una possibile spiegazione del diverso comportamento a seconda del flusso termico iniziale potrebbe essere legata al rapporto tra il flusso termico del plasma e la potenza persa a causa del trasporto del metallo liquido: quando il termine dissipativo diventa dominante rispetto alla potenza depositata dal plasma si raggiunge uno stato stazionario asintotico anziché oscillatorio.

Il confronto tra i profili di temperatura di figura 16a e di figura 11d, effettuato a parità di flusso termico iniziale, evidenzia il vantaggio del *vapour shielding* che riduce il massimo di temperatura di circa 400°C o 900°C (a seconda dell'istante di tempo).

Le oscillazioni della temperatura pongono ovviamente un importante problema di resistenza dei materiali alla fatica termomeccanica. Anche questo aspetto non è stato approfondito e viene rimandato ad approfondimenti futuri.

5.3 Studio di convergenza

Per verificare l'accuratezza dei risultati sono stati effettuati degli studi di convergenza spaziale e temporale sul codice per l'analisi termica in assenza di *vapour shielding*.

5.3.1 Convergenza nello spazio

L'errore numerico, nel caso di metodi diretti, si riduce a due contributi:

- errore di discretizzazione $\epsilon_{\Delta x}$, dovuto alla discretizzazione delle derivate
- errore di troncamento ϵ_{RO} , dovuto alla rappresentazione *floating-point* dei numeri al calcolatore

Non avendo a disposizione una soluzione analitica, per calcolare $\epsilon_{\Delta x}$ è necessario calcolare l'errore rispetto alla soluzione più accurata, ipotizzando che quest'ultima corrisponda alla soluzione con il Δx minore. Questa ipotesi è

valida se l'errore associato a tale Δx si trova fuori dalla zona dell'errore di troncamento, di cui è possibile calcolare solo il limite superiore:

$$UB = \frac{\text{condest}(A)}{1 - \text{condest}(A) \cdot \text{eps}} \cdot 2\text{eps}$$

dove **condest** è la funzione MATLAB per il calcolo del numero di condizionamento della matrice A e eps è l'errore di macchina, che in MATLAB vale $2.2e - 16$.

Lo studio di convergenza è stato condotto facendo variare Δx da valori minori a valori maggiori, calcolando ogni volta l'errore come:

$$\epsilon_{\Delta x} = \frac{|TT_{ref} - TT|}{|TT - T0|}$$

dove TT_{ref} è il vettore delle temperature calcolato usando la griglia più fine, TT è il vettore delle temperature calcolato usando griglie sempre meno fini e $T0$ è una temperatura di riferimento, corrispondente a quella del refrigerante, necessaria per garantire l'indipendenza dell'errore dalla scala di temperatura usata.

Il risultato è mostrato in figura 17. Nel grafico è possibile notare che il Δx scelto, che garantisce una tolleranza relativa sui risultati inferiore a 10^{-3} , è lontano dalla zona dell'errore di troncamento. Inoltre si vede che l'ordine di convergenza è inferiore a 2, anche se ci si poteva aspettare un ordine pari proprio a 2 in quanto l'equazione di conduzione è stata discretizzata usando le differenze finite centrate. Il motivo è legato all'uso delle differenze finite all'indietro e in avanti usate per discretizzare le condizioni al contorno.

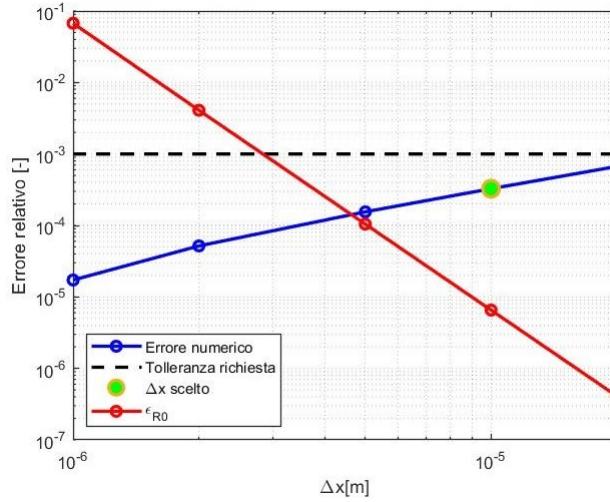


Figura 17: Studio di convergenza spaziale.

5.3.2 Convergenza nel tempo

Lo studio di convergenza nel tempo deve essere effettuato lontano dallo stato stazionario, in cui sarebbe privo di senso e infatti è stato condotto a 1 s dall'inizio del transitorio, in cui ancora non si è ancora raggiunto lo stato asintotico (figura 11c).

Lo studio di convergenza consiste nel calcolare la soluzione prendendo diversi Δt e calcolando l'errore rispetto alla soluzione più raffinata, cioè quella con il Δt minore.

L'errore è stato definito come:

$$\epsilon_{\Delta t} = \frac{|T_{new_ref} - T_{new}|}{|T_{new_ref} - T0|}$$

dove $T_{new_{ref}}$ è la massima temperatura calcolata all'istante finale (1 s) usando il Δt minore, T_{new} è il massimo calcolato con Δt diversi e T_0 è una temperatura di riferimento. Il risultato è mostrato in figura 18.

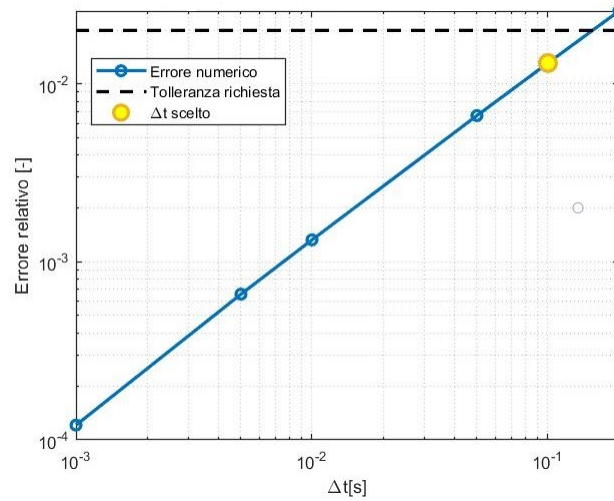


Figura 18: Studio di convergenza temporale.

Dalla figura è possibile vedere che, coerentemente con il metodo di Eulero all'indietro usato, l'ordine di convergenza è pari a 1. Inoltre, il Δt scelto garantisce un'accuratezza minore di $2 \cdot 10^{-2}$ e se si volesse una migliore accuratezza basterebbe scegliere un Δt minore, a spese tuttavia del costo computazionale.

6 Conclusioni

Il modello di calcolo auto-consistente che è stato sviluppato ha prodotto dei risultati consistenti con la fisica del problema e con i metodi di calcolo, dimostrando la validità del divertore a metallo liquido nei futuri impianti a fusione. L'accuratezza dei risultati è stata dimostrata dagli studi di convergenza spaziale e temporale.

I risultati ottenuti non hanno tuttavia la pretesa di riprodurre l'andamento dei dati sperimentali né di costituire un riferimento per l'analisi termica del *target* in quanto molti fenomeni non sono stati presi in considerazione e sono state effettuate numerose ipotesi semplificative. Ciononostante, i modelli che sono stati sviluppati consentono, pur in maniera semplificata, di comprendere i fenomeni fisici che si manifestano, alcuni dei quali non possono magari essere previsti a priori. Un esempio è il raggiungimento di uno stato stazionario asintotico oppure oscillatorio della temperatura del *target* a seconda del flusso termico iniziale.

Comunque è sempre possibile rilassare le ipotesi e condurre studi più approfonditi.

Questa tesi ha inoltre segnalato il problema del mal condizionamento del modello del plasma e la sua risoluzione può costituire una base di partenza per studi futuri.

7 Ringraziamenti

In questa sezione vorrei dedicare poche righe alle persone che hanno contribuito direttamente o indirettamente alla realizzazione di questa tesi.

Innanzitutto desidero ringraziare la mia famiglia e in particolare i miei genitori, che mi hanno sostenuto materialmente e soprattutto moralmente in questi tre anni di studi universitari, soprattutto nei momenti più difficili. Senza di loro e senza i loro preziosi consigli non sarei arrivato fin qui. Grazie soprattutto per i valori che mi avete trasmesso, che sono per me imprescindibili e vengono prima di qualunque aspirazione professionale.

Ringrazio il prof. Fabio Subba e l'Ing. Giuseppe Francesco Nallo per la grande disponibilità dimostrata durante lo svolgimento di questa tesi.

Ringrazio infine non per ultimi tutti coloro che hanno creduto in me e che mi hanno supportato (nonché sopportato) da sempre, amici, colleghi, familiari, docenti e in modo particolare la mia fidanzata Martina.

Riferimenti bibliografici e sitografici

- (1) Ritchie, H.; Roser, M. Energy. *Our World in Data* **2020**, <https://ourworldindata.org/energy>.
- (2) Brundtland, G. H.; Khalid, M., et al., *Our common future*; Oxford University Press, Oxford, GB: 1987.
- (3) Dulla, S.; Bonifetto, R.; Zanino, R., *Materiale del corso di Elementi di ingegneria nucleare*; Politecnico di Torino: a.a 2020-2021.
- (4) Federici, G.; Siccino, M.; Kembleton, R. Overview of the DEMO Design-Staged Approach in Europe. *Fusion Engineering and Design*, vol. to be published in **2019**.
- (5) Boccaccini, L. V., *Oral presentation at Politecnico di Torino*, 2016.
- (6) Pitts, R.; Carpentier, S.; Escourbiac, F.; Hirai, T.; Komarov, V.; Kukushkin, A.; Lisgo, S.; Loarte, A.; Merola, M.; Mitteau, R., et al. Physics basis and design of the ITER plasma-facing components. *Journal of Nuclear Materials* **2011**, *415*, S957–S964.
- (7) Nagayama, Y. Liquid lithium divertor system for fusion reactor. *Fusion engineering and design* **2009**, *84*, 1380–1383.
- (8) ITER-the way to new energy, visitato il: 09-08-2021, <https://www.iter.org/>.
- (9) Rocella, S.; Dose, G.; de Luca, R.; Iafra, M.; Mancini, A.; Mazzitelli, G. CPS based liquid metal Divertor Target for EU-DEMO. *Journal of Fusion Energy* **2020**, *39*, 462–468.
- (10) Davis, J.; Smith, P. ITER material properties handbook. *Journal of Nuclear Materials* **1996**, *233-237*, 1593–1596.
- (11) Morgan, T.; Vertkov, A.; Bystrov, K.; Lyublinski, I.; Genuit, J.; Mazzitelli, G. Power handling of a liquid-metal based CPS structure under high steady-state heat and particle fluxes. *Nuclear Materials and Energy* **2017**, *12*, Proceedings of the 22nd International Conference on Plasma Surface Interactions 2016, 22nd PSI, 210–215.
- (12) Sharafat, S.; Ghoniem, N. Summary of thermo-physical properties of sn, and compounds of Sn-H, Sn-O, Sn-C, Sn-Li, and Sn-Si and comparison of properties of Sn, Sn-Li, Li, and Pb-Li. *Report SS/NG: UCLA-UCMEP-00-31 (UCLA, 2000)* **2000**.
- (13) Assael, M. J.; Kalyva, A. E.; Antoniadis, K. D.; Michael Banish, R.; Egry, I.; Wu, J.; Kaschnitz, E.; Wakeham, W. A. Reference data for the density and viscosity of liquid copper and liquid tin. *Journal of Physical and Chemical Reference Data* **2010**, *39*, 033105.
- (14) Oleinik, K.; Bykov, A.; Pastukhov, E. Refinement of the thermophysical properties of liquid tin at high temperatures. *Russian Metallurgy (Metally)* **2018**, *2018*, 110–113.
- (15) Savchenko, I.; Stankus, S. V.; Agadjanov, A. S. Measurement of liquid tin heat transfer coefficients within the temperature range of 506–1170 K. *High Temperature* **2011**, *49*, 506–511.
- (16) Alcock, C.; Itkin, V.; Horrigan, M. Vapour pressure equations for the metallic elements: 298–2500K. *Canadian Metallurgical Quarterly* **1984**, *23*, 309–313.
- (17) Incropera, F. P.; DeWitt, D. P.; Bergman, T. L.; Lavine, A. S., et al., *Fundamentals of heat and mass transfer*; Wiley New York: 1996; Vol. 6.
- (18) Likhachev, E. Dependence of Water Viscosity on Temperature and Pressure. *Technical Physics* **2003**, *48*.
- (19) Carli, S., *SOLPS-ITER simplified heat transfer model for plasma facing components*; Politecnico di Torino: 2017.
- (20) Safarian, J.; Engh, T. A. Vacuum evaporation of pure metals. *Metallurgical and Materials Transactions A* **2013**, *44*, 747–753.
- (21) Moulton, D.; Stangeby, P.; Bonnin, X.; Pitts, R. Comparison between SOLPS-4.3 and the Lengyel Model for ITER baseline neon-seeded plasmas. *Nuclear Fusion* **2021**, *61*, 046029.
- (22) Pütterich, T.; Fable, E.; Dux, R.; O’Mullane, M.; Neu, R.; Siccino, M. Determination of the tolerable impurity concentrations in a fusion reactor using a consistent set of cooling factors. *Nuclear Fusion* **2019**, *59*, 056013.
- (23) Stangeby, P. C. et al., *The plasma boundary of magnetic fusion devices*; Institute of Physics Pub. Philadelphia, Pennsylvania: 2000; Vol. 224.

- (24) Erroi, M. Vapour-shielding , 2021, <https://github.com/MattiaEroi/Vapour-shielding.git>.
- (25) Van Eden, G.; Kvon, V.; Van De Sanden, M.; Morgan, T. Oscillatory vapour shielding of liquid metal walls in nuclear fusion devices. *Nature communications* **2017**, *8*, 1–10.