

UNIVERSITÀ POLITECNICA DELLE MARCHE

Facoltà di Ingegneria

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica



STUDIO MULTIFASE DELLA CONTROPRESSIONE ALLO SCARICO DI UN MOTORE NAVALE BITURBO CON SISTEMA SCR

MULTIPHASE STUDY OF BACKPRESSURE AT THE OUTLET
OF A TWIN-TURBO MARINE ENGINE WITH SCR SYSTEM

Relatore:

Prof. Michele Germani

Correlatori:

Prof. Andrea Crivellini

Ing. Gianluca Ciniero

Tesi di Laurea di:

Carlo Maria Baldassari

Anno Accademico 2020-2021

A mio nonno.

Lavoro svolto in collaborazione con:

CRAV



FERRETTIGROUP

PASSION. INNOVATION. EXCELLENCE.

Sommario

Il presente lavoro nasce con lo scopo di analizzare la contropressione nel condotto di scarico del motore di uno yacht, verificando il rispetto dei limiti imposti dall'azienda costruttrice. Poiché nel condotto sono presenti contemporaneamente i gas di scarico e l'acqua di mare proveniente dal circuito di raffreddamento, l'analisi è stata impostata con un approccio di tipo multifase. Questa miscela bifase composta da gas e liquido viene scaricata durante la navigazione al di sotto del pelo libero dell'acqua, sfruttando la depressione generata nella sezione di uscita dalla conformazione della cuffia di scarico. Il valore di questa depressione è stato calcolato numericamente tramite un software commerciale di fluidodinamica computazionale, simulando il moto dell'intero scafo all'interno di un predefinito dominio di fluido. Ricavata dunque la pressione nella sezione di uscita e calcolate le perdite di carico lungo il condotto, è stato possibile determinare il valore della pressione a valle delle turbine che costituiscono i due turbocompressori.

Indice

Introduzione	7
1 Flussi multifase	12
1.1 Regimi di flusso.....	12
1.1.1 Flusso in tubazioni orizzontali.....	13
1.1.2 Flusso in tubazioni verticali.....	17
1.2 Grandezze caratteristiche.....	20
1.3 Perdite di carico.....	23
1.3.1 Flussi bifase omogenei.....	24
1.3.2 Flussi bifase separati.....	26
2 Emissioni allo scarico	31
2.1 Emissioni dei motori diesel.....	31
2.1.1 Ossidi di carbonio.....	31
2.1.2 Ossidi di azoto.....	32
2.1.3 Ossidi di zolfo.....	34
2.1.4 Idrocarburi incombusti.....	34
2.1.5 Particolato.....	35
2.2 Riduzione catalitica selettiva.....	37

3	Caratteristiche dello yacht	39
3.1	Descrizione generale.....	39
3.2	Specifiche del motore.....	40
3.3	Impianto di scarico.....	46
4	Fluidi analizzati	50
4.1	Gas di scarico.....	50
4.2	Acqua di mare.....	55
	4.2.1 <i>Densità</i>	55
	4.2.2 <i>Viscosità dinamica</i>	57
5	Simulazione CFD	60
5.1	Modello CAD dello scafo.....	60
5.2	Definizione del dominio di fluido.....	66
5.3	Generazione della mesh.....	69
5.4	Impostazioni della simulazione.....	76
5.5	Pressione a valle della cuffia.....	80
6	Calcolo della contropressione	85
6.1	Approccio al calcolo.....	85
6.2	Contropressione a valle del riser.....	88
6.3	Contropressione a valle delle turbine.....	98
6.4	Analisi dei risultati.....	104
	Conclusione	107
	Bibliografia	108

Introduzione

In questi anni il settore marittimo si trova impegnato a far decollare la quarta rivoluzione della propulsione navale, dopo quella del vento, quella del carbone e quella del petrolio. Per affrontare questa transizione energetica l'industria dello *shipping* sta adottando diverse strategie, con l'obiettivo comune di abbattere le emissioni di sostanze inquinanti e rendere il trasporto per mare più sostenibile a livello ambientale.

Attualmente il trasporto marittimo produce infatti il 33% di tutte le emissioni da combustibili fossili attribuibili al commercio e circa il 3% del totale di emissioni di anidride carbonica. Secondo uno studio pubblicato dalla Commissione Parlamentare Europea per l'ambiente, senza misure mitiganti la percentuale di CO₂ potrebbe anche raggiungere il 17% entro il 2050. Inoltre, il trasporto marittimo pesa per più del 10% sulle emissioni globali di ossidi di zolfo (SO_x) e ossidi di azoto (NO_x), gas dannosi sia per l'uomo che per l'ecosistema marino.

Per ridurre l'impatto ambientale del settore si può agire su due fronti: aumentare l'efficienza energetica delle navi e utilizzare carburanti puliti di nuova generazione. Rendere le navi più efficienti da un punto di vista energetico può abbattere le emissioni fino al 55%: oltre a migliorare il rendimento complessivo dei motori si può intervenire per ridurre l'attrito con l'acqua e quindi consumare meno carburante. Un'interessante soluzione è rappresentata dalla "lubrificazione ad aria", che prevede la formazione sotto lo scafo di uno strato costituito da tante piccole bolle di aria compressa. Facilitando lo scorrimento sull'acqua, si stima che

un sistema di questo tipo possa far diminuire le emissioni anche del 10%, ma risulta adatto solo alle navi con carena piatta.

I sistemi di propulsione a zero emissioni oggi non sono disponibili nelle quantità necessarie per raggiungere subito la completa decarbonizzazione del settore, oltre a presentare diverse criticità legate a limiti tecnici ancora non del tutto superati. L'applicazione su larga scala di una propulsione completamente elettrica sembra essere un obiettivo difficilmente raggiungibile nel breve periodo. Le navi sono sistemi estremamente energivori e quindi non sarebbe facile soddisfare l'intero fabbisogno di energia installando a bordo i sistemi di accumulo attualmente in commercio.

In molti stanno quindi puntando sulle *fuel cell*, dispositivi di conversione elettrochimica in grado di generare energia elettrica senza combustione, ossidando un combustibile facilmente ionizzabile come l'idrogeno con un comburente come l'ossigeno. È possibile utilizzare combustibili diversi (come metano, metanolo, etanolo e acido formico), ma le difficoltà non mancano dal momento che i costi risultano ancora elevati e la normativa di riferimento ancora allo stato embrionale.

Dai recenti studi è emerso che le opzioni migliori per ridurre l'impatto ambientale sono dunque l'idrogeno e l'ammoniaca, purché per la loro produzione vengano chiaramente usate fonti di energia rinnovabile. Per rendere queste tecnologie applicabili su larga scala ed economicamente vantaggiose saranno necessari nei prossimi anni ingenti investimenti in termini di ricerca e sviluppo e la pianificazione di una filiera industriale per l'approvvigionamento delle risorse. Idrogeno e ammoniaca verde hanno infatti una densità energetica molto inferiore rispetto al petrolio: le navi dovrebbero consumare volumi di combustibile fino a cinque volte superiori agli attuali. Se la totalità delle navi funzionasse ad ammoniaca verde occorrerebbe più che triplicarne la produzione, impiegando circa 750 GW di energia pulita: in pratica il solo settore navale consumerebbe il 60% dell'attuale produzione da fonti rinnovabili. Inoltre, si presenterebbero problemi di sicurezza associati allo stoccaggio e al rifornimento di combustibile, che costringerebbero a rinnovare completamente le attuali infrastrutture.

In alternativa si può pensare ad un suggestivo ritorno alla propulsione velica, che, accoppiata ai tradizionali motori endotermici, può ridurre fino al 30% il consumo di carburante. In tal senso sono in fase di studio diversi prototipi con grandi vele metalliche simili alle ali degli aerei oppure vele sospese come aquiloni e deltaplani, collegate con un cavo alla prua della nave. Un'altra soluzione è rappresentata dai rotori Flettner: alti cilindri verticali che, ruotando, sfruttano l'effetto Magnus per generare una spinta perpendicolare al proprio asse di rotazione.

Se si escludono i sistemi precedenti, non resta che la propulsione con energia nucleare, tuttavia solo pochi governi al mondo considerano questa soluzione politicamente accettabile, nonostante sia di fatto una fonte di energia a zero emissioni.

L'Unione Europea si sta adoperando per includere dal 2022 i trasporti navali nel sistema internazionale di scambio dei diritti sulla CO₂. Anche gli Stati Uniti hanno annunciato il loro sostegno alle misure in atto, per provare a raggiungere nei prossimi anni il traguardo delle zero emissioni nette in questo settore. L'IMO (*International Maritime Organisation*) ha infatti definito nel 2018 degli obiettivi ambiziosi: dimezzare entro il 2030 le emissioni di gas nocivi rispetto ai valori del 2008 per poi abatterle del 90% entro il 2050. La riduzione delle emissioni di ossidi di azoto, imposta con l'applicazione del Tier III, rappresenta oggi una sfida importante per l'intero settore marittimo, compresa la nautica da diporto.

Nel 2020 il primo cantiere navale in Italia ad ottenere la certificazione IMO Tier III è stato CRN, per il superyacht full-custom di 62 metri in acciaio e alluminio M/Y 137. Si tratta di un importante risultato per il Gruppo Ferretti, che premia una strategia industriale fortemente incentrata sul rispetto dell'ambiente e sullo sviluppo sostenibile. Questo progetto, sviluppato e coordinato dal team di ingegneri dell'ufficio tecnico di CRN, ha reso possibile l'attuazione della norma tramite l'installazione nell'impianto di scarico del sistema ausiliario SCR (*Selective Catalytic Reduction*) in grado di abbattere gli NO_x attraverso un processo chimico. La stessa tecnologia è stata applicata anche ad altri superyacht attualmente in costruzione presso il cantiere CRN: il M/Y 141, il M/Y 139 e il M/Y 138, oggetto di questa tesi.

Le principali difficoltà associate alla progettazione dei sistemi di scarico per queste tipologie di yacht risiedono nel dover scaricare i gas combusti al di sotto della superficie del mare, per garantire il massimo comfort a bordo. Uno scarico subacqueo, infatti, permette di ridurre la circolazione aerea di gas nocivi e maleodoranti, con un conseguente miglioramento della qualità dell'aria nei pressi dello yacht. Un altro vantaggio di questa soluzione consiste nella completa eliminazione dei depositi carboniosi sullo scafo in prossimità della sezione di uscita del condotto di scarico, sempre meno tollerati dagli armatori di yacht di lusso. Da non sottovalutare è anche il miglioramento del comfort di bordo associato alla forte riduzione del rumore e delle vibrazioni percepite, dal momento che l'acqua di mare funge da smorzatore delle onde di pressione provenienti dal motore.

Coniugare queste esigenze con le nuove limitazioni sulle emissioni di gas nocivi non è affatto semplice. Inserendo nell'impianto di scarico sistemi di post-trattamento dei gas combusti, le perdite di carico aumentano notevolmente e quindi diviene opportuno verificare il rispetto dei limiti di contropressione imposti dal produttore del motore. All'aumentare della pressione allo scarico, infatti, si riduce il coefficiente di riempimento e quindi la potenza specifica erogata dal motore, con un conseguente peggioramento delle prestazioni.

Per agevolare la fuoriuscita dei gas combusti si prevede nella parte terminale del condotto di scarico l'installazione di una cuffia, imbullonata con una flangia allo scafo. Questo componente dalla forma complessa viene appositamente progettato per creare una depressione nella sezione di uscita del condotto quando lo yacht è in navigazione, sfruttando le leggi della fluidodinamica per i corpi tozzi. Per determinare la superficie esterna della cuffia sono infatti necessari numerosi studi e simulazioni CFD in grado di prevedere le turbolenze e le fluttuazioni di pressione attorno ad essa, in modo da garantire in ogni condizione la corretta espulsione dei gas di scarico.

Un'ulteriore complicazione nella progettazione di questi sistemi deriva dal fatto che, per ridurre la temperatura dei gas combusti, viene fatta confluire nella stessa tubazione l'acqua di mare proveniente dal circuito di raffreddamento del motore. Così facendo, viene a formarsi all'interno del condotto di scarico una miscela

bifase composta da gas e liquido che scambiano fra loro calore fino a raggiungere teoricamente l'equilibrio termico. Come si può facilmente intuire, l'inserimento di un secondo fluido introduce un ulteriore aumento delle perdite di carico lungo la tubazione, che va considerato in fase di progetto dell'impianto. Questo valore Δp è stato finora ricavato sperimentalmente oppure calcolato numericamente con appositi software, poiché risulta assente in letteratura una trattazione analitica del fenomeno con applicazioni specifiche al settore navale.

In questa tesi si è cercato di affrontare per la prima volta in maniera analitica il problema, sfruttando i contributi provenienti da altri settori in cui i flussi multifase sono costantemente presenti, come il settore dell'energia nucleare e quello dell'*Oil & Gas*. Prendendo dunque spunto dagli studi condotti sui reattori nucleari ad acqua bollente, in cui coesistono sempre due fasi, e dagli studi sulle tubazioni per il trasporto di idrocarburi in fase gassosa e liquida, è stato ottenuto un valore di pressione in accordo con i dati forniti dal produttore.

Nel Capitolo 1 di questo elaborato viene introdotta la teoria dei flussi multifase, che verrà poi applicata nel Capitolo 6 per calcolare la contropressione nel condotto di scarico in esame. Nel Capitolo 2, invece, vengono analizzate le diverse sostanze inquinanti che compongono i gas di scarico, le cui proprietà termodinamiche saranno discusse nel Capitolo 4. All'interno di quest'ultimo capitolo si trova anche un approfondimento sulle proprietà dell'altro fluido presente nel sistema, vale a dire l'acqua di mare. Le caratteristiche dell'impianto di scarico sono riportate in dettaglio nel Capitolo 3, assieme alle specifiche tecniche del motore che produce i gas combustibili. Nel Capitolo 5 viene indicata la procedura seguita per la simulazione CFD, da cui si ricava il valore di depressione a valle della cuffia usato come input per il calcolo della contropressione nel Capitolo 6.

Capitolo 1

Flussi multifase

1.1 Regimi di flusso

Gran parte dei flussi che si incontrano in natura e in ingegneria sono in realtà una miscela di diversi componenti e diverse fasi. La termodinamica classica definisce una fase come uno stato macroscopico della materia omogeneo per composizione chimica e proprietà fisiche. Una fase è caratterizzata da una struttura molecolare omogenea ovunque, distinta e separata da quella delle altre fasi tramite superfici di contorno ben definite. Le tre differenti fasi in cui può presentarsi la materia sono dunque: solida, liquida e gassosa.

All'interno dello stesso sistema termodinamico possono coesistere più fasi di un unico composto (miscela multifase monocomponente), oppure diversi composti con la stessa fase (miscela monofase multicomponente). Una miscela acqua-vapore sarà quindi bifase monocomponente, mentre acqua e olio costituiscono una miscela monofase bicomponente.

I flussi multifase possono essere suddivisi in due categorie: flussi bifase, in cui coesistono solo due fasi, e flussi trifase, in cui sono presenti contemporaneamente solido, liquido e gas. A loro volta, i flussi bifase possono essere classificati in base alle varie combinazioni disponibili, come indicato in Fig. 1.1.

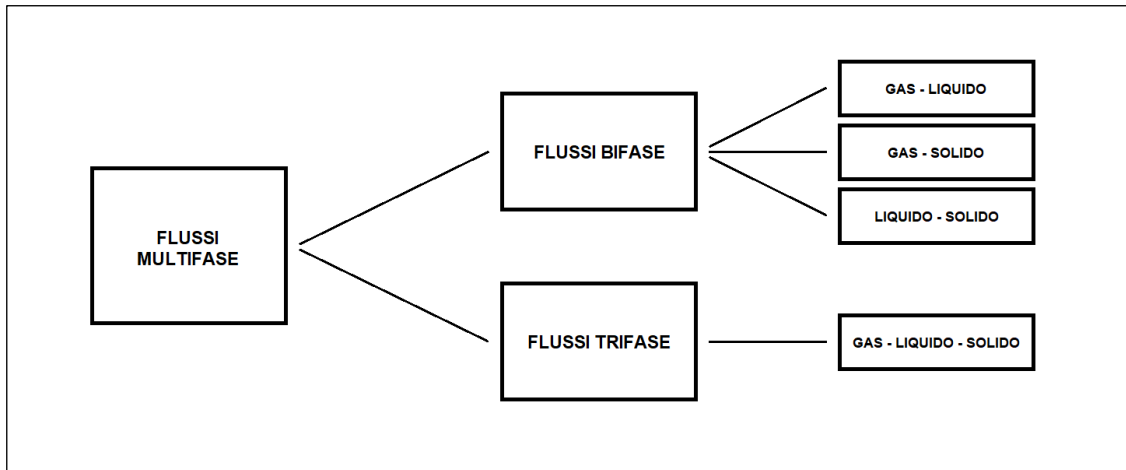


Fig. 1.1: Classificazione dei flussi multifase

Nei flussi gas-liquido si possono avere differenti distribuzioni, come bollicine di gas disperse nel liquido, goccioline di liquido trasportate dal gas, flussi completamente separati fra le due fasi, ecc. Situazioni di questo tipo si incontrano comunemente all'interno di oleodotti o nei reattori nucleari ad acqua bollente. Nei flussi gas-solido, invece, si ha di solito un flusso continuo di gas con le particelle solide in sospensione; tipiche applicazioni industriali sono i trasportatori pneumatici impiegati per il trasporto di sabbia. Anche per i flussi liquido-solido si considera la fase solida dispersa nel fluido; distribuzioni di questo tipo si riscontrano ad esempio nel trasporto di minerali e fanghi. Per quanto riguarda i flussi trifase, invece, una modellizzazione come sopra risulta molto complessa, dal momento che i contributi di tutte le fasi si sommano.

Trascurando la fase solida, nel seguito verranno approfondite le diverse tipologie di deflusso di una miscela bifase gas-liquido all'interno di una tubazione in pressione. Il verificarsi di un particolare regime di flusso dipende dalla portata, dalle condizioni termodinamiche in cui si trovano le singole fasi e dalle caratteristiche dell'impianto nel quale fluiscono.

1.1.1 Flusso in tubazioni orizzontali

Il comportamento di una miscela bifase gas-liquido in moto dentro un condotto in pressione che si sviluppa orizzontalmente presenta aspetti complessi.

Tuttavia è possibile ricondurre tali comportamenti a sei diversi regimi di flusso che si possono instaurare all'interno della tubazione, di seguito rappresentati in Fig. 1.2. Queste diverse tipologie di deflusso, comprovate da evidenze sperimentali, sono il frutto dell'interazione fra la fase liquida e quella gassosa in determinate condizioni operative. Al variare delle proprietà del sistema, si assisterà ad una transizione da un regime all'altro.

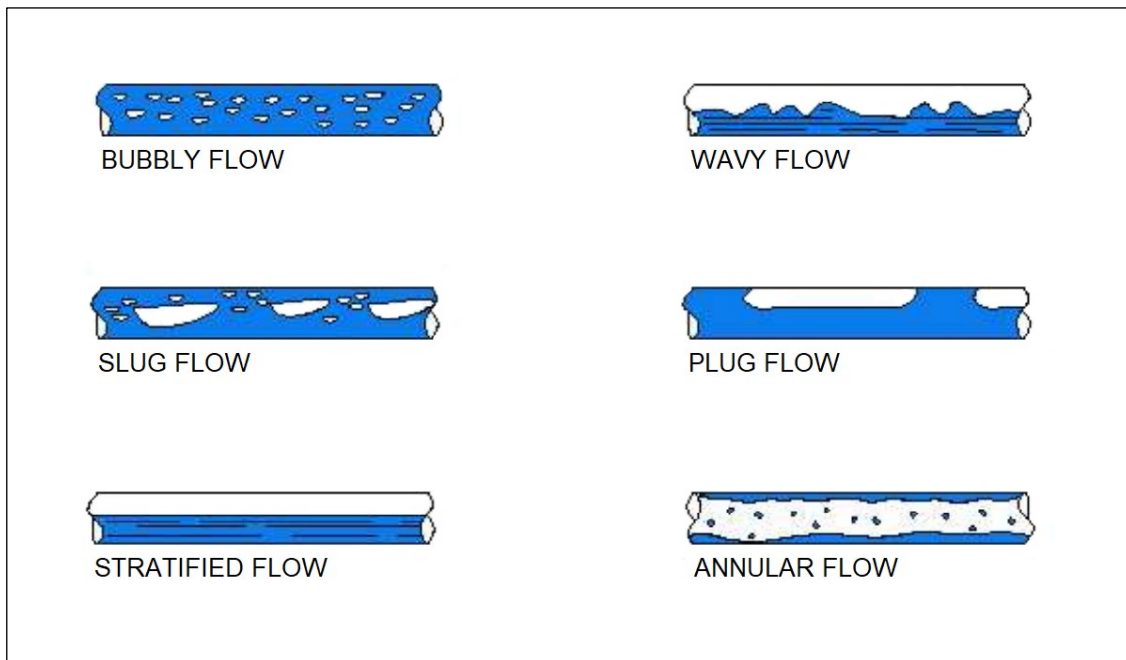


Fig. 1.2: Regimi di flusso gas-liquido in tubi orizzontali

Note le caratteristiche dei due fluidi, è possibile prevedere il comportamento della miscela bifase ricorrendo alle mappe di flusso, ricavate negli anni mediante numerose prove sperimentali. I fluidi più studiati sono senza dubbio aria, acqua, vapore e olio, a causa dei loro svariati impieghi industriali. Tali mappe, però, risultano accurate solo in un range ristretto di portata, densità e viscosità dei suddetti fluidi, per cui non possono essere applicate indistintamente in tutte le condizioni. Se si vuole conoscere il regime di flusso in un particolare condotto con fluidi non comuni, occorrerà basarsi su mappe ricavate da tubi di sezione analoga con fluidi dalle proprietà simili, in modo da ottenere risultati quanto più veritieri. Una delle mappe di flusso più note è quella sviluppata da Mandhane et al. nel 1974, in cui si riportano i diversi regimi in funzione della velocità superficiale

delle due fasi, ovvero la portata volumetrica per unità di sezione del condotto. La mappa, rappresentata in Fig. 1.3, è stata ricavata da prove sperimentali con tubi orizzontali di piccolo diametro percorsi da una miscela aria-acqua.

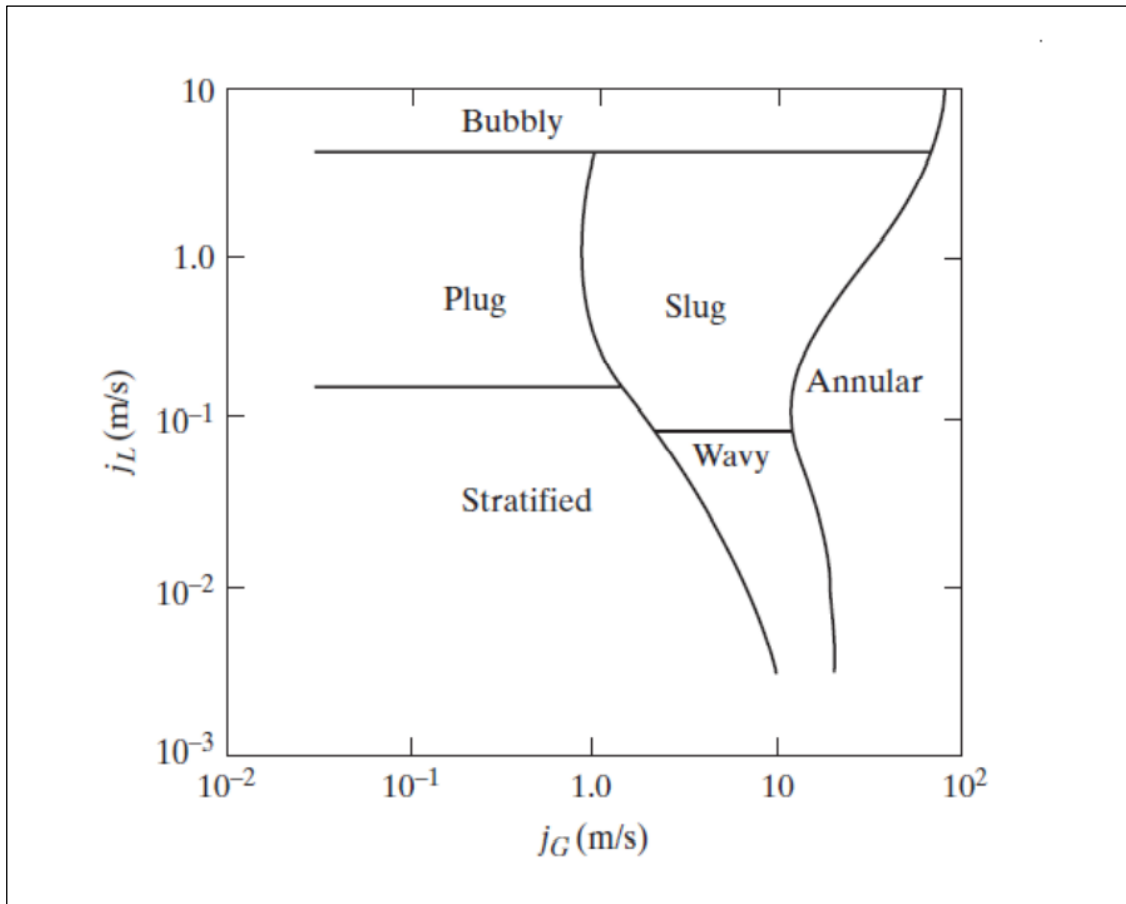


Fig. 1.3: Mappa di Mandhane

Quando la velocità superficiale della fase liquida è inferiore a 0.1 m/s possono verificarsi flussi stratificati, flussi stratificati a onde o flussi anulari, a seconda della velocità superficiale della fase gassosa. Questi tre regimi possono essere raggruppati nella categoria dei flussi separati: in tali configurazioni, infatti, le due fasi appaiono come due flussi continui che scorrono separatamente all'interno del condotto. Nel caso di un flusso stratificato (*stratified flow*) il liquido scorre linearmente nella parte inferiore del tubo mentre il gas occupa la parte superiore. All'aumentare della velocità superficiale del gas iniziano a formarsi delle increspature all'interfaccia fra le due fasi, per cui in queste condizioni si parla di flusso stratificato a onde (*wavy flow*). Se si aumenta ancora la velocità superficiale

della fase gassosa si instaura un flusso anulare (*annular flow*), in cui il liquido scorre aderente alla parete interna della tubazione mentre il gas fluisce centralmente lungo l'asse.

All'aumentare della velocità superficiale del liquido si osserva un crescente miscelamento fra le due fasi; si passa così dai flussi separati ai flussi omogenei, che possono essere intermittenti oppure a bolle. I flussi intermittenti vengono suddivisi a loro volta in *slug flow* e in *plug flow*, entrambi contraddistinti da un moto intermittente ad alta velocità di grosse bolle e porzioni di liquido. Nel primo però sono presenti anche numerose bollicine di gas all'interno della fase liquida, del tutto assenti nel flusso a tappi. Quando la velocità superficiale del liquido raggiunge i valori più elevati, si instaura all'interno del condotto un flusso a bolle (*bubbly flow*) caratterizzato dalla presenza di piccole bolle di gas disperse uniformemente nella fase liquida.

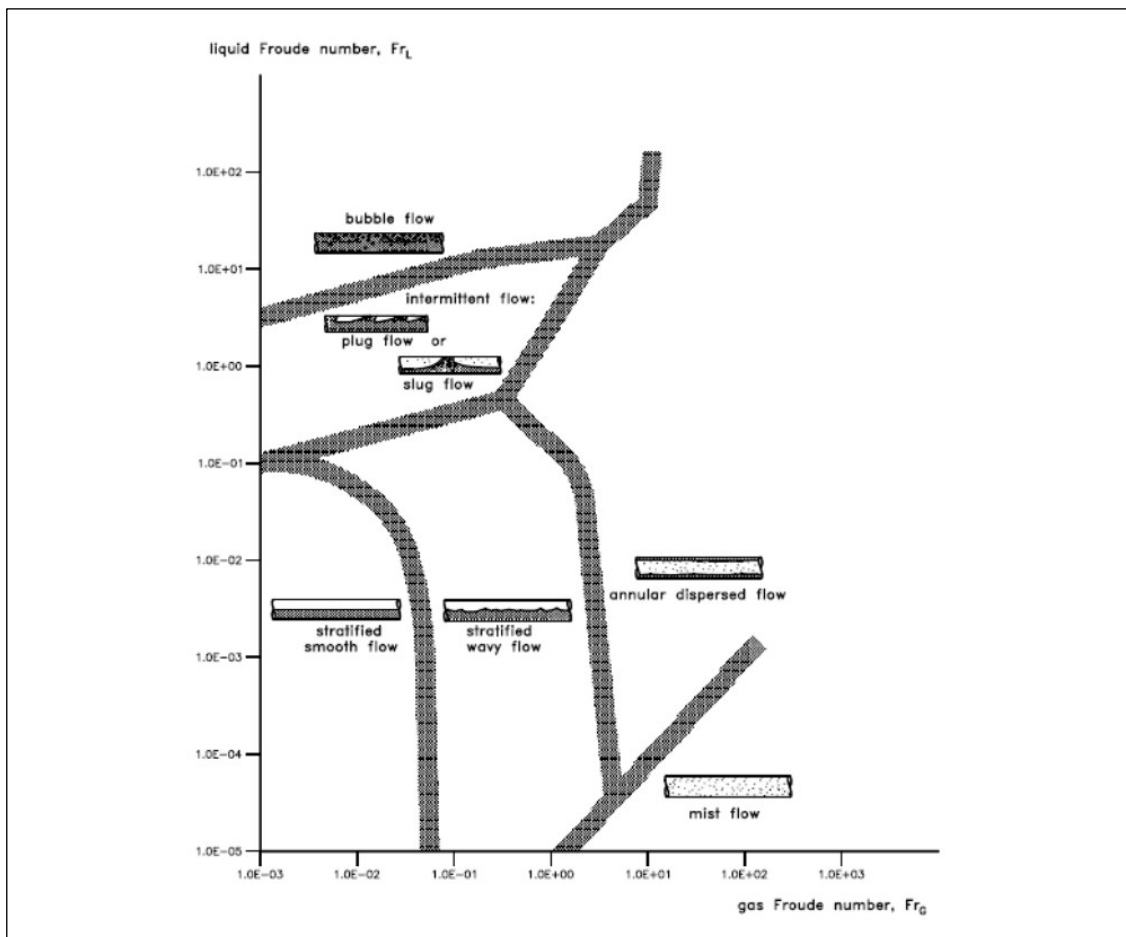


Fig. 1.4: Mappa Shell per tubi orizzontali

In Fig. 1.4 viene riportata un'altra mappa di flusso, utilizzata soprattutto per determinare il comportamento delle miscele bifase di idrocarburi all'interno di oleodotti. Si tratta della mappa sviluppata da Shell Company nel 2007, in cui i diversi regimi di flusso vengono graficati in funzione dei numeri di Froude delle due fasi. Questa mappa, ricavata da prove sperimentali con condotti dal diametro di 500 mm, risulta accurata nel prevedere il regime di flusso bifase all'interno di tubazioni orizzontali di grande sezione.

Come si può notare, oltre alle sei configurazioni descritte in precedenza, nella mappa Shell è presente un'ulteriore tipologia di deflusso, nota come *mist flow*. Tale regime, in cui le particelle di liquido sono in sospensione all'interno del flusso di gas, si instaura quando il numero di Froude della fase gassosa è massimo e quello della fase liquida è minimo. Diminuendo il Froude del gas e aumentando quello del liquido si passa prima ai flussi separati e poi ai flussi intermittenti, giungendo infine al flusso omogeneo a bolle. Per quanto riguarda quelli separati, il flusso sarà stratificato in corrispondenza di bassi valori del Froude del gas, a onde nel caso di valori intermedi ed anulare per valori maggiori.

1.1.2 Flusso in tubazioni verticali

Anche nel caso di tubazioni a sviluppo verticale il comportamento di una miscela bifase gas-liquido, seppur complesso in tutti i suoi aspetti, può essere schematizzato. In Fig. 1.5 vengono rappresentate le cinque principali tipologie di deflusso che si possono riscontrare nella pratica, vale a dire: *bubbly flow*, *slug flow*, *churn flow*, *annular flow* e *mist flow*. Gran parte di queste configurazioni risultano analoghe a quelle presentate nel paragrafo precedente, fatta eccezione per il *churn flow*, assente nei tubi orizzontali. Si tratta di un flusso vorticoso a tappi instabili, in cui la fase gassosa si presenta sotto forme di grosse bolle che si muovono in maniera caotica all'interno del flusso liquido.

Nei tubi verticali la forza di gravità, agendo parallelamente all'asse, impedisce il verificarsi di alcuni regimi di flusso di solito presenti nei condotti orizzontali. Il flusso stratificato, per esempio, non si può instaurare all'interno di una tubazione

verticale in quanto la forza gravitazionale trattiene il fluido a maggiore inerzia (il liquido) impedendone la stratificazione. Si può anche notare come la forza di gravità renda il flusso nei condotti verticali molto vicino alle condizioni di perfetta simmetria assiale. Nelle tubazioni orizzontali, invece, la forza gravitazionale agisce perpendicolarmente all'asse e questo tende a far depositare il liquido nella parte inferiore del condotto, rendendo impossibile la simmetria.



Fig. 1.5: Regimi di flusso gas-liquido in tubi verticali

Se si vuole conoscere il comportamento di una data miscela bifase, sono disponibili in letteratura numerose mappe di flusso anche per condotti verticali. Di seguito viene presentata quella sviluppata da Shell Company, che differisce dalla versione per tubi orizzontali analizzata precedentemente. Come si può notare in Fig. 1.6, anche in questo caso i diversi regimi di flusso sono graficati in funzione dei numeri di Froude della fase gassosa e della fase liquida.

È opportuno ricordare che il numero di Froude del gas può essere calcolato come:

$$Fr_G = U_G \sqrt{\frac{\rho_G}{(\rho_L - \rho_G)gD_i}}$$

dove U_G è la velocità superficiale del gas, ρ_G la sua densità, ρ_L la densità del liquido, D_i il diametro interno del condotto e ovviamente g l'accelerazione gravitazionale.

Analogamente, il numero di Froude del liquido è ricavabile tramite la formula:

$$Fr_L = U_L \sqrt{\frac{\rho_L}{(\rho_L - \rho_G)gD_i}}$$

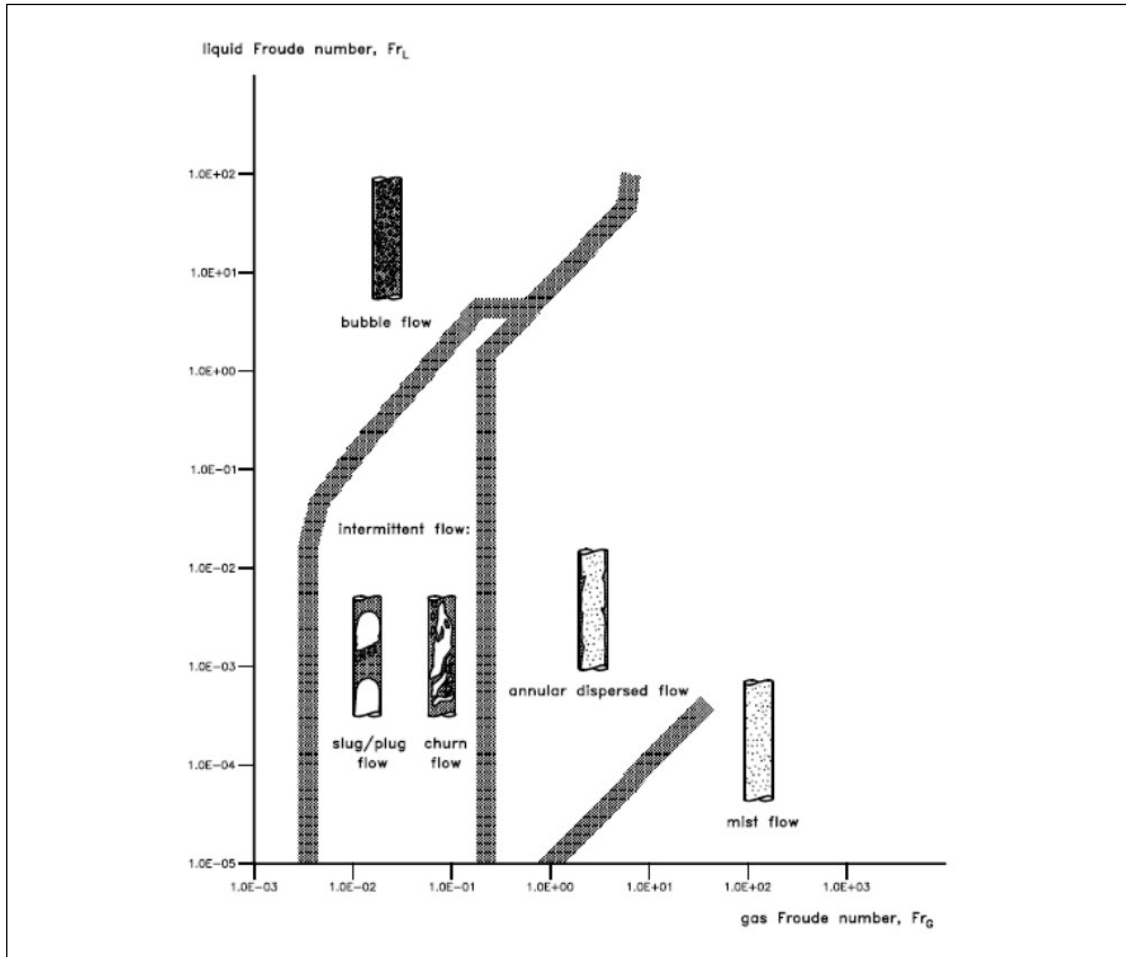


Fig. 1.6: Mappa Shell per tubi verticali

Anche nei condotti verticali, in corrispondenza di valori elevati di Fr_L e valori bassi di Fr_G si ottiene un flusso omogeneo a bolle, mentre in condizioni opposte si instaura un regime di tipo *mist flow*. Da qui, riducendo progressivamente il Froude del gas si passa prima al flusso anulare e poi ai flussi intermittenti, ovvero *slug flow* e *churn flow*.

Questa mappa Shell, sempre sviluppata per tubi di diametro pari a 500 mm, fornisce risultati accurati per prevedere il comportamento delle miscele bifase che scorrono all'interno di condotti di grande sezione a sviluppo verticale.

1.2 Grandezze caratteristiche

Le grandezze fisiche solitamente impiegate per l'analisi dei flussi bifase differiscono da quelle note per i tradizionali flussi monofase. Infatti, quando coesistono all'interno della stessa tubazione due fasi non è sempre facile intuire quanta porzione della sezione del condotto è occupata da una fase e quanta dall'altra. Questo è dovuto al fatto che possono instaurarsi regimi di flusso molto diversi fra loro, all'interno dei quali ogni sezione può avere caratteristiche differenti, come nei flussi intermittenti. Di seguito vengono quindi definite le principali grandezze utilizzate per caratterizzare i flussi bifase gas-liquido all'interno di tubazioni in pressione. Tali grandezze differiranno fra loro per i pedici, a seconda che siano riferite al gas (G), al liquido (L) o alla miscela bifase (M) che costituisce l'intero flusso.

Essendo solitamente incognite l'area occupata dal gas e quella occupata dal liquido, è buona norma riportare le portate dei due fluidi in funzione della sezione dell'intero condotto (A), in modo da ottenere delle grandezze specifiche per unità di area. Per la conservazione della massa, la portata massica specifica della miscela bifase (G_M) sarà quindi data dalla somma delle portate massiche specifiche delle due fasi, indicate rispettivamente con G_G e G_L :

$$G_M = \frac{\dot{m}_M}{A} = \frac{\dot{m}_G}{A} + \frac{\dot{m}_L}{A} = G_G + G_L$$

Allo stesso modo, è possibile definire la portata volumetrica specifica della miscela bifase (U_M) come il rapporto tra la portata volumetrica del flusso totale (Q_M) e l'area dell'intera sezione. Vale quindi la seguente equazione:

$$U_M = \frac{Q_M}{A} = \frac{Q_G}{A} + \frac{Q_L}{A} = U_G + U_L$$

Con il titolo della miscela (x) si intende invece il rapporto fra la portata massica della fase gassosa e la portata massica totale del flusso, vale a dire:

$$x = \frac{\dot{m}_G}{\dot{m}_M} = \frac{G_G A}{G_M A} = \frac{G_G}{G_M}$$

A questo punto si può riscrivere la portata volumetrica specifica U_G , nota anche come velocità superficiale della fase gassosa, in funzione delle altre grandezze:

$$U_G = \frac{Q_G}{A} = \frac{\dot{m}_G}{\rho_G A} = \frac{G_G}{\rho_G}$$

Anche la portata volumetrica specifica U_L , spesso indicata come velocità superficiale della fase liquida, può essere riscritta come il rapporto tra la portata massica specifica e la densità:

$$U_L = \frac{Q_L}{A} = \frac{\dot{m}_L}{\rho_L A} = \frac{G_L}{\rho_L}$$

La frazione di vuoto media (α) viene invece definita come il rapporto tra la porzione di sezione mediamente occupata dal gas (A_G) e l'area dell'intera sezione del condotto (A), che risulterà ovviamente pari alla somma di A_G e A_L :

$$\alpha = \frac{A_G}{A} = \frac{A_G}{A_G + A_L}$$

Nota la frazione di vuoto media, è possibile determinare le velocità reali con cui le due fasi si muovono all'interno del condotto. La velocità effettiva della fase gassosa (v_G), data dal rapporto tra la portata volumetrica Q_G e l'area occupata dal gas, sarà quindi uguale al rapporto tra U_G e α :

$$v_G = \frac{Q_G}{A_G} = \frac{\dot{m}_G}{\rho_G A_G} = \frac{\dot{m}_G}{\rho_G A \alpha} = \frac{U_G}{\alpha}$$

La velocità effettiva della fase liquida (v_L), definita come Q_L fratto la porzione di sezione mediamente occupata dal liquido (A_L), corrisponde invece al rapporto tra U_L e il complementare di α :

$$v_L = \frac{Q_L}{A_L} = \frac{\dot{m}_L}{\rho_L A_L} = \frac{\dot{m}_L}{\rho_L A (1 - \alpha)} = \frac{U_L}{1 - \alpha}$$

È possibile mettere a confronto queste ultime due grandezze tramite il rapporto di scorrimento (s), definito appunto come il rapporto tra la velocità effettiva del gas e quella del liquido:

$$s = \frac{v_G}{v_L}$$

Il valore di s sarà pari a 1 nel caso di flussi bifase omogenei, poiché in configurazioni di questo tipo i due fluidi scorrono assieme ben miscelati e le velocità effettive delle due fasi possono essere considerate uguali. Il rapporto di scorrimento sarà invece diverso da 1 nel caso di flussi separati, dal momento che la fase gassosa e la fase liquida si muovono indipendentemente all'interno del condotto, con velocità differenti.

Conoscere questo rapporto è estremamente utile, in quanto v_G e v_L non sono sempre facili da determinare, essendo spesso ignote le porzioni di sezione occupate dal gas e dal liquido. Negli anni si sono quindi susseguiti una serie di studi con l'obiettivo di ricavare delle equazioni capaci di prevedere il rapporto di scorrimento dei flussi bifase.

Una delle relazioni più note è quella sviluppata da Zivi nel 1964 usando il concetto di minima produzione di entropia:

$$s = \sqrt[3]{\frac{\rho_L}{\rho_G}}$$

Grazie a tale equazione, è possibile determinare il rapporto di scorrimento conoscendo solo le densità delle due fasi, che risultano facilmente ottenibili.

Una volta calcolato il valore di s si può ricavare anche la frazione di vuoto media facendo uso della seguente relazione:

$$\alpha = \frac{1}{1 + s \frac{\rho_G}{\rho_L} \left(\frac{1-x}{x} \right)}$$

Noto quindi il valore di α è possibile ottenere la densità media della miscela bifase (ρ_M), pesata sulle porzioni di sezione effettivamente occupate da ogni fase:

$$\rho_M = \rho_G \alpha + \rho_L (1 - \alpha)$$

1.3 Perdite di carico

All'interno di una tubazione reale il carico, cioè l'energia meccanica per unità di peso del fluido, diminuisce sempre nel senso del moto a causa delle varie dissipazioni lungo l'impianto. In ogni sezione del condotto, l'energia meccanica è ovviamente data dalla somma dell'energia di pressione, dell'energia cinetica e dell'energia potenziale del fluido. A causa di queste perdite, si assisterà ad una diminuzione dell'energia di pressione tra la sezione di monte e quella di valle. La caduta di pressione totale tra l'ingresso e l'uscita del condotto sarà quindi data dalla somma delle perdite distribuite e delle perdite localizzate lungo il percorso, entrambi proporzionali al quadrato della velocità e alla densità del fluido:

$$\Delta p = \Delta p_d + \Delta p_l$$

La caduta di pressione associata alle perdite di carico distribuite (Δp_d) è dovuta all'attrito con le pareti, pertanto dipende dall'indice di resistenza (λ) e dal diametro interno del tubo (D_i), nonché dalla lunghezza del tratto considerato (L):

$$\Delta p_d = \lambda \frac{\rho v^2}{2} \frac{L}{D_i}$$

Le perdite distribuite saranno quindi tanto maggiori quanto più il condotto è lungo e la sua sezione piccola. A parità di scabrezza del tubo, l'indice di resistenza è direttamente proporzionale alla viscosità del fluido e quindi inversamente proporzionale al numero di Reynolds. Risulta infatti evidente che le perdite per attrito saranno tanto maggiori quanto più il flusso sarà viscoso, quindi in un flusso laminare si avrà una caduta di pressione maggiore rispetto ad un flusso turbolento. Il valore di λ può essere ricavato tramite il noto diagramma di Moody in funzione del numero di Reynolds e della scabrezza relativa del tubo. Tuttavia, esistono in letteratura diverse formule pratiche in grado di approssimare bene i valori di λ in determinati intervalli. Nel caso di moto laminare, in cui il numero di Reynolds (Re) è inferiore a 4000, si può calcolare l'indice di resistenza come:

$$\lambda = 64 Re^{-1}$$

Nei flussi turbolenti, invece, il valore di λ non aumenta sempre linearmente al diminuire del Reynolds, per cui occorre suddividere il range in più intervalli. Se $4000 < Re < 50000$ si può utilizzare per tubi lisci l'equazione di Blasius:

$$\lambda = 0.316 Re^{-0.25}$$

Per moti fortemente turbolenti con $50000 < Re < 1000000$ è possibile sfruttare la relazione ricavata da McAdams per tubazioni lisce, ovvero:

$$\lambda = 0.184 Re^{-0.2}$$

Il Δp associato alle perdite di carico localizzate, invece, dipende dal distacco della corrente dalla parete in corrispondenza di particolari elementi, come valvole, curve, brusche variazioni di sezione e pezzi speciali. Per ognuno di questi è stato ricavato sperimentalmente un valore del coefficiente K , per cui la somma delle cadute di pressione localizzate in un condotto (Δp_l) può essere scritta come:

$$\Delta p_l = \sum_i K_i \frac{\rho v^2}{2}$$

Le equazioni sopra riportate sono però valide per i tradizionali flussi monofase, mentre nel caso di flussi bifase la situazione si complica, in quanto non è sempre facile determinare le velocità effettive del gas e del liquido. Nei paragrafi seguenti verranno analizzati i principali approcci solitamente impiegati per il calcolo delle perdite di carico distribuite e localizzate all'interno dei flussi bifase.

1.3.1 Flussi bifase omogenei

In un flusso gas-liquido omogeneo i due fluidi scorrono ben miscelati alla stessa velocità, pertanto in certi contesti possono essere considerati con buona approssimazione come un unico fluido con proprietà intermedie fra i due.

Si può quindi immaginare una viscosità media della miscela, con cui poi calcolare un indice di resistenza medio, utile per la valutazione delle perdite distribuite. Sono state così sviluppate numerose equazioni che forniscono un valore della

viscosità dinamica mediato fra le due fasi che compongono la miscela omogenea. Una delle relazioni più note è quella ricavata da Lombardi-Silvestri, secondo cui:

$$\mu_{OM} = x\mu_G + (1 - x)\mu_L$$

Anche l'equazione di Isbin-McAdams esprime la viscosità dinamica omogenea (μ_{OM}) in funzione del titolo (x) e della viscosità dinamica dei due fluidi (μ_G, μ_L):

$$\frac{1}{\mu_{OM}} = \frac{x}{\mu_G} + \frac{1-x}{\mu_L}$$

Sempre in funzione del titolo della miscela si può ricavare una densità omogenea (ρ_{OM}), valida per l'intero flusso bifase:

$$\rho_{OM} = \frac{1}{\frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L}}$$

Una volta calcolato il valore di μ_{OM} è possibile determinare il numero di Reynolds associato al flusso omogeneo (Re_{OM}) tramite la seguente equazione:

$$Re_{OM} = \frac{\rho_{OM}U_M D_i}{\mu_{OM}} = \frac{G_M D_i}{\mu_{OM}}$$

Quindi per ricavare l'indice di resistenza del flusso omogeneo (λ_{OM}) basterà adattare una delle tre relazioni viste in precedenza per λ , che qui diventano:

$$\lambda_{OM} = 64 Re_{OM}^{-1}$$

$$\lambda_{OM} = 0.316 Re_{OM}^{-0.25}$$

$$\lambda_{OM} = 0.184 Re_{OM}^{-0.2}$$

Anche in tal caso, per $Re_{OM} < 4000$ si userà la prima, per $4000 < Re_{OM} < 50000$ si userà la seconda e per $50000 < Re_{OM} < 1000000$ si userà la terza.

A questo punto è possibile ottenere, per una miscela bifase omogenea, il valore della caduta di pressione associata alle perdite distribuite lungo la tubazione:

$$\Delta p_{d,OM} = \lambda_{OM} \frac{\rho_{OM} U_M^2 L}{2 D_i} = \lambda_{OM} \frac{G_M^2 L}{2 \rho_{OM} D_i}$$

Anche per le perdite di carico localizzate si può fare un ragionamento simile, considerando la densità omogenea della miscela. La caduta di pressione data dalla somma di tutte le perdite localizzate all'interno del condotto sarà quindi pari a:

$$\Delta p_{l,OM} = \sum_i K_i \frac{\rho_{OM} U_M^2}{2} = \sum_i K_i \frac{G_M^2}{2\rho_{OM}}$$

Sommando fra loro le perdite distribuite e le perdite localizzate della miscela bifase omogenea, si ricava infine la caduta di pressione totale nel tubo:

$$\Delta p_{OM} = \Delta p_{d,OM} + \Delta p_{l,OM}$$

1.3.2 *Flussi bifase separati*

Nel caso di flussi bifase separati, invece, non è possibile affrontare il problema come sopra, dal momento che gas e liquido scorrono a velocità differenti occupando diverse regioni del condotto.

Un semplice approccio consiste nel considerare separatamente i due fluidi come se ognuno dei due scorresse da solo all'interno della tubazione, per poi calcolarne separatamente le perdite di carico. In queste ipotetiche condizioni sarebbe disponibile l'intera sezione del condotto per ognuno dei fluidi e le velocità effettive corrisponderebbero alle velocità superficiali, molto più facili da determinare. In tale situazione si può scrivere il numero di Reynolds della fase gassosa come:

$$Re_G = \frac{\rho_G U_G D_i}{\mu_G} = \frac{G_G D_i}{\mu_G} = \frac{G_M x D_i}{\mu_G}$$

Allo stesso modo, il numero di Reynolds associato alla fase liquida sarà:

$$Re_L = \frac{\rho_L U_L D_i}{\mu_L} = \frac{G_L D_i}{\mu_L} = \frac{G_M (1-x) D_i}{\mu_L}$$

In funzione dei valori di Re_G e Re_L è possibile determinare l'indice di resistenza per ognuno dei fluidi, basandosi sulle solite tre relazioni valide sempre negli stessi intervalli. Noto il Reynolds della fase gassosa, il valore di λ_G sarà scelto fra:

$$\lambda_G = 64 Re_G^{-1}$$

$$\lambda_G = 0.316 Re_G^{-0.25}$$

$$\lambda_G = 0.184 Re_G^{-0.2}$$

A seconda del valore di Re_L , l'indice di resistenza della fase liquida sarà invece:

$$\lambda_L = 64 Re_L^{-1}$$

$$\lambda_L = 0.316 Re_L^{-0.25}$$

$$\lambda_L = 0.184 Re_L^{-0.2}$$

Per entrambe le fasi, la prima equazione è valida se il moto è laminare, la seconda in moto turbolento e la terza in moto fortemente turbolento.

Si possono quindi determinare le perdite di carico distribuite sia del gas che del liquido, supponendo sempre disponibile l'intera sezione del condotto. Per la fase gassosa si otterrà dunque la seguente relazione in funzione dell'indice λ_G :

$$\Delta p_{d,G} = \lambda_G \frac{\rho_G U_G^2}{2} \frac{L}{D_i} = \lambda_G \frac{G_G^2 L}{2 \rho_G D_i} = \lambda_G \frac{G_M^2 x^2 L}{2 \rho_G D_i}$$

La caduta di pressione associata alle perdite distribuite del liquido sarà invece:

$$\Delta p_{d,L} = \lambda_L \frac{\rho_L U_L^2}{2} \frac{L}{D_i} = \lambda_L \frac{G_L^2 L}{2 \rho_L D_i} = \lambda_L \frac{G_M^2 (1-x)^2 L}{2 \rho_L D_i}$$

A questo punto risulta utile introdurre il parametro di Lockhart-Martinelli (X), che dipende dal rapporto tra la perdita distribuita della fase liquida e la perdita distribuita della fase gassosa, considerate entrambe fluenti da sole nel tubo:

$$X = \sqrt{\frac{\Delta p_{d,L}}{\Delta p_{d,G}}}$$

Da non confondere con X sono i cosiddetti moltiplicatori bifase, che possono essere ricavati sia per il gas che per il liquido. Essi corrispondono a dei fattori moltiplicativi che consentono di innalzare le perdite distribuite di una fase

ipoteticamente isolata fino ad ottenere le perdite distribuite dell'intera miscela. Il moltiplicatore bifase del gas (ϕ_G) viene quindi definito come:

$$\phi_G = \sqrt{\frac{\Delta p_{d,M}}{\Delta p_{d,G}}}$$

Analogamente, si può definire il moltiplicatore bifase del liquido (ϕ_L) come:

$$\phi_L = \sqrt{\frac{\Delta p_{d,M}}{\Delta p_{d,L}}}$$

La caduta di pressione associata alle perdite di carico distribuite della miscela bifase che scorre realmente all'interno del condotto sarà di conseguenza pari a:

$$\Delta p_{d,M} = \phi_G^2 \Delta p_{d,G} = \phi_L^2 \Delta p_{d,L}$$

Esistono in letteratura diverse equazioni che permettono di conoscere il valore di questi fattori moltiplicativi, grazie ai quali è possibile calcolare le perdite per attrito nei flussi bifase separati. La relazione empirica sviluppata da Chisholm è una delle più usate per determinare il moltiplicatore bifase del liquido:

$$\phi_L^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$$

Si può così ricavare il valore di ϕ_L in funzione del parametro di Lockhart-Martinelli, che tiene conto della caduta di pressione del gas. Il parametro C , definito parametro di Chisholm, si calcola in funzione delle densità dei due fluidi:

$$C = \left[1 + (B - 1) \left(1 - \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5} \right] \left[\left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5} + \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5} \right]$$

All'interno della precedente equazione si incontra un ulteriore parametro, noto come parametro di Baroczy (B), che può assumere due diversi valori:

$$\text{se } G_M \geq 2000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}} \quad \text{o} \quad \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5} > 9 \quad \longrightarrow \quad B = 1$$

$$\text{se } G_M < 2000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}} \quad \text{e} \quad \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5} < 9 \quad \longrightarrow \quad B = \frac{2000}{G_M}$$

Grazie ai parametri B , C e X è possibile determinare ϕ_L in funzione delle proprietà delle due fasi che compongono la miscela. Se entrambi i fluidi sono in moto turbolento, il moltiplicatore bifase del liquido, espresso in questo caso con $\phi_{L,tt}$, può essere utilizzato anche per calcolare la frazione di vuoto media. Tra α e $\phi_{L,tt}$ sussiste infatti la seguente relazione verificata da Boyce, Collier e Levy:

$$\alpha = 1 - \frac{1}{\phi_{L,tt}}$$

Nel caso di flussi turbolenti all'interno di tubazioni verticali, l'equazione ricavata da Katsuhara sembra approssimare meglio il valore della frazione di vuoto media:

$$\alpha = 1 - \frac{1}{\phi_{L,tt}^{1.143}}$$

Se invece il condotto si sviluppa orizzontalmente, l'equazione di Chisholm e Laird per moti turbolenti sembra più attendibile delle precedenti:

$$\alpha = 1 - \frac{0.88}{\phi_{L,tt}^{1.143}}$$

Una volta ottenuto il valore di α si possono calcolare le velocità effettive e quindi le perdite di carico localizzate lungo la tubazione. La caduta di pressione associata alla somma delle perdite localizzate della fase gassosa sarà pari a:

$$\begin{aligned} \Delta p_{l,G} &= \sum_i K_i \frac{\rho_G v_G^2}{2} = \sum_i K_i \frac{\rho_G}{2} \left(\frac{U_G}{\alpha} \right)^2 = \sum_i K_i \frac{\rho_G}{2} \left(\frac{G_G}{\rho_G \alpha} \right)^2 = \\ &= \sum_i K_i \frac{\rho_G}{2} \left(\frac{x G_M}{\rho_G \alpha} \right)^2 = \sum_i K_i \frac{x^2 G_M^2}{2 \rho_G \alpha^2} \end{aligned}$$

Una relazione simile può essere trovata anche per la fase liquida, per la quale la caduta di pressione dovuta alle perdite di carico localizzate $\Delta p_{l,L}$ vale:

$$\begin{aligned} \Delta p_{l,L} &= \sum_i K_i \frac{\rho_L v_L^2}{2} = \sum_i K_i \frac{\rho_L}{2} \left(\frac{U_L}{1-\alpha} \right)^2 = \sum_i K_i \frac{\rho_L}{2} \left(\frac{G_L}{\rho_L (1-\alpha)} \right)^2 = \\ &= \sum_i K_i \frac{\rho_L}{2} \left(\frac{(1-x) G_M}{\rho_L (1-\alpha)} \right)^2 = \sum_i K_i \frac{(1-x)^2 G_M^2}{2 \rho_L (1-\alpha)^2} \end{aligned}$$

Considerando che nei flussi bifase separati i due fluidi scorrono indipendentemente all'interno del condotto, le perdite localizzate dell'intera miscela possono essere valutate come la somma di $\Delta p_{l,G}$ e $\Delta p_{l,L}$:

$$\begin{aligned}\Delta p_{l,M} &= \Delta p_{l,G} + \Delta p_{l,L} = \sum_i K_i \frac{x^2 G_M^2}{2\rho_G \alpha^2} + \sum_i K_i \frac{(1-x)^2 G_M^2}{2\rho_L (1-\alpha)^2} = \\ &= \sum_i K_i \left(\frac{x^2}{\rho_G \alpha^2} + \frac{(1-x)^2}{\rho_L (1-\alpha)^2} \right) \frac{G_M^2}{2}\end{aligned}$$

Per concludere, si può ottenere il valore della caduta di pressione totale nella tubazione tra la sezione di ingresso e quella di uscita, sommando i contributi delle perdite distribuite e delle perdite localizzate della miscela:

$$\Delta p_M = \Delta p_{d,M} + \Delta p_{l,M}$$

Capitolo 2

Emissioni allo scarico

2.1 Emissioni dei motori diesel

Le principali sostanze nocive e inquinanti presenti allo scarico di un motore ad accensione spontanea possono essere raggruppate in questo modo:

- ossidi di carbonio (CO_x)
- ossidi di azoto (NO_x)
- ossidi di zolfo (SO_x)
- idrocarburi incombusti (HC)
- particolato (PM)

Nel seguito verranno analizzati brevemente i composti chimici sopraindicati, soffermandosi sui possibili interventi atti a ridurre la produzione.

2.1.1 Ossidi di carbonio

L'anidride carbonica (CO_2), presente naturalmente nell'atmosfera, è un gas inodore e incolore che non risulta tossico per l'uomo. Tuttavia, il continuo aumento della sua concentrazione nell'aria associato allo sviluppo industriale

degli ultimi due secoli ha portato a norme sempre più stringenti per limitarne la produzione. La CO_2 è infatti il principale responsabile del surriscaldamento globale, a causa dell'ormai noto "effetto serra", che sta determinando importanti cambiamenti a livello climatico su tutto il pianeta.

L'emissione di CO_2 allo scarico di un motore endotermico è direttamente proporzionale al contenuto di carbonio del combustibile che viene ossidato durante il processo di combustione. Per ridurre la quantità di anidride carbonica prodotta da un motore diesel è opportuno anticipare l'iniezione, favorendo così un elevato rilascio del calore in prossimità del punto morto superiore. Un'altra soluzione è rappresentata dalla sovralimentazione: aumentando la pressione all'aspirazione si riduce il ritardo di accensione e la combustione diviene più veloce. È possibile limitare la produzione di CO_2 anche incrementando la pressione di iniezione: con una migliore polverizzazione del combustibile, infatti, si riduce ancora il ritardo di accensione e si velocizza ulteriormente la combustione.

Anche il monossido di carbonio (CO) è un gas incolore e inodore, ma a differenza dell'anidride carbonica è estremamente tossico. È presente nella miscela di gas di scarico solo come prodotto di una cattiva combustione, quando si formano sacche locali di insufficienza di aria all'interno dei cilindri. Fortunatamente nei motori a ciclo diesel si ha sempre una buona disponibilità di ossigeno in tutte le condizioni, per cui le emissioni di CO sono esigue e non hanno un significativo impatto ambientale.

2.1.2 Ossidi di azoto

Con la sigla NO_x si intendono essenzialmente il monossido di azoto (NO) e il diossido di azoto (NO_2). Si tratta di composti inquinanti che si formano nei processi di combustione ad alta temperatura per ossidazione dell'azoto atmosferico e, in piccola parte, per ossidazione dei composti dell'azoto presenti nei combustibili. Maggiori saranno le temperature raggiunte durante la fase di combustione, maggiori saranno le emissioni di NO_x . Il monossido di azoto è un gas incolore a tossicità limitata, che reagisce con l'ossigeno per formare NO_2 .

Il diossido di azoto è invece un gas di colore rossastro dall'odore forte e pungente, che risulta soffocante ed estremamente irritante per le vie respiratorie. È responsabile, insieme ad altri composti, del cosiddetto smog fotochimico, in quanto base per la produzione di una serie di inquinanti secondari pericolosi come l'acido nitrico o l'ozono. L' NO_2 , insieme al triossido di zolfo, è anche uno dei principali responsabili delle piogge acide, per cui la concentrazione di queste sostanze nei gas di scarico dei motori endotermici va limitata quanto possibile.

Nei motori a ciclo diesel le emissioni di NO_x sono purtroppo elevate, a causa di una disuniforme concentrazione del combustibile nella carica, che rende disponibile l'ossigeno nei punti dove le temperature sono più alte. La formazione di questi ossidi si può contrastare ricircolando i gas di scarico con un sistema EGR (*Exhaust Gas Recirculation*): in tal modo, infatti, i gas combusti sostituiscono parte dell'aria fresca aspirabile, riducendo la percentuale di ossigeno nella carica. Un'altra opzione consiste nel ridurre l'anticipo di iniezione, in modo da abbassare la temperatura di picco durante il processo di combustione e limitare così la produzione di NO_x . L'effetto negativo di ritardare l'iniezione è però un contestuale aumento del consumo specifico di combustibile, che porta a maggiori emissioni di CO_2 e particolato. Per questo motivo, nel trasporto pesante e nei motori navali di solito si preferisce anticipare l'iniezione e utilizzare dei sistemi di post-trattamento dei gas combusti nel condotto di scarico per abbattere gli NO_x in eccesso.

Un'ulteriore soluzione, capace di ridurre fino al 50% le emissioni di ossidi di azoto delle navi, è quella di iniettare ad alta pressione in camera di combustione una quantità di acqua pari al 40-70% in peso del combustibile bruciato. In alcuni motori marini è possibile anche emulsionare acqua nel carburante prima dell'iniezione: in genere la quantità emulsionata non supera il 20% in volume del combustibile e si ottengono riduzioni del 20-30% sulle emissioni di NO_x . L'acqua può essere iniettata anche nel condotto di aspirazione, tra l'uscita del compressore e l'intercooler: in questo caso la quantità immessa è di circa 60 grammi per chilogrammo di aria, che deve essere a temperatura sufficientemente elevata (80°C) per mantenere l'acqua allo stato di vapore. Grazie ad un sistema di questo tipo è possibile raggiungere riduzioni anche del 60% sulle emissioni di NO_x .

2.1.3 Ossidi di zolfo

Con la sigla SO_x si intende invece l'insieme del diossido di zolfo (SO_2) e del triossido di zolfo (SO_3). Sono due sostanze pericolose derivanti dallo zolfo contenuto nel combustibile che viene ossidato durante il processo di combustione. Pertanto, nei gas di scarico dei motori endotermici, la quantità di tali composti è direttamente proporzionale alla percentuale di zolfo nel carburante utilizzato.

In genere gli SO_x allo scarico sono costituiti per più del 90% da SO_2 , un gas incolore dall'odore soffocante, che risulta tossico e decisamente irritante per gli occhi e le vie respiratorie. Il triossido di zolfo è invece una sostanza corrosiva, che reagisce con l'acqua per formare acido solforico, noto per causare gravi ustioni se messo a contatto con la pelle. La presenza di SO_3 nell'atmosfera è, come detto, una delle primarie cause delle piogge acide, che rappresentano una minaccia sempre più concreta per la flora e la fauna del pianeta.

Il metodo più semplice e più utilizzato per ridurre le emissioni di SO_x dei motori endotermici è quello di impiegare combustibili a basso tenore di zolfo, dato che tutto lo zolfo immesso in camera di combustione si trasforma in SO_2 e SO_3 . Per quanto riguarda i motori navali, la nuova normativa prevista dall'IMO impone di bruciare solo carburanti con un tenore di zolfo inferiore allo 0.5%, percentuale che si abbassa fino allo 0.1% nelle aree ad emissioni controllate, come Mar Baltico, Mar dei Caraibi e Nord America. Per abbattere ulteriormente le emissioni di SO_x delle navi è possibile usare, anche in questo caso, dei sistemi di post-trattamento dei gas di scarico. La soluzione più diffusa prevede di installare a bordo uno scrubber, cioè un dispositivo che consente di "lavare" i gas combusti con una certa quantità di acqua in grado di assorbire gli ossidi di zolfo.

2.1.4 Idrocarburi incombusti

Questi composti di idrogeno (H) e carbonio (C) sono presenti nei gas di scarico di un motore endotermico solo come risultato di una cattiva combustione. Gli HC emessi, infatti, non sono altro che la quota di combustibile che, per vari motivi, non prende parte al processo di ossidazione.

Ciò può verificarsi a causa dell'infiltrazione del combustibile negli interstizi tra pistone e cilindro, delle temperature troppo basse in prossimità delle pareti, dell'assorbimento del combustibile da parte dell'olio lubrificante, di combustioni incomplete o addirittura assenti in alcuni cicli. Le emissioni di tali sostanze vanno sempre monitorate, in quanto si tratta di composti inquinanti che risultano molto reattivi nella produzione di smog fotochimico.

Nei motori a ciclo diesel è indispensabile un eccesso d'aria per garantire la completa combustione del carburante nel breve tempo a disposizione. Se però il rapporto aria/combustibile è troppo elevato, la temperatura nel cilindro dopo la combustione può risultare troppo bassa per bruciare gli HC residui. Inoltre, in questi motori, la miscela aria-combustibile è eterogenea ed il carburante continua ad essere iniettato anche durante il processo di combustione. Tutto ciò porta alla formazione locale di zone con titolo variabile dal magro al ricco che possono produrre combustioni incomplete. Nelle zone in cui la miscela è ricca, alcune particelle di combustibile non trovano abbastanza ossigeno per ossidarsi, mentre nelle zone con miscela eccessivamente povera il combustibile non è sufficiente per far partire una corretta combustione. Tuttavia, nei motori ad accensione per compressione (specie quelli navali), le emissioni di HC si attestano generalmente su valori non elevati e quindi non sono regolamentate da normative.

2.1.5 Particolato

Con il termine particolato si intende l'insieme delle particelle solide e liquide presenti in sospensione nell'aria respirabile. Il *Particulate Matter* (PM) può avere origine sia da fenomeni naturali sia da attività antropiche; si tratta di un inquinante molto diverso dagli altri, in quanto si presenta non come una specifica entità chimica ma come una miscela di particelle dalle più svariate proprietà. I maggiori componenti del particolato atmosferico sono infatti solfati, nitrati, ammoniaca, cloruro di sodio e carbonio. In particolare, il PM prodotto a seguito della combustione nei motori diesel è solitamente costituito da piccoli nuclei carboniosi di diametro compreso tra 15 e 30 nm, aggregati a migliaia.

Queste particelle solide vengono emesse soprattutto in condizioni di pieno carico e nei transitori in cui è richiesta al motore un'accelerazione. A seconda delle dimensioni di questi aggregati, è possibile suddividere il particolato in grossolano e fine. Il particolato grossolano è costituito da particelle con diametro superiore a 10 μm , che vengono generalmente filtrate dalla parte superiore dell'apparato respiratorio dell'uomo. Le polveri fini, molto più pericolose, hanno invece un diametro inferiore a 10 μm (PM10) e in alcuni casi inferiore anche a 2.5 μm (PM2.5). Il PM10, una volta inalato, è in grado di penetrare all'interno del tratto respiratorio superiore, mentre il PM2.5 riesce a insinuarsi profondamente anche nei polmoni, provocando gravi danni alla salute dell'uomo.

Nei motori ad accensione spontanea le emissioni di questi nuclei carboniosi sono purtroppo elevate, pertanto vanno limitate con opportuni accorgimenti. La formazione di particolato può essere contrastata utilizzando elevati anticipi di iniezione, in modo da avere combustioni più veloci e complete. Come per la CO_2 , è consigliabile anche innalzare la pressione di iniezione: polverizzando in maniera più efficiente il combustibile, le emissioni di queste sostanze vengono infatti contenute. La sovralimentazione del motore rappresenta un'altra delle soluzioni più utilizzate per ridurre la produzione di particolato a monte, tuttavia stanno emergendo sempre più tecnologie per il post-trattamento allo scarico.

I filtri antiparticolato per motori diesel, noti con la sigla DPF (*Diesel Particulate Filter*), sono dispositivi in grado di eliminare gran parte dei nuclei carboniosi dispersi nei gas combusti. Attualmente le tecnologie più diffuse per assolvere questo compito sono due: la trappola per particolato FAP, brevettata dal gruppo PSA, ed il sistema CRT a rigenerazione continua.

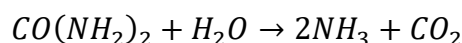
All'interno di un dispositivo FAP, il particolato viene filtrato ed accumulato fino a che i gas di scarico non raggiungono i 600°C, temperatura in corrispondenza della quale avviene l'ossidazione del carbonio in CO_2 . Queste temperature possono essere raggiunte solo in condizioni di potenza massima del motore oppure grazie a post-iniezioni multiple, che portano però ad un inevitabile aumento dei consumi. La rigenerazione del filtro e quindi l'eliminazione dei nuclei carboniosi può essere raggiunta a temperature inferiori (450°C), aggiungendo al combustibile un additivo a base di cerio.

Il sistema di abbattimento a rigenerazione continua (*Continuous Regeneration Trap*) è invece un dispositivo filtrante in grado di convertire il carbonio in CO_2 grazie all' NO_2 prodotto dall'ossidazione di parte dell' NO presente nei gas combusti. La conversione del monossido di azoto in diossido di azoto è possibile grazie ad un catalizzatore ossidante al platino posto a monte del filtro, che facilita la reazione.

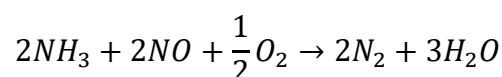
2.2 Riduzione catalitica selettiva

Per rientrare nei limiti imposti dalla nuova normativa IMO Tier III le soluzioni presentate sopra per ridurre a monte la produzione di NO_x non sono più sufficienti. A tutti i motori marini di potenza superiore ai 130 kW viene infatti imposto, a partire dal 1° gennaio 2021, di non superare i 3.4 g/kWh al di sotto dei 130 rpm, i 2 g/kWh al di sopra dei 2000 rpm ed i $9n^{-0.2}$ g/kWh nei regimi intermedi. Pertanto, diviene necessario l'impiego di appositi sistemi di post-trattamento dei gas di scarico in grado di abbattere sensibilmente le emissioni di ossidi di azoto. Il sistema più diffuso in ambito navale è rappresentato dalla *Selective Catalytic Reduction* (SCR), che utilizza come agente chimico riducente l'ammoniaca derivata dall'urea.

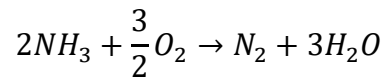
In Fig. 2.1 viene riportato uno schema semplificato del funzionamento dell'SCR, in cui sono presenti le principali reazioni chimiche che avvengono al suo interno. L'urea, stoccata a bordo delle navi all'interno di appositi serbatoi, viene iniettata nel flusso dei gas di scarico che entra nel dispositivo; questo composto, di formula $CO(NH_2)_2$, viene subito trasformato in NH_3 grazie alla reazione di idrolisi qui indicata:



L'ammoniaca così formata si combina con l'ossigeno degli NO_x riducendoli a semplici molecole di azoto (N_2), come riportato di seguito:



Per evitare di disperdere l'ammoniaca nei gas di scarico, l'eventuale quantità in eccesso viene ossidata nell'ultimo tratto fino a formare azoto e acqua:



Per migliorare l'efficacia del sistema ai bassi carichi, quando la temperatura dei gas combusti non è elevata, si dispone di solito un catalizzatore ossidante a monte che trasforma parte del monossido di azoto in diossido di azoto. Si modifica quindi la reazione chimica di riduzione degli NO_x indicata precedentemente:

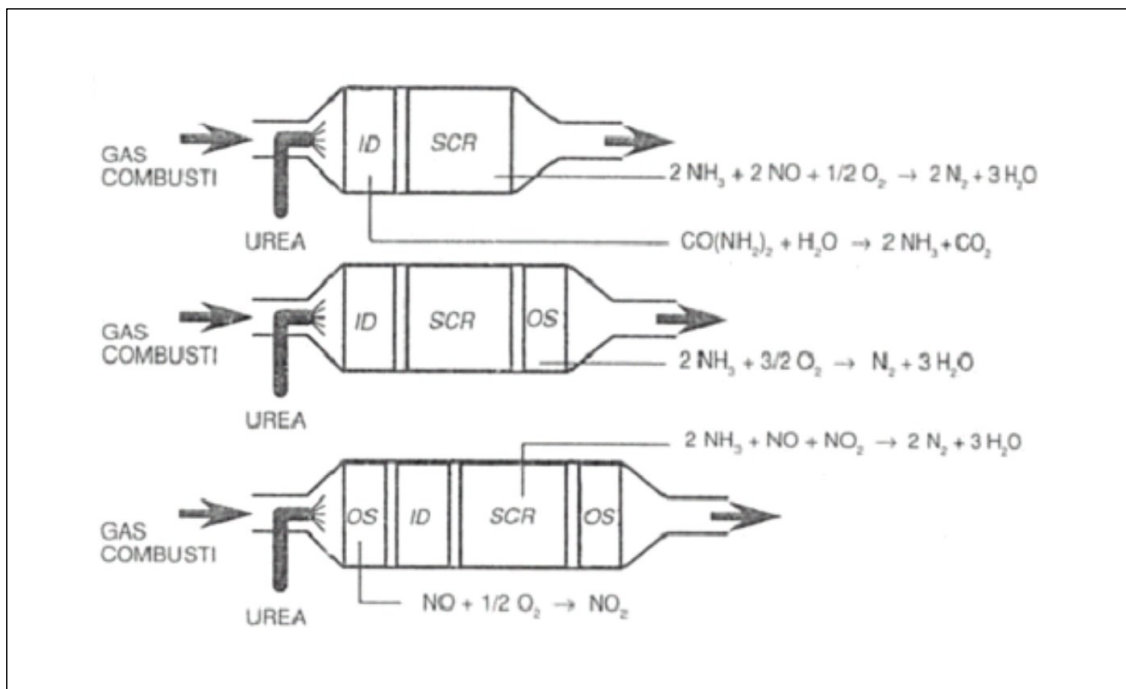
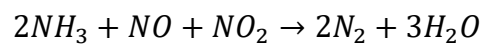


Fig. 2.1: Schema funzionale di un SCR

Tali sistemi sono in grado di abbattere fino al 90% delle emissioni di ossidi di azoto, raggiungendo così valori prossimi a 1-2 g/kWh, senza aumentare il consumo di combustibile. Accoppiando l'SCR con un silenziatore, si ottiene inoltre una forte riduzione della rumorosità, che in alcuni casi riesce ad essere limitata ad appena 35 dB. Oltre agli elevati costi di acquisto e manutenzione, gli unici limiti legati ad una soluzione di questo tipo sono il peso ed il notevole ingombro del sistema, che vanno opportunamente considerati in fase di progetto della nave.

Capitolo 3

Caratteristiche dello yacht

3.1 Descrizione generale

In questo lavoro di tesi è stato analizzato l'impianto di scarico dei gas combusti dello yacht CRN M/Y 138, progettato e costruito presso il Superyacht Yard del Gruppo Ferretti.



Fig. 3.1: Vista laterale dello yacht CRN M/Y 138

Si tratta di uno yacht con scafo dislocante in acciaio e sovrastrutture in alluminio, la cui lunghezza fuori tutto raggiunge i 62 metri. Il progetto è frutto della storica collaborazione con lo studio di design Omega Architects, che si è occupato degli esterni, mentre gli interni sono stati affidati allo studio italiano Pulina Exclusive Interiors. Come si può notare in Fig. 3.1 e in Fig. 3.2, lo scafo si contraddistingue per un profilo slanciato con linee filanti e sportive, tipico dei concept realizzati dallo studio olandese guidato da Frank Laupman.

Lo yacht, ormai prossimo al varo, è costituito da quattro ponti più un sub deck e sarà in grado di ospitare comodamente 16 persone. Le dimensioni complessive sono imponenti: la lunghezza fra la perpendicolare di prua e la perpendicolare di poppa è di 59.4 metri, mentre il dislocamento è di 1106 tonnellate. Grazie a due motori gemelli da 1230 kW, questa nave da diporto sarà comunque in grado di raggiungere una velocità massima di 15 nodi, che corrispondono a 7.716 m/s.



Fig. 3.2: Vista superiore dello yacht CRN M/Y 138

3.2 Specifiche del motore

Destinati alla propulsione dello yacht sono due motori a combustione interna prodotti da Caterpillar Inc., noti con la sigla commerciale 3512C.

Il CAT 3512C è un motore navale a ciclo diesel, con 12 cilindri disposti a V in due bancate da 6 cilindri ciascuna. Con una cilindrata complessiva di 51800 cm³, questo motore a 4 tempi è in grado di sviluppare una potenza massima di 1230 kW a 1800 rpm e una coppia massima di 8200 Nm a 1400 rpm.

Tali valori, riepilogati in Fig. 3.3, sono raggiungibili anche grazie alla sovralimentazione con due turbocompressori indipendenti in parallelo. In un sistema biturbo, due turbine identiche si suddividono equamente la portata dei gas di scarico provenienti dal motore, mentre i due compressori, ognuno collegato alla propria turbina, innalzano la pressione nei condotti di aspirazione. Questa soluzione si sposa dunque bene con l'architettura dei motori a V, in cui si può utilizzare un turbocompressore per ogni bancata. Inserendo due turbo di dimensioni minori al posto di uno unico più grande, si riduce l'inerzia e quindi il tempo di risposta del sistema, in modo da reagire più prontamente ai transitori.


			
SALES MODEL:	3512C	COMBUSTION:	DI
ENGINE POWER (BKW):	1,230.5	ENGINE SPEED (RPM):	1,800
PEAK TORQUE (NM):	8,200.0	PEAK TORQUE SPEED (RPM):	1,400
COMPRESSION RATIO:	14.7	ASPIRATION:	TA
RATING LEVEL:	C-RATING (MAXIMUM CONTINUOUS)	AFTERCOOLER TYPE:	SCAC
PUMP QUANTITY:	2	AFTERCOOLER CIRCUIT TYPE:	JW+OC, AC
FUEL TYPE:	DIESEL	AFTERCOOLER TEMP (C):	48
MANIFOLD TYPE:	DRY	JACKET WATER TEMP (C):	99
GOVERNOR TYPE:	ADEM3	TURBO CONFIGURATION:	PARALLEL
ELECTRONICS TYPE:	ADEM3	TURBO QUANTITY:	2
IGNITION TYPE:	CI	TURBOCHARGER MODEL:	GTB6251BLN-48T-1.24
INJECTOR TYPE:	EUI	CERTIFICATION YEAR:	2007
FUEL INJECTOR:	2664387	CRANKCASE BLOWBY RATE (M3/HR):	46.7
REF EXH STACK DIAMETER (MM):	254	FUEL RATE (RATED RPM) NO LOAD (L/HR):	35.6
MAX OPERATING ALTITUDE (M):	700	PISTON SPD @ RATED ENG SPD (M/SEC):	11.4

Fig. 3.3: Caratteristiche del motore

I vantaggi associati alla sovralimentazione sono rilevanti, specie nei motori diesel:

- a parità di potenza si può ridurre la cilindrata e quindi l'ingombro del motore (*downsizing*), con una conseguente riduzione dei costi
- si ottiene un notevole incremento del rendimento, specialmente con l'impiego di turbocompressori
- si ha un miglioramento del processo di combustione, fornendo la possibilità di utilizzare anche combustibili meno pregiati

- grazie ad una combustione più graduale e alla regolarizzazione delle onde di pressione allo scarico, si ha una forte riduzione del rumore
- a parità di potenza diminuiscono i consumi e quindi le emissioni

In Fig. 3.4 viene graficato l'andamento del consumo specifico di combustibile di un motore navale a ciclo diesel in funzione della potenza sviluppata. La versione sovralimentata meccanicamente tramite un compressore collegato direttamente all'albero motore (senza turbina) presenta consumi inferiori solo ai bassi carichi, in corrispondenza dei quali il compressore è escluso. Una sovralimentazione con turbocompressore, invece, permette di ottenere un netto guadagno di rendimento su tutto il range rispetto al tradizionale motore aspirato e per questo è la soluzione di gran lunga più utilizzata.

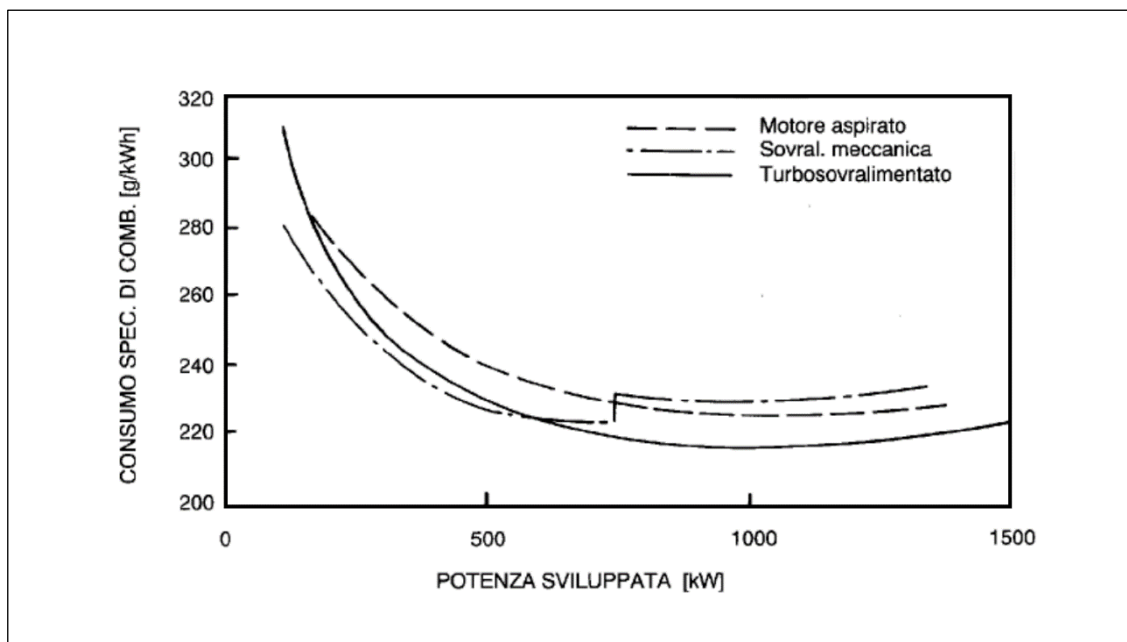


Fig. 3.4: Consumo specifico di combustibile

Come accade nella maggior parte dei motori diesel di applicazione navale, il CAT 3512C utilizza un sistema di turbosovralimentazione a pressione costante. In Fig. 3.5 si riporta uno schema semplificato dell'impianto relativo ad una sola bancata. Questo sistema viene realizzato convogliando i gas combusti provenienti dai vari cilindri in un unico collettore di grande volume, al cui interno le diverse pressioni dei gas si equalizzano, raggiungendo un valore unico e costante.

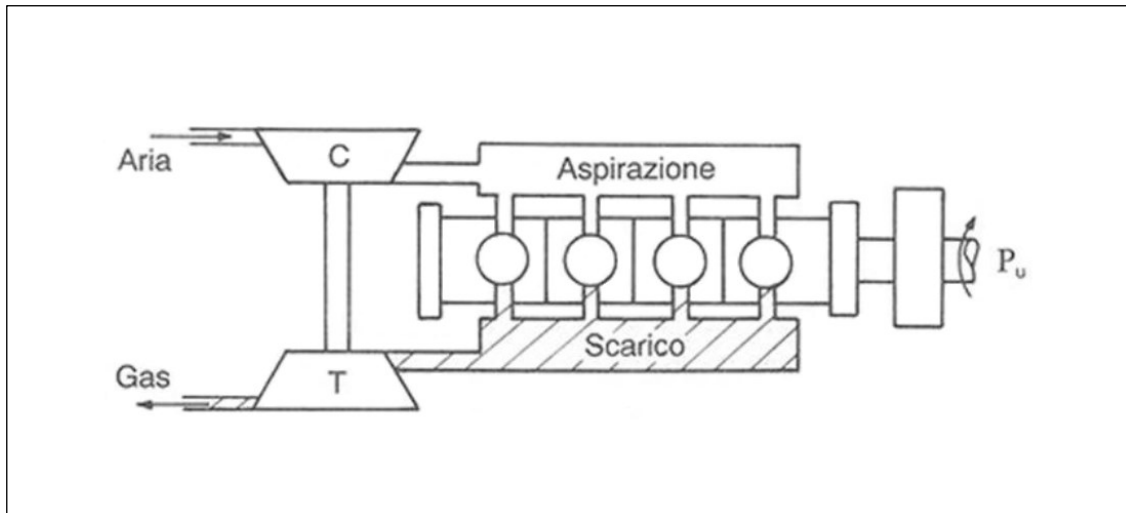


Fig. 3.5: Turbosovralimentazione a pressione costante

Sono molteplici i vantaggi di questa soluzione rispetto ad una sovralimentazione ad impulsi senza equalizzazione delle pressioni:

- i collettori di scarico, seppur più ingombranti, hanno forme meno complesse, riducendo così i costi associati alla realizzazione
- il turbocompressore può essere collocato nel punto più comodo, semplificandone la progettazione e la manutenzione
- la pressione di sovralimentazione, essendo meno legata al numero di cilindri, diviene più regolare e più facilmente ottimizzabile
- la turbina risulta più compatta e lavora in condizioni stazionarie, con un conseguente incremento del rendimento globale
- si può usare una turbina più economica con una sola entrata ed eliminare le perdite fluidodinamiche dovute alla suddivisione in più settori d'ingresso
- si evitano fenomeni di interferenza tra i vari impulsi di pressione, che in alcuni casi possono ostacolare il corretto riempimento dei cilindri

L'unico svantaggio consiste in una risposta più lenta del sistema nel caso venga richiesta una rapida variazione delle condizioni di funzionamento del motore: infatti, la presenza del grosso volume del collettore di scarico fa sì che la pressione e la temperatura al suo interno cambino molto gradualmente.

Tuttavia i motori navali lavorano quasi sempre a regime costante, per cui la suddetta problematica diventa meno rilevante dal momento che la variazione del carico richiesto è di solito molto graduale.

Nei motori turbosovralimentati, la turbina trasforma il salto entalpico dei gas di scarico in energia meccanica, che viene sfruttata dal compressore per comprimere l'aria fresca in ingresso. Aumentando la densità dell'aria, si ha un incremento del coefficiente di riempimento λ_v , definito come il rapporto fra la massa d'aria effettivamente aspirata e quella che occuperebbe la cilindrata in condizioni di pressione e temperatura ambiente:

$$\lambda_v = \frac{m_a}{\rho_a V}$$

Il coefficiente di riempimento è direttamente proporzionale alla potenza specifica, quindi, a parità di cilindrata, un valore di λ_v più elevato comporta un incremento della potenza del motore.

ENGINE SPEC SYSTEM		
CYLINDER ARRANGEMENT	VEE	
NUMBER OF CYLINDERS	12	
CYLINDER BORE DIAMETER	170	MM
PISTON STROKE	190	MM
TOTAL CYLINDER DISPLACEMENT	51.8	L
CRANKSHAFT ROTATION FROM FLYWHEEL END	STD	
CYLINDER FIRING ORDER	1-12-9-4-5- 8-11-2-3- 10-7-6	
NUMBER 1 CYLINDER LOCATION	RIGHT FRONT	
STROKES/COMBUSTION CYCLE	4	
EXHAUST SYSTEM		
<i>THE INSTALLED SYSTEM MUST COMPLY WITH THE SYSTEM LIMITS BELOW FOR ALL EMISSIONS CERTIFIED ENGINES TO ASSURE REGULATORY COMPLIANCE.</i>		
MAXIMUM ALLOWABLE SYSTEM BACK PRESSURE	6.7	KPA
MANIFOLD TYPE	DRY	
MAXIMUM ALLOWABLE STATIC WEIGHT ON EXHAUST CONNECTION	33	KG
MAXIMUM ALLOWABLE STATIC BENDING MOMENT ON EXHAUST CONNECTION	48	NM

Fig. 3.6: Contropressione massima allo scarico

Se si vuole massimizzare il coefficiente di riempimento e quindi le prestazioni del motore, occorre ridurre la contropressione allo scarico, cioè la pressione che

l'ambiente di scarico esercita sulla massa d'aria all'interno del cilindro. Per questo motivo, Caterpillar ha fornito un valore massimo di controcompressione, la quale non dovrà superare i 6.7 kPa in tutti i regimi di funzionamento del motore, come indicato in Fig. 3.6. Lo scopo di questa tesi sarà dunque quello di verificare il rispetto di tale limite nelle condizioni più critiche per il sistema.

La pressione allo scarico dipende dalla pressione dell'ambiente esterno in cui vengono liberati i gas combusti e dalle perdite di carico lungo il percorso. Essendo le perdite di carico proporzionali al quadrato della velocità, all'aumentare della portata dei gas avremo, a parità di sezione del condotto, un incremento delle perdite di carico distribuite e localizzate. Quindi, considerando costante la pressione dell'ambiente esterno, il valore più elevato di controcompressione si avrà in corrispondenza del regime di potenza massima a 1800 rpm, quando si raggiunge il valore massimo di portata all'interno del condotto di scarico.

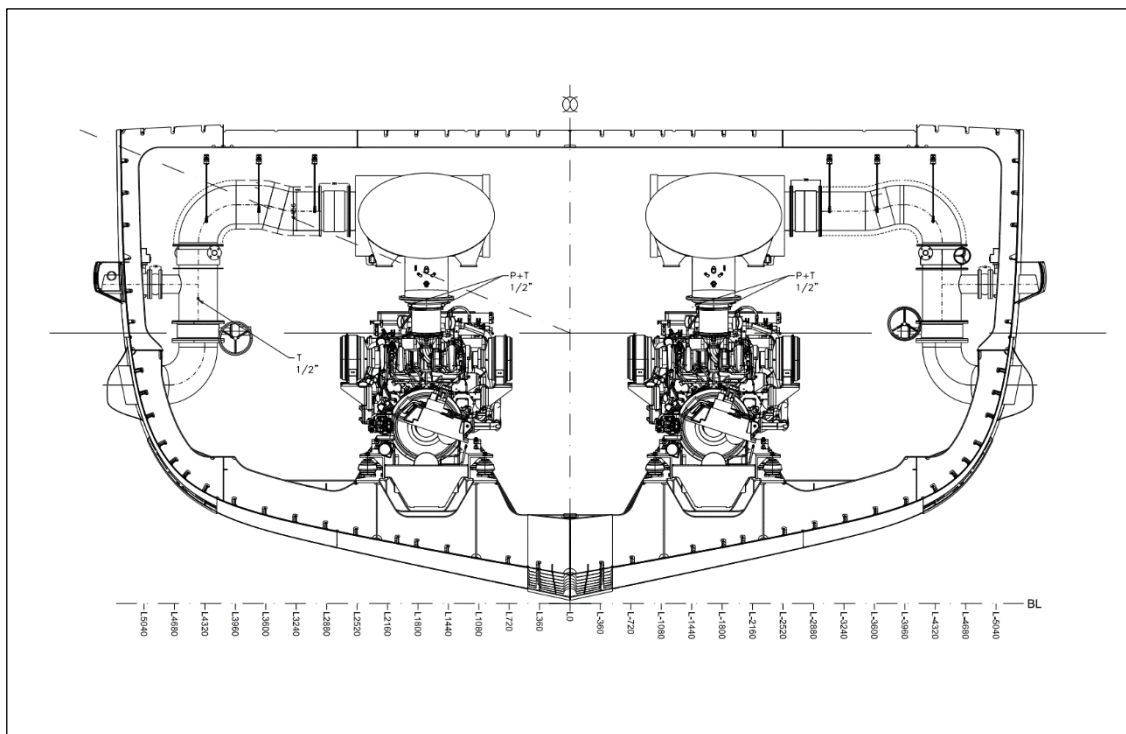


Fig. 3.7: Sezione trasversale dello scafo con i due motori

Come si può notare in Fig. 3.7, da ognuno dei due motori installati a bordo si diparte un condotto di scarico indipendente, che si innesta all'uscita delle turbine e porta i gas combusti al di sotto della linea di galleggiamento.

Dal momento che i due motori e i due condotti sono identici fra loro, per il proseguo della trattazione si farà riferimento solo al motore di sinistra ed al suo impianto di scarico, ma gli stessi risultati saranno validi anche per quello di destra.

3.3 Impianto di scarico

In Fig. 3.8 viene rappresentato lo schema tecnico del sistema di scarico del motore CAT 3512C presente a bordo dello yacht CRN M/Y 138. Ad ogni numero presente sul disegno corrisponde un elemento funzionale, poi indicato nella distinta componenti in Fig. 3.9. L'impianto, progettato e realizzato da Mive Eco Srl, è costituito essenzialmente da un silenziatore, un SCR, un condotto di scarico, un *riser*, un circuito di bypass e una cuffia.

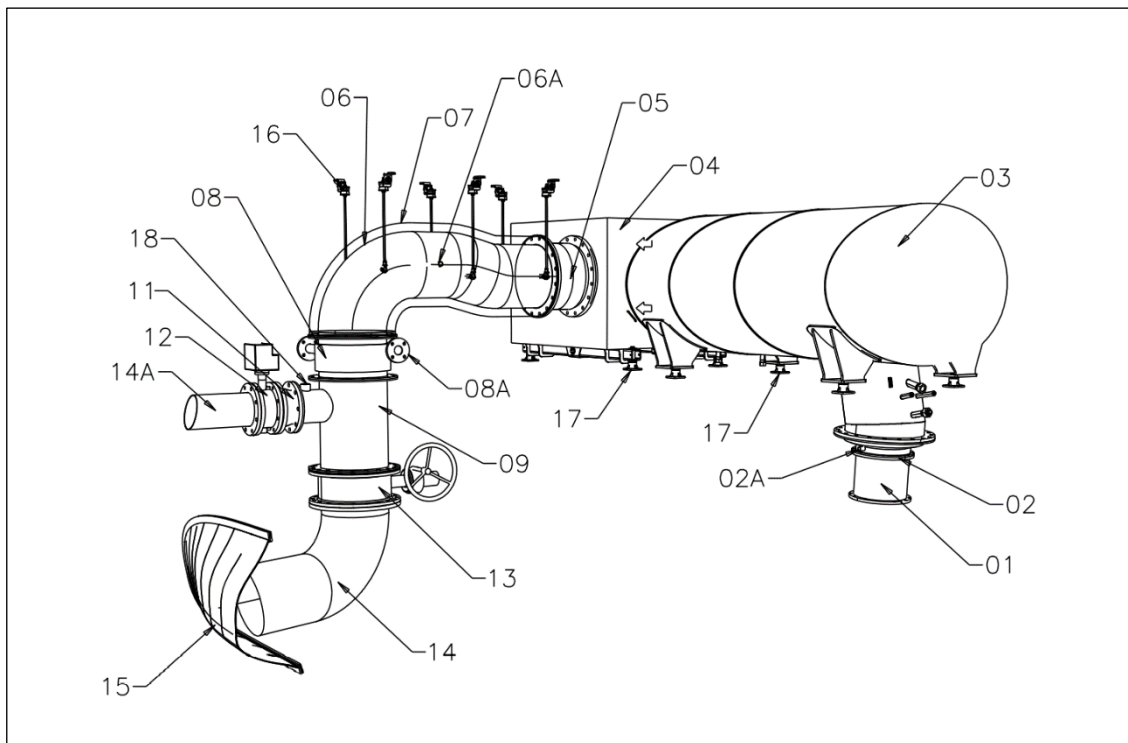


Fig. 3.8: Schema dell'impianto di scarico

I gas combusti, dopo l'espansione nelle due turbine parallele, vengono convogliati all'interno del silenziatore (03), che assorbe parte delle onde di pressione prodotte dal motore, riducendo il rumore percepito.

EQUIPMENT LIST MAIN ENGINES					
ITEM	TITLE/DENOMINATION	MATERIAL	Q.ty	CHARACTERISTIC / NOTES	SUPPLIER
01	MAIN ENGINE EXHAUST BELLOW	AISI 321	2		CAT
02	INLET SILENCER CUSTOM PIPE	AISI 304	2	INLET FLANGE: AS MAIN ENGINE EXHAUST FLANGE OUTLET FLANGE: DN500 PN6	MIVEECO
02A	TEMPERATURE AND PRESSURE SENSOR CONNECTION 2x1/2"		4		MIVEECO
03	SILENCER-SCR		2	INLET FLANGE DN500 PN6	CAT
04	SILENCER-SCR		2	OUTLET FLANGE DN450 PN6	CAT
05	BELLOW DN450-PN6 lg.350	AISI 321 Carbon steel flanges	2	BV TYPE APPROVAL + Lloyd's Register Tested	MIVEECO-Belman
06	EXHAUST GAS PIPE FROM SCR OUTLET TO RISER INLET	AISI 304	2	PIPE DN450 WITH FLANGES DN450 PN6	MIVEECO
06A	P-T SENSOR CONNECTION 2X1/2"		4		
07	THERMAL INSULATION	GFRP	2	THERMAL INSULATION 2 "RIGID TYPE BLACK COATED	MIVEECO
08	WATER INJECTION RING-RISER	AISI 316	4	INLET FLANGE: DN450 PN6 OUTLET FLANGE: DN450PN10	MIVEECO
08A	WATER INJECTOR DN50-PN10	AISI 316	4	DN50 PN16	MIVEECO
09	FLANGED TERMINAL PIPE WITH BYPASS	AISI 316	2	PIPE DN450 WITH: INLET FLANGE DN450 PN10 - OUTLET FLANGE DN450 PN10 - BYPASS FLANGE DN200 PN10	MIVEECO
09A	TEMPERATURE AND PRESSURE SENSOR CONNECTION 2X 1/2"		4		MIVEECO
11	RUBBER BELLOW DN200 PN10 RS-1	EPDM		Bureau Veritas Type Approval Type AS RS A and R	MIVEECO-STENFLEX
12	BUTTERFLY VALVE EVFS TYPE DN200 PN10		2	WITH ELECTRIC ACTUATOR LLOYD'S REGISTER TESTED	SHIPYARD
13	BUTTERFLY VALVE EVFS TYPE DN450 PN10		2	LLOYD'S REGISTER TESTED	SHIPYARD
14	HULL PIPE DN450	STEEL	2	FLANGE DN450 PN10	SHIPYARD
14A	HULL PIPE DN200	AISI 316	2	FLANGE DN200 PN16	SHIPYARD
15	SCOOP	AH36	2		DESIGN MIVEECO
16	ANTIVIBRATION MOUNTS TYPE ST-150		12	FIXED POINT SUPPORT - 70 kg TYPE TCR-70	MIVEECO
17	ANTIVIBRATION MOUNTS TYPE GDZ-900		16	FIXED POINT SUPPORT - 900 kg TYPE GDZ-900	MIVEECO
18	ADDITIONAL WATER INLET FOR LOW RPM EXHAUST 2"		2		MIVEECO

Fig. 3.9: Distinta componenti dell'impianto

In Fig. 3.10 sono presenti le portate relative alle principali sostanze inquinanti emesse dal motore CAT 3512C al variare della potenza erogata. Per abbattere la gran quantità di NO_x prodotta dal motore e ottenere la certificazione IMO Tier III, viene inserito a valle del silenziatore un sistema di riduzione catalitica selettiva (04) con un serbatoio di urea dedicato.

ENGINE POWER	BKW	1,230	923	615	308	123
PERCENT LOAD	%	100	75	50	25	10
TOTAL NOX (AS NO2)	G/HR	9,462	4,489	3,757	2,997	2,005
TOTAL CO	G/HR	413	321	493	546	475
TOTAL HC	G/HR	202	277	253	200	184
TOTAL CO2	KG/HR	758	601	413	236	138
PART MATTER	G/HR	95.1	97.5	80.8	87.4	76.7
TOTAL NOX (AS NO2)	(CORR 5% O2) MG/NM3	2,462.9	1,471.2	1,905.3	2,623.3	3,085.1
TOTAL CO	(CORR 5% O2) MG/NM3	121.0	117.5	277.8	501.7	645.1
TOTAL HC	(CORR 5% O2) MG/NM3	51.3	88.0	115.2	160.7	205.0
PART MATTER	(CORR 5% O2) MG/NM3	24.0	30.7	40.8	71.6	93.3
TOTAL NOX (AS NO2)	(CORR 5% O2) PPM	1,200	717	928	1,278	1,503
TOTAL CO	(CORR 5% O2) PPM	97	94	222	401	516
TOTAL HC	(CORR 5% O2) PPM	96	164	215	300	383
TOTAL NOX (AS NO2)	G/HP-HR	5.79	3.66	4.58	7.30	12.19
TOTAL CO	G/HP-HR	0.25	0.26	0.60	1.33	2.89
TOTAL HC	G/HP-HR	0.12	0.23	0.31	0.49	1.12
PART MATTER	G/HP-HR	0.06	0.08	0.10	0.21	0.47
TOTAL NOX (AS NO2)	LB/HR	20.86	9.90	8.28	6.61	4.42
TOTAL CO	LB/HR	0.91	0.71	1.09	1.20	1.05
TOTAL HC	LB/HR	0.45	0.61	0.56	0.44	0.41
TOTAL CO2	LB/HR	1,670	1,326	911	520	304
PART MATTER	LB/HR	0.21	0.22	0.18	0.19	0.17
OXYGEN IN EXH	%	12.5	13.5	13.9	15.1	16.3
DRY SMOKE OPACITY	%	0.4	1.0	2.3	2.5	2.0
BOSCH SMOKE NUMBER		0.20	0.36	0.83	0.90	0.68

Fig. 3.10: Emissioni del motore

I gas di scarico in uscita dall'SCR sono ancora a temperatura molto elevata, per cui vengono incanalati in una tubazione che, nel primo tratto, è coibentata termicamente con un materiale isolante posto sulla sua superficie esterna.

Per abbassare la temperatura dei gas, viene poi inserita all'interno del condotto di scarico l'acqua di mare proveniente dal circuito di raffreddamento del motore, che, trovandosi ad una temperatura molto inferiore, assorbe parte del calore. L'introduzione dell'acqua di raffreddamento avviene in corrispondenza di un componente noto con il nome di *riser* (08), costituito da un anello di diametro interno pari a quello della tubazione di scarico e due fori da cui viene iniettato il liquido. In Fig. 3.11 si riporta il disegno tecnico relativo a questo elemento, opportunamente quotato. L'iniezione dell'acqua in direzione perpendicolare al flusso dei gas di scarico tramite due fori contrapposti genera all'interno del condotto un vortice (*swirl*), che facilita lo scambio termico tra i due fluidi.

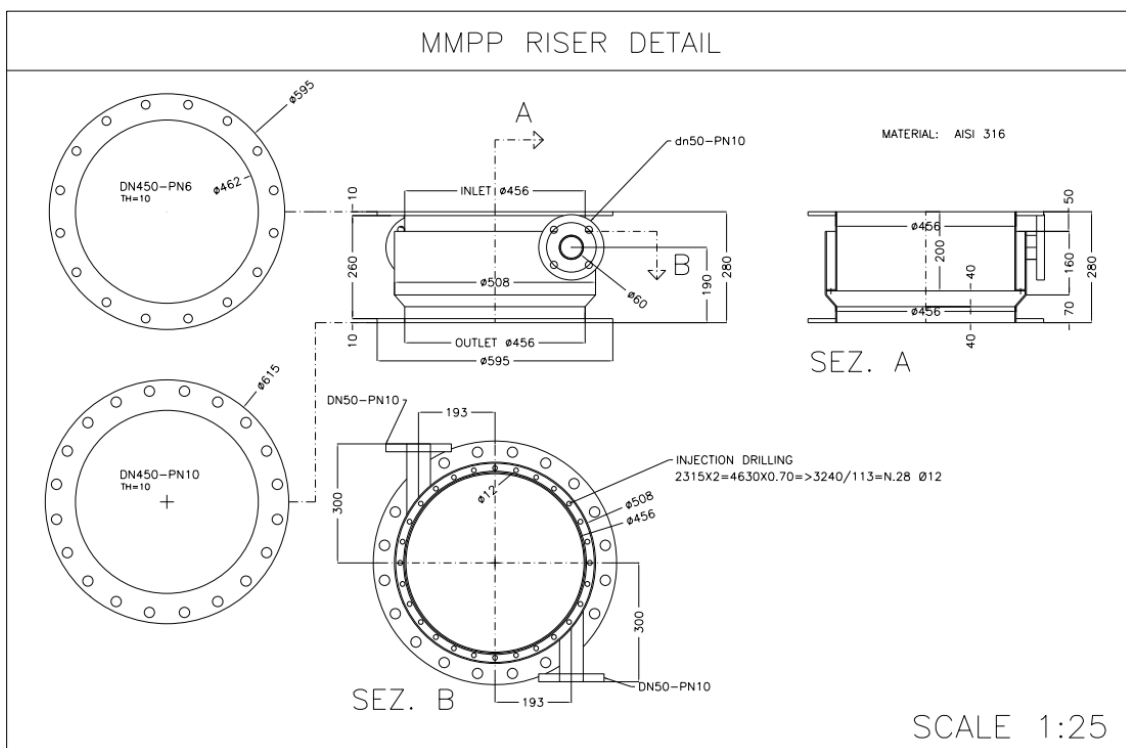


Fig. 3.11: Disegno quotato del riser

A valle del *riser*, dunque, non è più necessaria la coibentazione, ma è presente un circuito di bypass con due valvole a farfalla che permette di scaricare i gas combusti al di sopra della linea di galleggiamento.

Il bypass viene attivato quando i motori sono accesi e lo yacht è fermo: in queste condizioni infatti viene a mancare l'effetto di risucchio della cuffia e i gas di scarico non sono in grado di vincere il battente idrostatico per fuoriuscire sott'acqua. Quando invece lo yacht è in navigazione con abbrivio, la miscela bifase composta da gas combusti e acqua di raffreddamento riesce a percorrere l'ultimo tratto di tubazione e raggiunge così la cuffia, nota anche come *scoop*. L'interazione fra la forma della cuffia e le forze fluidodinamiche agenti quando lo scafo è in moto fa sì che venga a generarsi una depressione in prossimità della sezione di uscita, che permette il corretto deflusso della miscela. In Fig. 3.12 viene riportato il disegno della cuffia di destra (speculare a quella di sinistra), che viene imbullonata con una flangia sul lato destro della carena dello yacht, in corrispondenza del terminale del condotto di scarico.

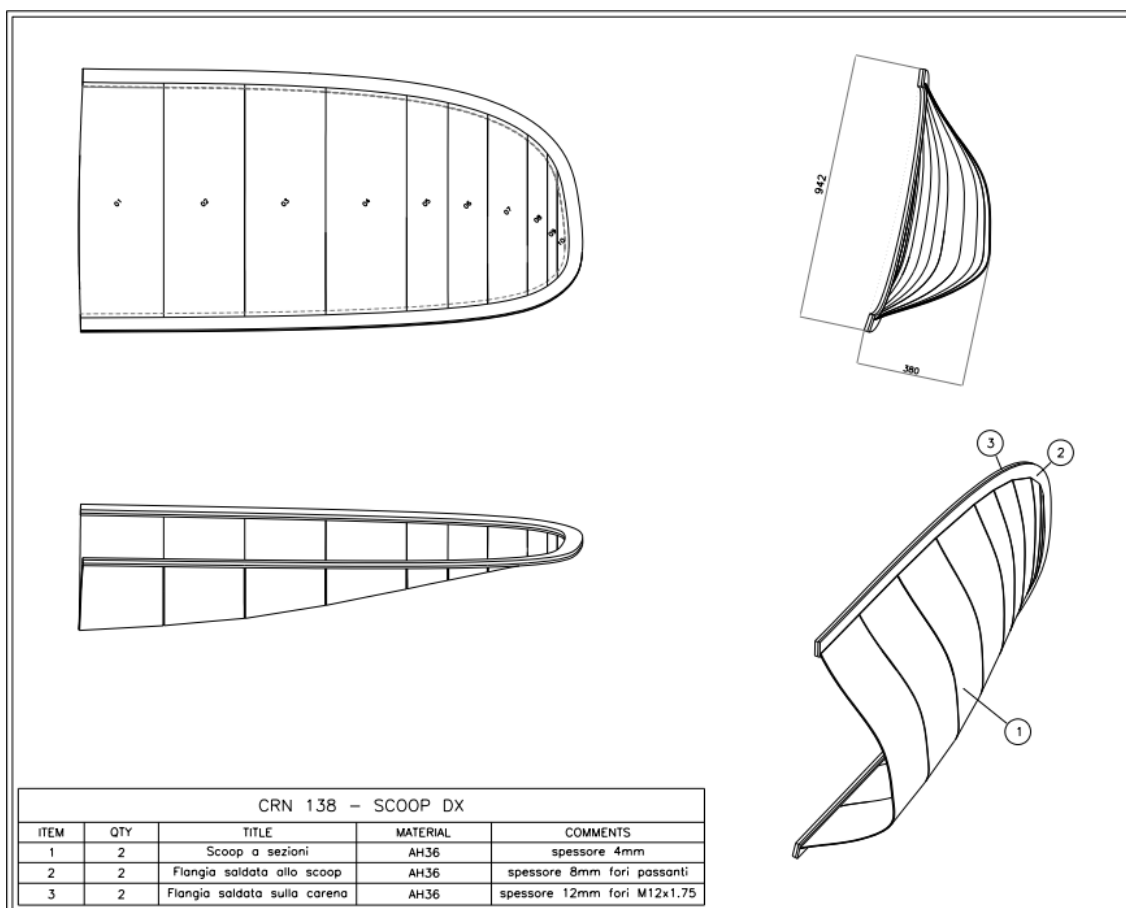


Fig. 3.12: Disegno della cuffia di scarico

Capitolo 4

Fluidi analizzati

4.1 Gas di scarico

La miscela di gas presente allo scarico di un motore a ciclo diesel è costituita per la maggior parte da azoto, ossigeno, anidride carbonica e vapore acqueo, composti presenti naturalmente nell'aria atmosferica introdotta nel condotto di aspirazione. Oltre a questi, però, vengono emesse anche delle sostanze inquinanti, analizzate in dettaglio nel Capitolo 2, come risultato della combustione o della mancata combustione all'interno dei cilindri. La quantità di tali composti nocivi, derivati dagli elementi chimici presenti nel combustibile iniettato, è di difficile misurazione e varia in modo sostanziale a seconda delle condizioni operative del motore.

Nel presente studio non sono note le percentuali e le portate specifiche di tutti i composti (inquinanti e non) presenti nel condotto di scarico, pertanto si è scelto di valutare l'insieme dei gas come una miscela omogenea, al pari dell'aria atmosferica aspirata. È prassi comune in questo tipo di analisi considerare le proprietà dei gas di scarico pari a quelle dell'aria nelle stesse condizioni di temperatura, commettendo errori trascurabili. La miscela all'aspirazione e quella allo scarico condividono infatti gran parte dei composti chimici, che si attestano

all'incirca sulle stesse percentuali, escludendo la piccola frazione relativa ai prodotti della combustione.

Di seguito vengono riepilogate le principali caratteristiche del motore CAT 3512C al variare dei giri e della potenza erogata, evidenziando le condizioni termodinamiche della miscela di scarico in corrispondenza del regime di interesse. Come già detto, il presente lavoro si baserà in via cautelativa sui valori associati alla massima velocità di rotazione del motore, quando si verificheranno le massime perdite di carico nel condotto. Infatti, come mostrato in Fig. 4.1, a 1800 rpm si raggiunge il valore massimo della portata in massa della miscela di scarico, ovvero 9023.8 kg/h, che corrispondono a 2.5066 kg/s.

ENGINE SPEED	ENGINE POWER	COMPRESSOR OUTLET PRES	COMPRESSOR OUTLET TEMP	WET INLET AIR VOL FLOW RATE	ENGINE OUTLET WET EXH GAS VOL FLOW RATE	WET INLET AIR MASS FLOW RATE	WET EXH GAS MASS FLOW RATE	ENGINE OUTLET WET EXH VOL FLOW RATE (0 DEG C AND 101 KPA)	ENGINE OUTLET DRY EXH VOL FLOW RATE (0 DEG C AND 101 KPA)
RPM	BKW	KPA	DEG C	M3/MIN	M3/MIN	KG/HR	KG/HR	M3/MIN	M3/MIN
1,800	1,230	241	194.7	124.6	258.6	8,778.3	9,023.8	118.6	109.2
1,700	1,230	238	194.4	115.0	241.4	8,126.8	8,368.9	110.0	101.1
1,600	1,230	236	193.0	109.9	235.0	7,753.8	7,994.1	105.1	96.2
1,500	1,230	225	185.4	101.8	224.9	7,118.0	7,353.9	96.6	88.7
1,400	1,230	220	185.3	95.8	223.0	6,667.3	6,903.4	90.6	82.9
1,300	970	154	151.4	71.5	178.3	4,924.5	5,115.0	67.1	61.0
1,200	838	119	132.6	56.7	150.1	3,899.4	4,068.4	53.3	48.0
1,100	712	91	114.1	45.7	124.3	3,139.4	3,287.6	43.0	38.5
900	405	34	67.2	26.5	66.9	1,819.3	1,908.5	25.1	22.4
700	228	14	47.9	17.5	38.0	1,202.0	1,254.9	16.4	14.8

Fig. 4.1: Portata della miscela di scarico

Nella stessa tabella si trova anche la portata volumetrica relativa alla miscela di scarico in condizioni standard, cioè a 0°C (273.15 K) e a pressione atmosferica (101325 Pa). Tale valore, pari a 118.6 m³/min o 1.977 m³/s, risulta molto utile per il calcolo delle proprietà termodinamiche della miscela considerata omogenea.

In Fig. 4.2 si riporta la temperatura dei gas nel collettore di scarico a monte delle turbine, che a 1800 rpm è di 504.2°C, ovvero 777.35 K. Nello stesso collettore a valle dei cilindri la pressione assoluta è invece pari a 190 kPa.

ENGINE SPEED	ENGINE POWER	ENGINE TORQUE	BRAKE MEAN EFF PRES (BMEP)	BRAKE SPEC FUEL CONSUMPTN (BSFC)	VOL FUEL CONSUMPTN (VFC)	INLET MFLD PRES	INLET MFLD TEMP	EXH MFLD TEMP	EXH MFLD PRES	ENGINE OUTLET TEMP
RPM	BKW	NM	KPA	G/BKW-HR	L/HR	KPA	DEG C	DEG C	KPA	DEG C
1,800	1,230	6,528	1,585	199.6	292.7	231.7	57.5	504.2	190.0	322.6
1,700	1,230	6,912	1,678	196.7	288.6	231.1	57.3	514.6	180.9	326.4
1,600	1,230	7,344	1,783	195.3	286.4	229.4	56.3	528.9	170.6	337.8
1,500	1,230	7,834	1,902	191.2	280.5	219.1	56.3	547.3	153.5	362.7
1,400	1,230	8,393	2,038	191.9	281.4	216.3	56.1	579.6	142.6	399.2
1,300	970	7,125	1,730	196.5	227.2	150.8	54.3	609.0	95.2	453.3
1,200	838	6,669	1,619	201.7	201.5	116.5	54.5	659.7	70.7	495.9
1,100	712	6,181	1,501	208.1	176.6	89.1	54.6	696.4	52.6	515.5
900	405	4,297	1,043	220.1	106.2	32.9	55.8	663.8	21.6	453.9
700	228	3,110	755	232.2	63.1	12.9	58.5	560.9	10.0	358.3

Fig. 4.2: Temperatura e pressione nel collettore di scarico

Viste le basse pressioni e le alte temperature in gioco, spesso si considera per semplicità la miscela omogenea dei gas di scarico come un unico gas ideale. Di seguito si verificherà la validità di questa ipotesi nelle condizioni considerate.

La pressione, la densità e la temperatura di un gas reale sono legate fra loro dalla seguente equazione di stato, in funzione del fattore di compressibilità (Z):

$$\frac{p}{\rho} = ZRT$$

Tale fattore può essere visto come una misura di quanto il gas si discosta dal comportamento ideale. Infatti, per $Z=1$ si ottiene la nota equazione di stato dei gas ideali, che permette di valutare facilmente le proprietà termodinamiche del fluido. Il valore di Z per un gas reale può essere ricavato dal diagramma generalizzato di Nelson-Obert, riportato in Fig. 4.3, in cui il fattore di compressibilità viene graficato in funzione della temperatura ridotta e della pressione ridotta.

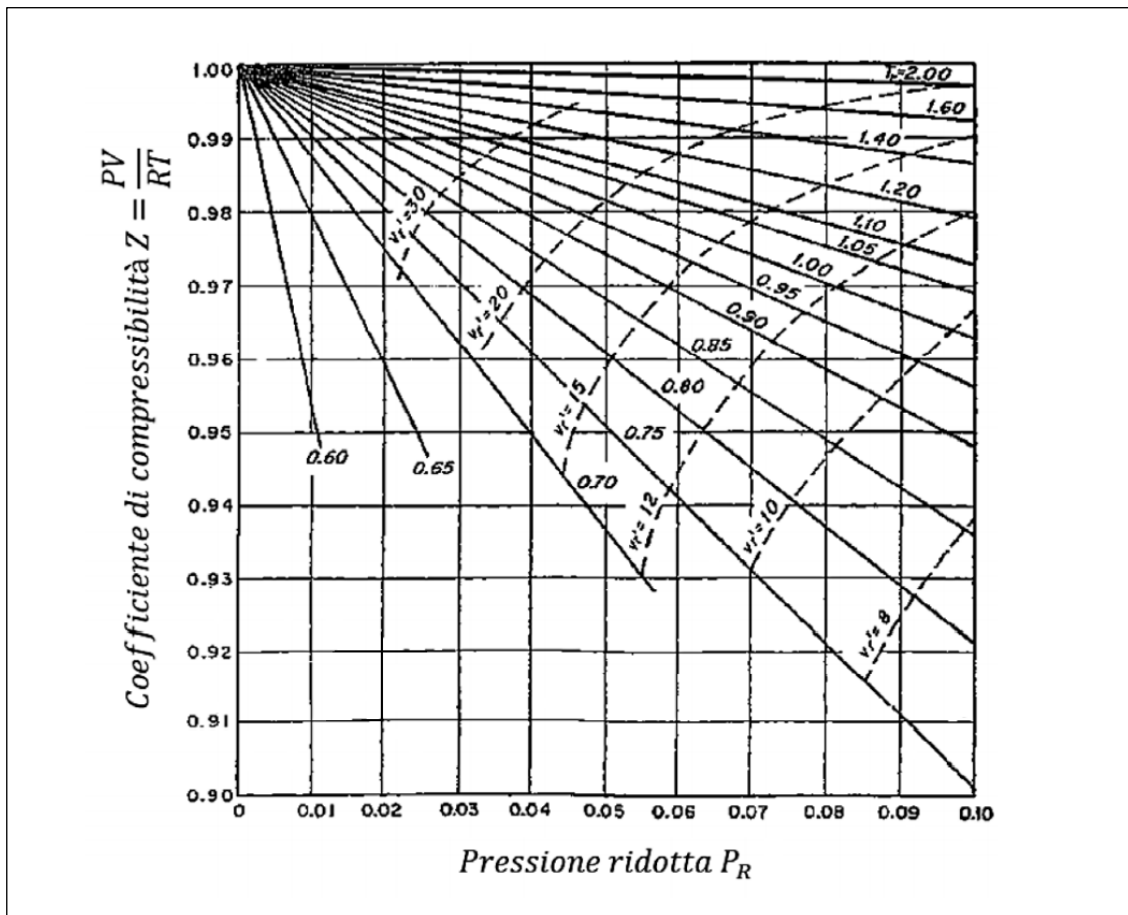


Fig. 4.3: Diagramma generalizzato di Nelson-Obert

La temperatura ridotta di un gas reale (T_R) viene definita come il rapporto tra la temperatura nelle condizioni considerate (T) e la temperatura in corrispondenza del suo punto critico (T_{cr}), vale a dire:

$$T_R = \frac{T}{T_{cr}}$$

Allo stesso modo, la pressione ridotta del gas (p_R) si definisce come il rapporto tra la pressione considerata (p) e la sua pressione critica (p_{cr}):

$$p_R = \frac{p}{p_{cr}}$$

Ogni gas possiede il proprio punto critico, in prossimità del quale lo scostamento dal comportamento dei gas perfetti è massimo. Pertanto, quanto più pressione e temperatura si discosteranno dal valore critico, tanto più il comportamento del gas potrà essere approssimato a quello ideale. Come si può notare anche dal diagramma di Nelson-Obert, più la pressione sarà bassa e la temperatura alta, più il fattore di compressibilità si avvicinerà a 1. Solitamente se la pressione ridotta è molto minore di 1 o la temperatura ridotta maggiore di 2, si può assumere con buona approssimazione il gas come ideale.

Nel caso in esame è stato ricavato il valore di Z per la condizione più sfavorevole di temperatura, ovvero in condizioni standard (273.15 K, 101325 Pa). I gas di scarico non raggiungeranno mai temperature così basse, neanche dopo l'iniezione di acqua, mentre il valore della pressione nel condotto sarà sempre simile a quello atmosferico. Infatti, la massima pressione nel sistema sarà quella in corrispondenza del collettore di scarico (190 kPa), prima dell'espansione nelle turbine, a valle delle quali raggiungerà valori prossimi a 1 bar. Non essendo note la temperatura critica e la pressione critica della miscela di gas considerata, sono stati utilizzati i valori relativi al punto critico dell'aria. Perfino in tali condizioni la temperatura ridotta della miscela dei gas di scarico risulta maggiore di 2:

$$T_R = \frac{T_x}{T_{cr,aria}} = \frac{273.15}{132.5} = 2.062 > 2$$

È possibile ricavare per le condizioni standard anche la pressione ridotta:

$$p_R = \frac{p_x}{p_{cr,aria}} = \frac{101325}{3770000} = 0.027 \ll 1$$

Inserendo all'interno del diagramma di Nelson-Obert i valori ottenuti, si ricava un valore del fattore di compressibilità pari a 1, pertanto la miscela omogenea dei gas di scarico può essere considerata da qui in poi come un gas ideale. A questo punto è lecito applicare, nell'impianto analizzato, l'equazione di stato dei gas perfetti:

$$\frac{p}{\rho} = RT$$

Tale relazione può essere utilizzata per determinare, ad esempio, la costante media della miscela dei gas di scarico (R). Trattandosi di una grandezza caratteristica indipendente dalle condizioni termodinamiche in cui si trova il gas, verrà di seguito calcolata in funzione delle condizioni standard. A 0°C e 101325 Pa si conosce infatti la portata volumetrica del flusso di gas (Q_{Gx}), da cui si può facilmente ricavare la densità media della miscela in condizioni standard (ρ_{Gx}). Rapportando la portata massica (\dot{m}_G) alla portata volumetrica si ottiene:

$$\rho_{Gx} = \frac{\dot{m}_G}{Q_{Gx}} = \frac{2.5066}{1.977} = 1.268 \frac{kg}{m^3}$$

Inserendo dunque i valori di pressione, temperatura e densità all'interno dell'equazione di stato sopra riportata, è possibile ricavare la costante media della miscela dei gas di scarico prodotti dal motore CAT 3512C:

$$R = \frac{p_x}{\rho_{Gx}T_x} = \frac{101325}{1.268 \cdot 273.15} = 292.5 \frac{J}{kg \cdot K}$$

Come da aspettative, il valore ottenuto è prossimo a quello della costante media dell'aria, pari a 287 J/(kg · K); pertanto, considerando direttamente il secondo valore, si sarebbe introdotto un errore trascurabile. Questo risultato conferma la validità delle ipotesi fatte e fornisce un'ulteriore prova di quanto le proprietà termodinamiche della miscela dei gas di scarico siano in realtà simili a quelle dell'aria atmosferica.

4.2 Acqua di mare

Dopo aver analizzato le proprietà della miscela di gas presenti allo scarico, si passa ora ad approfondire le caratteristiche dell'acqua di mare che costituisce la seconda fase del flusso dal *riser* in poi.

L'acqua, prelevata dal mare tramite una pompa, percorre tutto il circuito di raffreddamento del motore prima di giungere nel condotto di scarico. L'iniezione di questo liquido in corrispondenza del *riser* consente di abbassare drasticamente la temperatura dei gas combusti, fino a raggiungere i 45°C. Questo valore, misurato con una termoresistenza al platino posta nel condotto a valle del *riser*, rappresenta in realtà la temperatura media della miscela bifase gas-liquido in quel punto. Per semplicità il valore di T verrà mantenuto costante tra il *riser* e la cuffia, considerando le due fasi in equilibrio termico a 45°C.

In funzione di questa temperatura si possono quindi ricavare la densità e la viscosità dinamica dell'acqua di mare che scorre all'interno della tubazione. Tali valori saranno maggiori di quelli dell'acqua dolce a pari temperatura, a causa della presenza dei sali disciolti (principalmente cloruro di sodio) che modificano parzialmente le proprietà del fluido. La concentrazione media dei sali si attesta di solito intorno a 35 g per litro di acqua di mare, ma in alcune zone si possono raggiungere valori superiori ai 40 g/l. Chiaramente maggiore sarà la salinità, maggiori saranno la densità e la viscosità del liquido, grandezze direttamente proporzionali alle perdite di carico. In via cautelativa, nel presente studio si considererà un valore della salinità pari a 0.040 kg di sale per kg di acqua di mare, all'incirca corrispondente alla concentrazione di sale media nel Mar Mediterraneo, dove verrà varato lo yacht.

4.2.1 Densità

Esistono in letteratura diverse formule empiriche che consentono di ricavare il valore della densità dell'acqua di mare (ρ_L) in funzione della sua temperatura (T) e della sua salinità (S).

Secondo una di queste si può calcolare la densità espressa in kg/m³ come:

$$\rho_L = (a_1 + a_2T + a_3T^2 + a_4T^3 + a_5T^4) + (b_1S + b_2ST + b_3ST^2 + b_4ST^3 + b_5S^2T^2)$$

All'interno dell'equazione sono presenti dieci diversi coefficienti ($a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, b_1, b_2, b_3, b_4, b_5$), i cui valori costanti sono di seguito riportati:

$$a_1 = 9.999 \cdot 10^2$$

$$b_1 = 8.020 \cdot 10^2$$

$$a_2 = 2.034 \cdot 10^{-2}$$

$$b_2 = -2.001 \cdot 10^0$$

$$a_3 = -6.162 \cdot 10^{-3}$$

$$b_3 = 1.677 \cdot 10^{-2}$$

$$a_4 = 2.261 \cdot 10^{-5}$$

$$b_4 = -3.060 \cdot 10^{-5}$$

$$a_5 = -4.657 \cdot 10^{-8}$$

$$b_5 = -1.613 \cdot 10^{-5}$$

La precedente relazione è valida in un ampio range di temperatura e salinità, con un margine di errore dello 0.1%. Gli intervalli per cui tale equazione è stata sviluppata sono: $0 < T < 180^\circ\text{C}$ e $0 < S < 0.16 \text{ kg/kg}$. Graficando la densità così ricavata in funzione delle altre due grandezze, si ottiene:

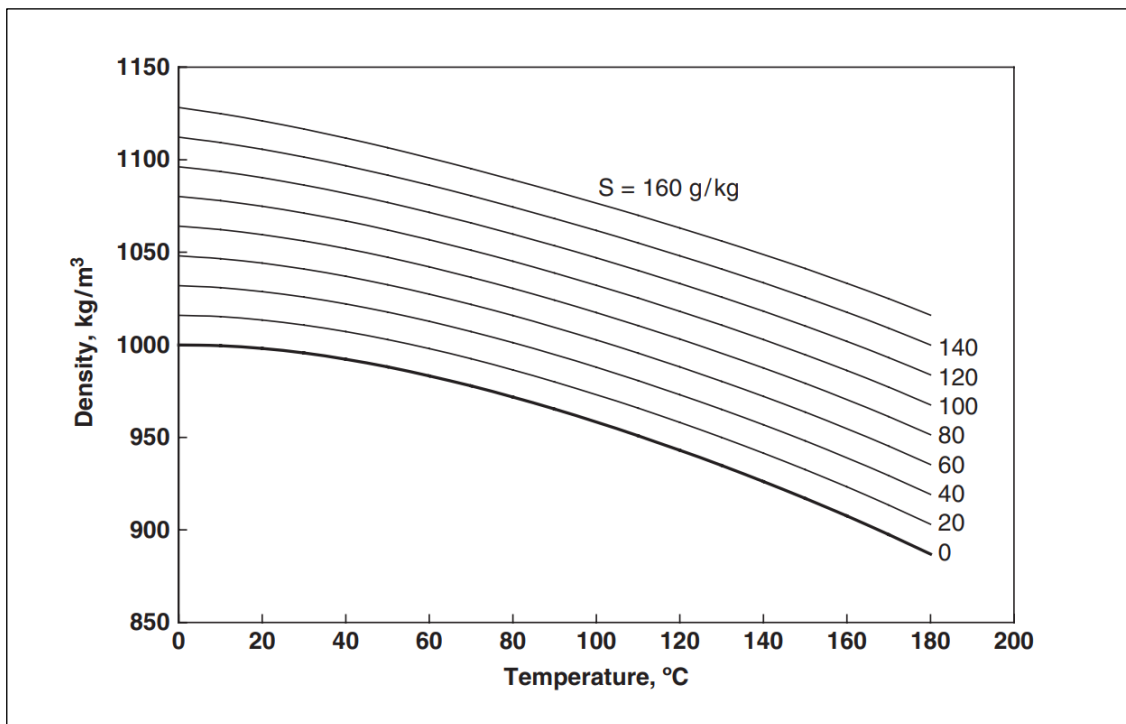


Fig. 4.4: Densità dell'acqua di mare

Dal grafico in Fig. 4.4 si nota che la densità diminuisce sempre all'aumentare della temperatura e cresce all'aumentare della salinità dell'acqua.

Considerando per il caso in esame $T = 45^{\circ}\text{C}$ e $S = 0.040 \text{ kg/kg}$, si determina che la densità dell'acqua di mare all'interno del condotto di scarico è pari a 1020 kg/m^3 . Trattandosi di un fluido incomprimibile, tale valore verrà ritenuto sempre costante dal *riser* alla cuffia.

La stessa relazione può essere impiegata per calcolare la densità dell'acqua di mare in cui lo scafo dello yacht è immerso. Questo valore, infatti, dovrà necessariamente essere inserito nel software CFD per poter determinare la depressione a valle della cuffia. Generalmente, la temperatura media delle acque superficiali dei mari si aggira attorno ai 15°C , ma può scendere fino a 4°C per le acque più profonde. Nel presente studio è stata quindi presa in esame una temperatura di 15°C accoppiata ad una salinità di 0.040 kg/kg , in accordo con le considerazioni fatte sopra. Inserendo tali valori all'interno della formula empirica riportata nella pagina precedente, si ricava una densità dell'acqua di mare pari a 1030 kg/m^3 .

Come da aspettative, entrambe le densità ottenute risultano maggiori di quelle dell'acqua dolce a pari temperatura, solitamente di poco inferiore ai 1000 kg/m^3 .

4.2.2 Viscosità dinamica

In letteratura sono reperibili alcune formule empiriche in grado di fornire anche la viscosità dell'acqua di mare in funzione della temperatura e della concentrazione dei sali disciolti.

La viscosità dinamica può essere calcolata, ad esempio, tramite dei coefficienti correttivi che incrementano i valori corrispondenti dell'acqua dolce (H_2O) a una determinata temperatura di interesse.

Una delle relazioni più note, valida per $0 < T < 180^{\circ}\text{C}$ e $0 < S < 0.15 \text{ kg/kg}$, afferma che la viscosità dinamica dell'acqua di mare (μ_L) è pari a:

$$\mu_L = \mu_{\text{H}_2\text{O}}(1 + A S + B S^2)$$

Il risultato espresso in $\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$ avrà un margine di errore dell'1.5% all'interno del suddetto campo di validità. I coefficienti A e B presenti nell'equazione non sono costanti, ma variano in funzione della temperatura considerata. Essi possono essere ricavati rispettivamente come:

$$A = 1.541 + (1.998 \cdot 10^{-2})T - (9.52 \cdot 10^{-5})T^2$$

$$B = 7.974 - (7.561 \cdot 10^{-2})T + (4.724 \cdot 10^{-4})T^2$$

La viscosità dinamica dell'acqua dolce (μ_{H_2O}) a una data temperatura può essere determinata invece nel modo seguente:

$$\mu_{H_2O} = 4.2844 \cdot 10^{-5} + [0.157(T + 64.993)^2 - 91.296]^{-1}$$

Inserendo i valori di A , B e μ_{H_2O} si ottiene così la viscosità dinamica dell'acqua di mare nelle condizioni di interesse. In Fig. 4.5 si riporta il grafico associato alla relazione empirica qui presentata, in funzione di T e di S .

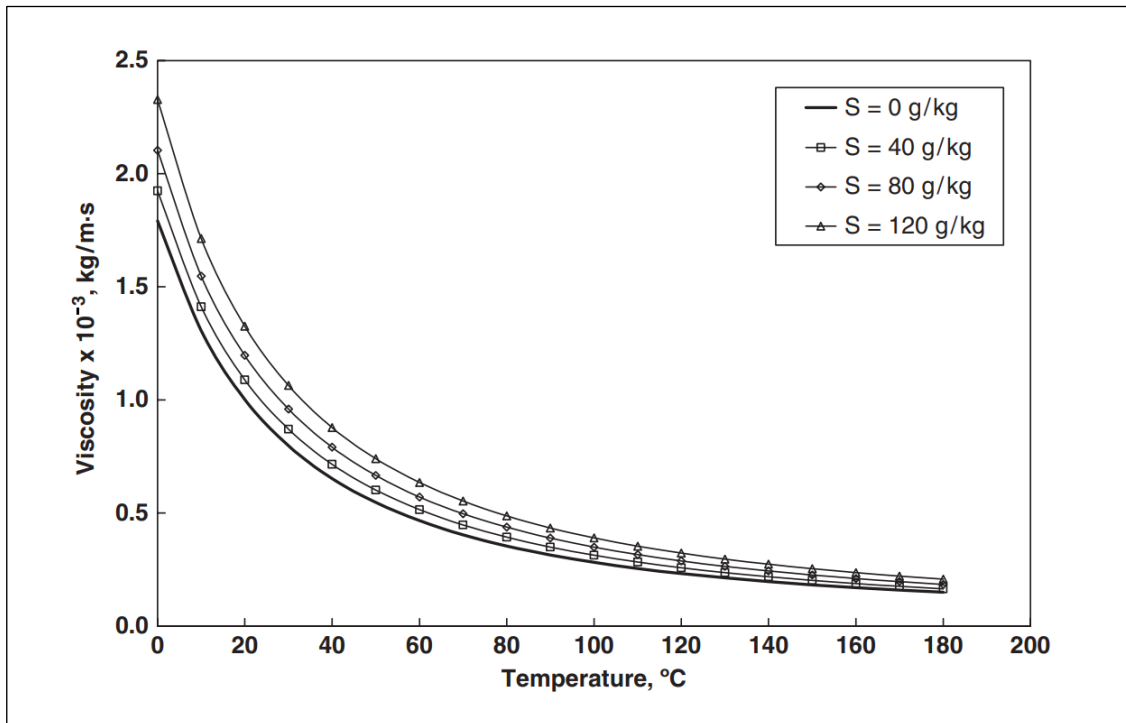


Fig. 4.5: Viscosità dinamica dell'acqua di mare

Analizzando tale grafico, si nota come la viscosità decresca all'aumentare della temperatura, mentre aumenta al crescere della salinità.

Se si considera nell'ultimo tratto del condotto di scarico una temperatura pari a 45°C, la viscosità dinamica dell'acqua di mare con una salinità di 0.040 kg/kg risulta $6.547 \cdot 10^{-4} \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$, contro i $5.959 \cdot 10^{-4} \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$ dell'acqua dolce. Anche in questo caso si può ricavare il valore relativo all'acqua di mare esterna allo scafo in cui lo yacht si trova a navigare. Ipotizzando una temperatura di 15°C, il coefficiente A risulta 1.819, il coefficiente B equivale a 6.946, mentre μ_{H_2O} è $1.138 \cdot 10^{-3} \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$. Se si considera pure qui una salinità di 0.040 kg/kg, si ottiene una viscosità dinamica dell'acqua di mare pari a $1.233 \cdot 10^{-3} \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$. Tale valore dovrà poi essere inserito nelle impostazioni per la simulazione CFD, che risulta indispensabile per determinare la pressione nella sezione di uscita della cuffia di scarico. Infatti, anche se le differenze con i numeri dell'acqua dolce non sembrano significative, si è ritenuto opportuno tener conto dell'incremento di viscosità e densità associato alla presenza dei sali disciolti.

Capitolo 5

Simulazione CFD

5.1 Modello CAD dello scafo

In questo capitolo verrà descritta la procedura svolta per determinare la pressione media agente all'uscita della cuffia di sinistra dello yacht CRN M/Y 138. Tale cuffia è imbullonata tramite una flangia alla carena in corrispondenza del terminale del condotto di scarico del motore di sinistra, come descritto nel Capitolo 3. Chiaramente i risultati ottenuti saranno validi anche per la cuffia di destra, posizionata simmetricamente sul lato opposto, in quanto perfettamente speculare per forma e dimensioni alla cuffia qui analizzata.

Considerando le difficoltà di un approccio di tipo analitico, il valore medio della pressione esterna agente sulla sezione di uscita è stato calcolato numericamente con l'ausilio di Ansys Fluent, uno dei più famosi codici commerciali di fluidodinamica computazionale. Il valore di depressione a valle della cuffia è il frutto dell'azione delle forze fluidodinamiche agenti quando lo scafo si trova in moto relativo rispetto all'acqua circostante. In questo lavoro è stata considerata una velocità di 7.716 m/s parallela all'asse longitudinale dello scafo, che viene raggiunta quando lo yacht si trova in navigazione a 15 nodi sfruttando la piena potenza dei motori. Il valore di pressione ottenuto con la simulazione

fluidodinamica verrà poi usato come dato di input nel Capitolo 6 per il calcolo della contropressione nel condotto di scarico.

Prima di iniziare la procedura con Ansys Fluent, occorre preparare il modello CAD dello scafo da importare nel software CFD. Sono infatti necessari diversi accorgimenti geometrici che permettono di semplificare alcuni passaggi della simulazione fluidodinamica. Le suddette modifiche sono state effettuate all'interno di Solid Edge, un noto software di modellazione di solidi molto diffuso in ambito meccanico.

Data la complessità delle superfici *free-form* dello scafo, il modello CAD dello yacht è stato sviluppato dall'ufficio tecnico di CRN con l'ausilio del software Rhinoceros. La geometria è stata quindi esportata in formato step in accordo con la norma ISO 10303 per poter essere letta correttamente da Solid Edge. I volumi delimitati da superfici chiuse vengono qui tramutati in solidi, che possono essere opportunamente modificati a seconda delle esigenze. Il modello CAD dello scafo importato in Solid Edge si presenta dunque come in Fig. 5.1, Fig. 5.2, Fig. 5.3 e Fig. 5.4, in cui sono riportati rispettivamente prua, poppa, carena e lato sinistro.

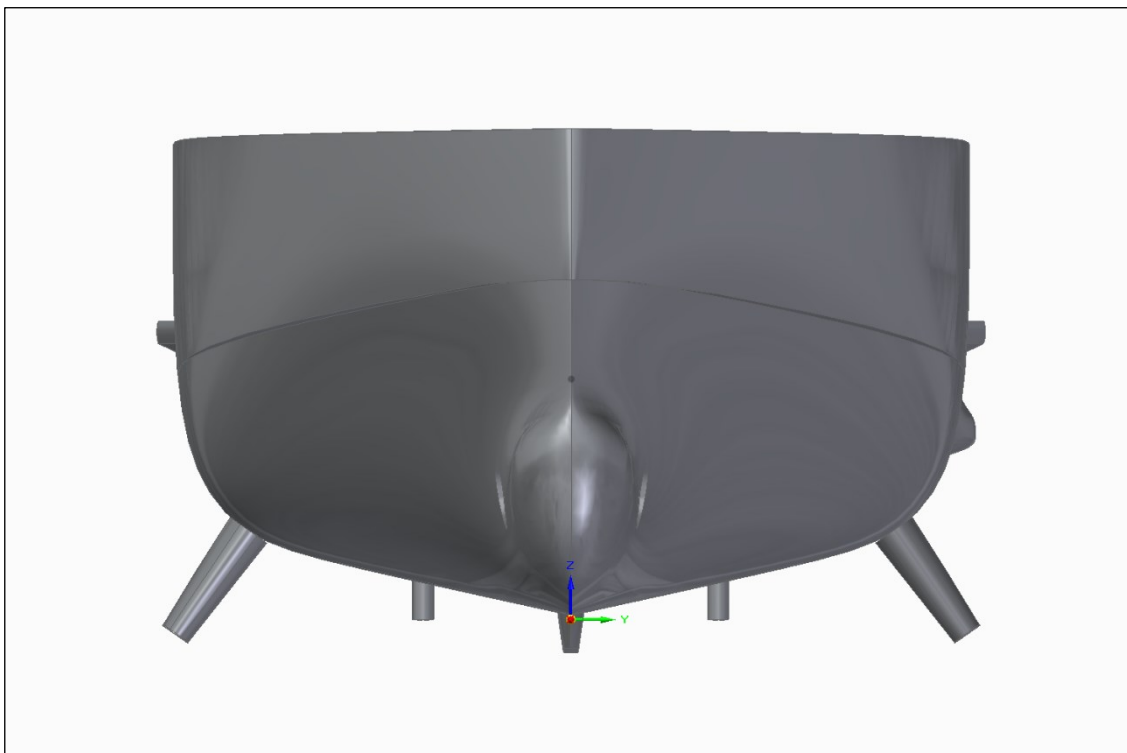


Fig. 5.1: Vista anteriore del modello CAD dello scafo



Fig. 5.2: Vista posteriore del modello CAD dello scafo

Come si può notare in queste immagini, nel prototipo virtuale è stata aggiunta anche la cuffia di scarico di sinistra, le cui superfici *free-form* sono state sviluppate da Mive Eco Srl sempre tramite Rhinoceros. Anche in questo caso la geometria è stata esportata in formato step e poi posizionata nel punto esatto della carena in Solid Edge. Considerando la perfetta simmetria dello scafo, in Fluent sarà analizzato solo il lato sinistro del modello, per cui la cuffia di destra viene omessa.

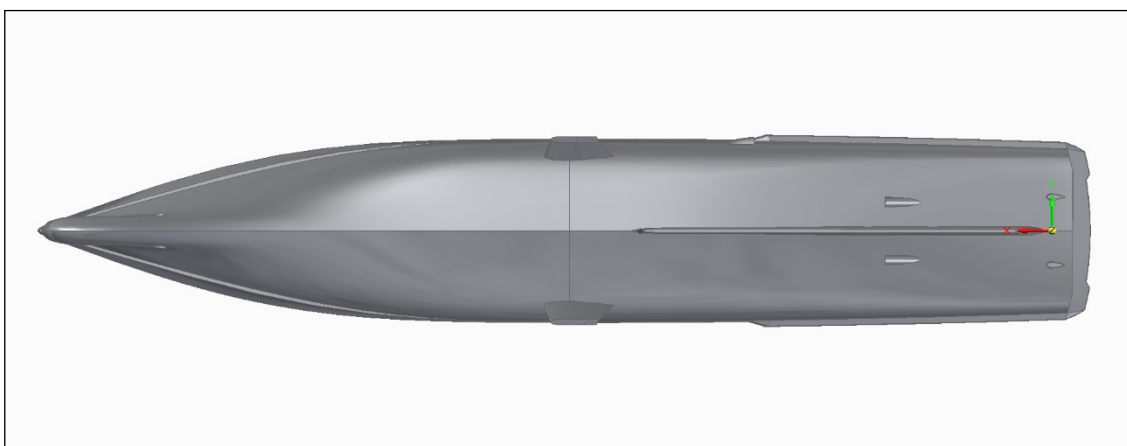


Fig. 5.3: Vista inferiore del modello CAD dello scafo

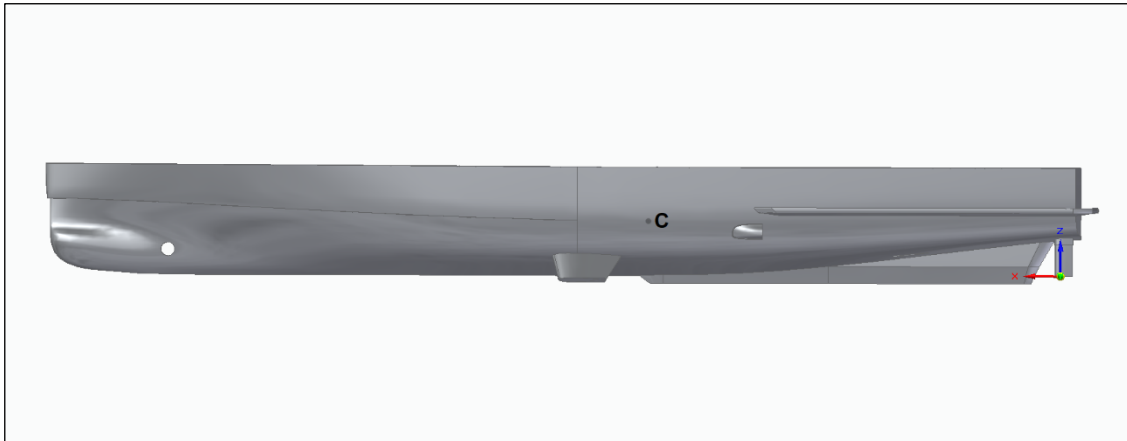


Fig. 5.4: Vista laterale del modello CAD dello scafo

In Fig. 5.4 è stato indicato con la lettera C il punto corrispondente al centro di galleggiamento dello yacht. Il punto C, situato sul piano di simmetria, si trova in questo caso ad una distanza verticale di 3.2 m dalla linea di base della chiglia e ad una distanza orizzontale di 24.242 m dalla perpendicolare di poppa. Con quest'ultimo termine si intende la retta giacente sul piano di simmetria ortogonale al piano di galleggiamento passante per l'asse della timoneria. La perpendicolare di prua è invece la retta verticale giacente sul piano di simmetria che passa per il punto più avanzato della linea di galleggiamento. Nel caso in esame la lunghezza fra queste due perpendicolari è pari a 59.4 m, contro una lunghezza fuori tutto di 62 m comprensiva delle estremità non immerse.

Quando lo yacht è in navigazione a 15 nodi, si prevede che l'equilibrio dinamico delle forze produca un appoppamento dello scafo di 15 cm. Questa variazione di assetto deve essere opportunamente considerata nella simulazione CFD, in quanto modifica l'angolo di incidenza del flusso di acqua esterno sulla cuffia. L'appoppamento (h), ovvero la variazione di quota tra prua e poppa, sarà pari al prodotto della lunghezza fra le perpendicolari (L_{PP}) e la tangente dell'angolo θ , come dimostrato in Fig. 5.5. Dunque, per ottenere un appoppamento di 0.15 m, il modello CAD rappresentato in Fig. 5.4 è stato ruotato in senso orario attorno al centro di galleggiamento C di un angolo θ pari a:

$$\theta = \tan^{-1} \frac{h}{L_{PP}} = \tan^{-1} \frac{0.15}{59.4} = 0.1447^\circ$$

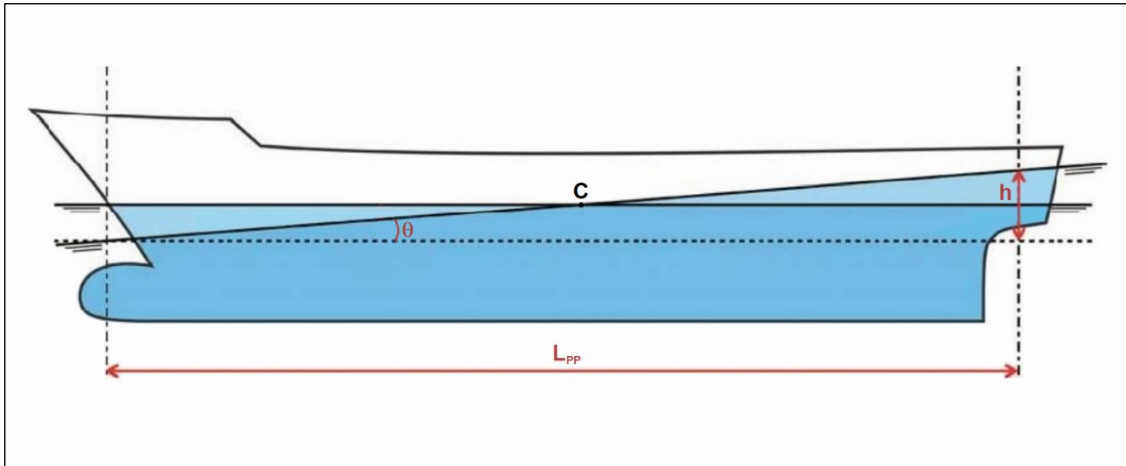


Fig. 5.5: Variazione dell'assetto dello yacht

Una volta corretto l'assetto del modello, si può quindi passare alla semplificazione della geometria in corrispondenza di elementi poco interessanti per la simulazione CFD. Per evitare future problematiche in fase di generazione della mesh, è infatti utile eliminare le appendici e tutti gli spigoli non necessari. Si tratta chiaramente di piccole approssimazioni geometriche che non compromettono in alcun modo la validità del modello e l'attendibilità dei risultati.

Dopo aver rimosso l'elica di prua, le due eliche di poppa e le rispettive linee d'asse, è opportuno eliminare anche i fori destinati al loro alloggiamento, in modo da avere la superficie dello scafo quanto più uniforme possibile. Per lo stesso motivo si è scelto di semplificare il profilo della chiglia rimuovendo la pinna centrale antirollio, come mostrato in Fig. 5.6 e in Fig. 5.7.

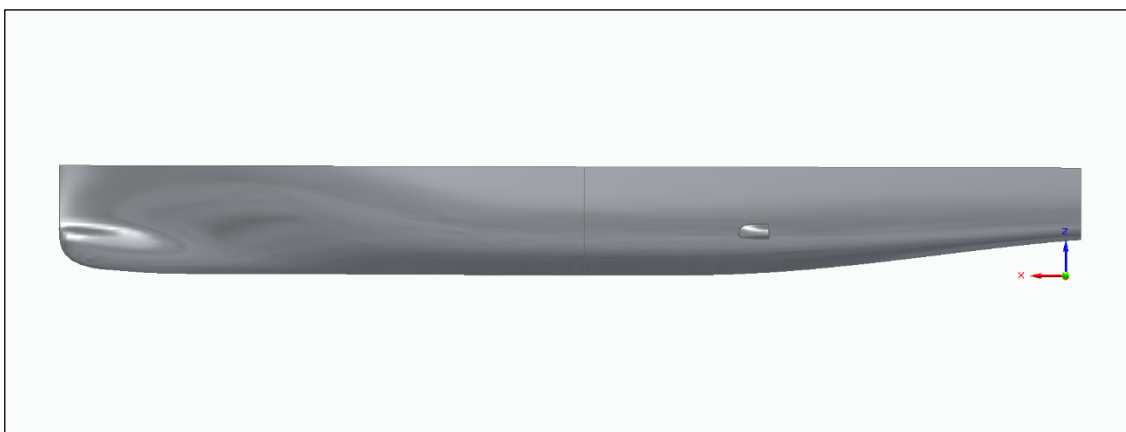


Fig. 5.6: Vista laterale del modello CAD semplificato

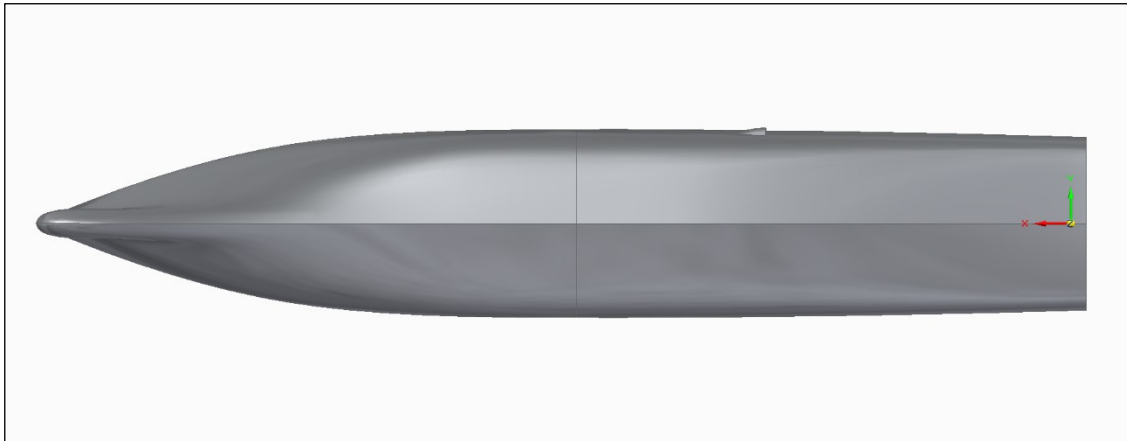


Fig. 5.7: Vista inferiore del modello CAD semplificato

Anche le due pinne stabilizzatrici poste lateralmente possono essere cancellate, in quanto non influenzano il flusso di acqua che impatta sulla cuffia. Lo stesso vale per le due pale dei timoni, che vengono eliminate al pari del bottazzo. Le superfici più complesse dello scafo si hanno a prua, per cui sono stati rimossi gli spigoli vivi in corrispondenza dei due masconi, come rappresentato in Fig. 5.8. Per semplificare ulteriormente la geometria, anche lo specchio di poppa è stato leggermente modificato, come si può notare in Fig. 5.9.

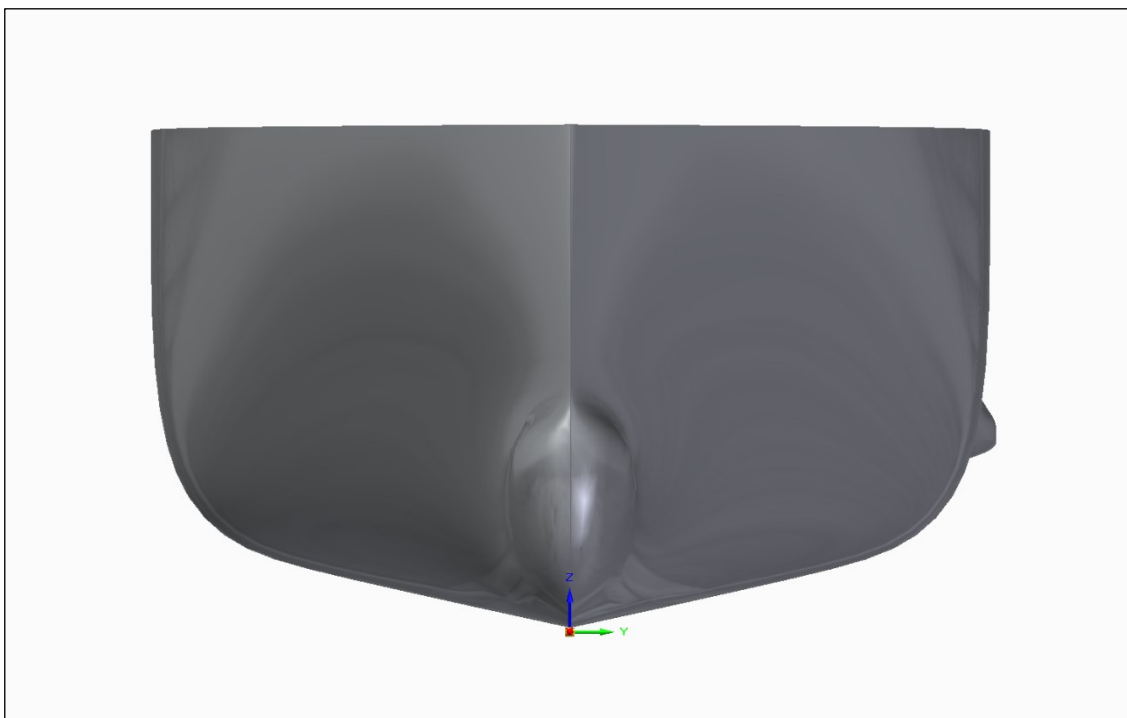


Fig. 5.8: Vista anteriore del modello CAD semplificato

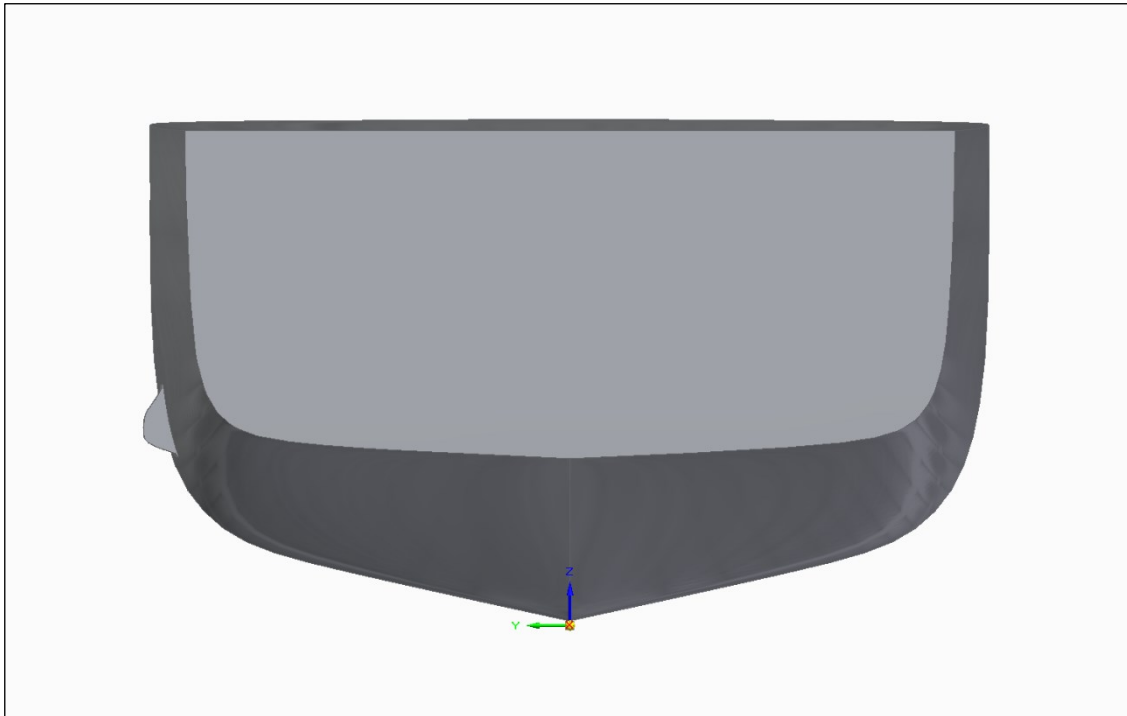


Fig. 5.9: Vista posteriore del modello CAD semplificato

Il profilo della cuffia è rimasto invece inalterato, come quello della flangia che la collega con lo scafo. È stata però aggiunta una superficie piana in corrispondenza della sezione di uscita, così da creare un volume chiuso: in tal modo, infatti, la cuffia può essere considerata come un unico corpo tozzo solidale allo scafo. La superficie qui creata è di estrema importanza, poiché verrà selezionata alla fine della simulazione CFD come l'area di cui calcolare la pressione media.

5.2 Definizione del dominio di fluido

Dopo aver corretto l'assetto e semplificato la geometria in Solid Edge, il modello dello scafo è ora pronto per l'importazione in Ansys Fluent. L'analisi CFD verrà svolta sul volume di fluido circostante allo scafo, di cui però occorre definirne le dimensioni e le superfici di contorno.

Quando si analizzano corpi galleggianti in mare si devono considerare in realtà due diversi fluidi: al di sotto del pelo libero si avrà l'acqua salata, mentre al di sopra ci sarà l'aria. Si tratta quindi, anche in questo caso, di un problema di tipo

bifase, in cui liquido e gas non si miscelano restando separati da una superficie di interfaccia ben definita. Nelle simulazioni CFD di corpi galleggianti in moto relativo rispetto all'acqua si considera in genere il corpo solido fermo e i due fluidi in moto parallelamente al pelo libero. La fase liquida e quella gassosa entreranno all'interno del volume selezionato interagendo con le pareti del corpo supposte fisse per poi fuoriuscire all'esterno. In tali situazioni i volumi associati alle due fasi sono di solito due parallelepipedi sovrapposti, separati da una superficie corrispondente al piano di galleggiamento dello scafo. Chiaramente maggiori saranno i due volumi, maggiore sarà l'accuratezza del risultato finale, a scapito però di un tempo di calcolo sempre più elevato. Infatti quanto più distanti saranno le superfici limite, quanto più il flusso attorno allo scafo potrà essere considerato indisturbato, dunque corrispondente al caso reale. Tuttavia, a parità di dimensione delle celle con cui il dominio viene discretizzato, un volume di fluido maggiore conterrà ovviamente un numero più elevato di questi elementi, richiedendo così risorse computazionali maggiori.

In questo lavoro, le dimensioni del volume totale dato dalla somma dei due parallelepipedi rettangoli sono state scelte in accordo con quanto suggerito dall'*International Towing Tank Conference*. Secondo l'ITTC, l'ente di riferimento a livello internazionale per l'analisi numerica delle performance idrodinamiche delle navi, il volume di fluido totale deve essere delimitato da sei superfici poste a specifiche distanze dallo scafo. Data la perfetta simmetria longitudinale delle navi, è possibile dimezzare il volume totale considerando solo la metà a destra o a sinistra del piano di simmetria. In questo modo si ridurranno notevolmente i tempi di calcolo e i risultati ottenuti da un lato saranno poi validi anche per l'altro. La prima superficie di contorno, denominata *Symmetry*, sarà per l'appunto corrispondente al piano di simmetria passante per l'asse longitudinale dello scafo. La seconda superficie, chiamata *Side*, dovrà essere posta parallelamente al piano di simmetria ad una distanza pari a una o due volte la lunghezza fra le perpendicolari della nave. Per non influenzare il flusso in prossimità dello scafo, anche la superficie che rappresenta il fondale (*Bottom*) andrà collocata ad una distanza pari a 1-2 L_{PP} dalla linea di base della chiglia. Parallela al fondale e al piano di galleggiamento sarà la superficie che delimita superiormente l'aria (*Top*),

la quale andrà posizionata ad una distanza minima pari a $1 L_{PP}$ dalla chiglia. L'*Inlet*, ovvero la superficie da cui entrerà il flusso, dovrà trovarsi anch'essa ad una distanza minima dallo scafo pari a $1 L_{PP}$, in questo caso misurata a partire dalla prua. Per evitare fenomeni di riflessione d'onda che potrebbero compromettere la soluzione, la superficie di uscita (*Outlet*) dovrà invece essere posta ad una distanza maggiore dalle altre, compresa tra $3 L_{PP}$ e $5 L_{PP}$ dalla poppa.

Nel presente studio si è ricercato un compromesso tra tempi di calcolo e attendibilità dei risultati, quindi, seguendo le linee guida dell'ITTC, è stato definito il dominio di fluido presentato in Fig. 5.10.

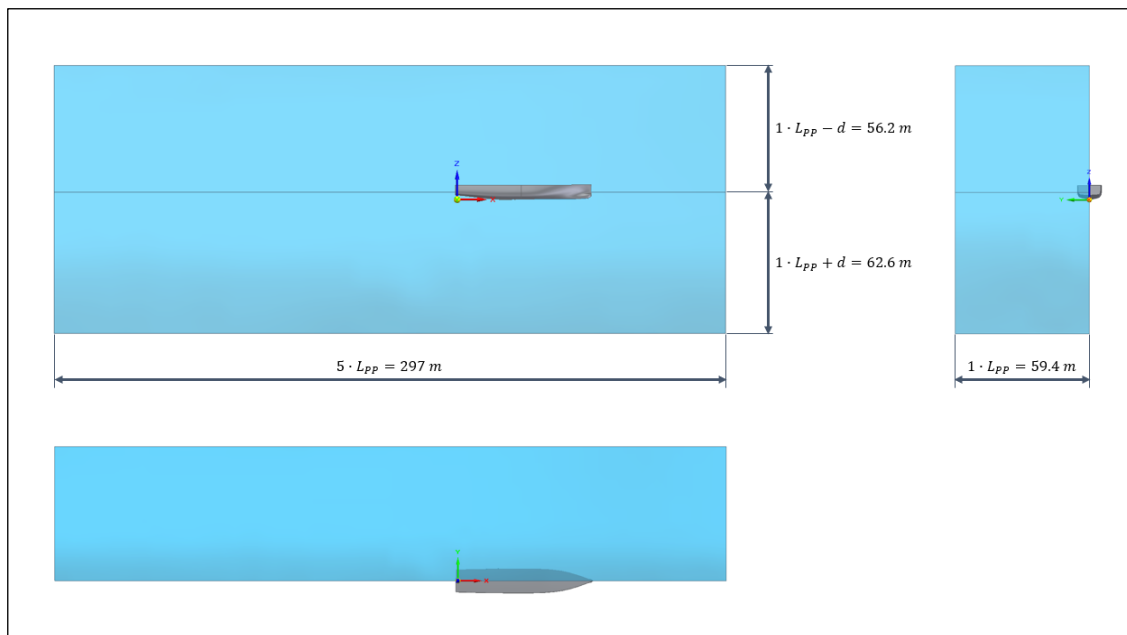


Fig. 5.10: Dimensioni complessive del volume di fluido

La superficie laterale (*Side*) è stata collocata a $1 L_{PP}$ ovvero 59.4 m dal piano di simmetria dello scafo (*Symmetry*). La superficie *Bottom* invece si trova a $1 L_{PP}$ dalla chiglia e quindi 62.6 m sotto il pelo libero considerando i 3.2 m di distanza tra la linea di base e il piano di galleggiamento. Anche la superficie *Top* è stata posizionata a $1 L_{PP}$ dalla chiglia, che corrisponde ad una distanza di 56.2 m dall'interfaccia aria-acqua. Infine l'*Inlet* è stata posta a $1 L_{PP}$ dalla prua, mentre l'*Outlet* a $3 L_{PP}$ dalla poppa. Intersecando tutte queste superfici si ottiene un parallelepipedo largo $1 L_{PP}$ (59.4 m), alto $2 L_{PP}$ (118.8 m) e lungo $5 L_{PP}$ (297 m), in cui la posizione dello scafo è univocamente determinata. Questo volume sarà

chiaramente suddiviso in due dal piano di galleggiamento, in modo da formare due parallelepipedi distinti all'interno dei quali sarà presente solo una fase. Poiché l'analisi CFD verrà eseguita solo sui due fluidi, bisognerà sottrarre dai due sottodomini il volume solido dello scafo. La creazione dei due parallelepipedi e la sottrazione booleana possono essere effettuate anche all'interno di Fluent, ma per comodità sono state realizzate in Solid Edge.

Dopo aver esportato in formato step la geometria generata, è dunque possibile importare il file all'interno del software CFD che risulta suddiviso in cinque diversi moduli. Per facilitare le fasi successive, nel modulo *Geometry* sono state opportunamente nominate tutte le superfici di interesse, ovvero le superfici di contorno e le pareti esterne dello scafo, comprese quelle della cuffia. Quindi i due parallelepipedi rettangoli rappresentati in Fig. 5.11 sono stati rinominati a seconda della fase al proprio interno: al di sotto del piano di galleggiamento si avrà il sottodominio *Seawater*, mentre al di sopra ci sarà il sottodominio *Air*.

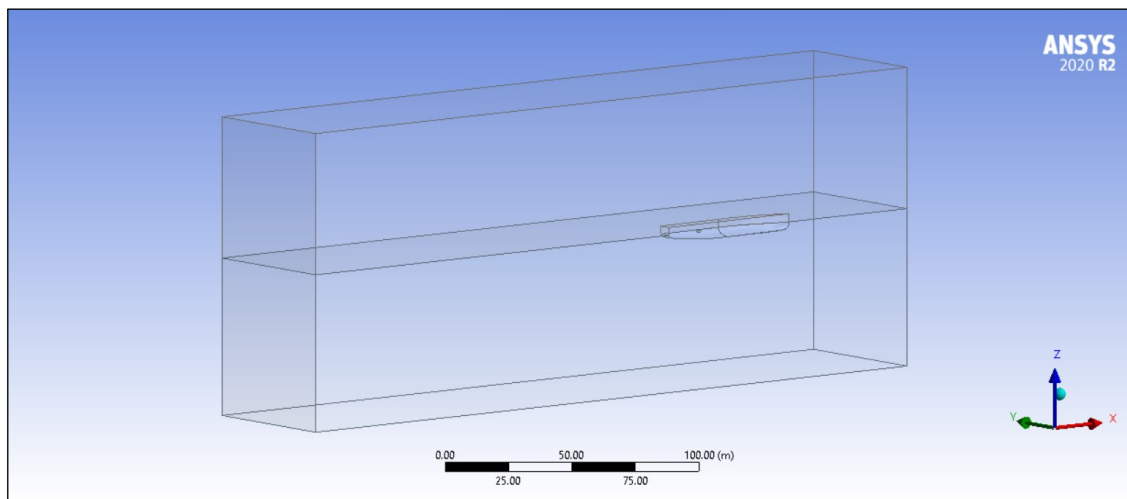


Fig. 5.11: Dominio di fluido in Ansys Fluent

5.3 Generazione della mesh

Una volta definito il dominio di fluido nel modulo *Geometry*, si può passare alla sua discretizzazione all'interno del modulo *Mesh*. Data la complessità della geometria, è stata impostata una griglia tridimensionale in grado di generare delle celle

tetraedriche che potessero adattarsi bene agli spigoli e alle diverse curvature del modello. Per aderire ancora meglio ai profili dello scafo e della cuffia, sono state attivate nelle impostazioni generali della mesh le funzioni *Capture Proximity* e *Capture Curvature*, che adattano automaticamente la dimensione delle celle in funzione della geometria circostante. La graduale transizione dalle celle piccole a quelle più grandi avverrà con un tasso di crescita impostato a 1.2. Nei punti più critici la griglia dovrà comunque essere ulteriormente infittita, in modo da ottenere degli elementi di dimensioni minori che possano fornire risultati più accurati nelle zone di interesse.

Non appena sarà lanciata la simulazione, all'interfaccia fra le due fasi verranno a formarsi delle onde causate dell'interazione tra fluido e scafo, per cui il pelo libero non sarà più una superficie piana corrispondente al piano di galleggiamento. Per cogliere meglio queste fluttuazioni, la mesh deve essere infittita in prossimità del pelo libero, come accade di solito nell'analisi CFD dei corpi galleggianti. Seguendo le linee guida dell'ITTC, la dimensione delle celle in questa zona è stata scelta in funzione della lunghezza dell'onda generata dallo scafo. A sua volta, tale lunghezza può essere determinata in funzione di L_{PP} e del numero di Froude. Considerando una velocità di 15 nodi, ovvero 7.716 m/s, il numero di Froude sarà:

$$Fr = \frac{v}{\sqrt{g \cdot L_{PP}}} = \frac{7.716}{\sqrt{9.8 \cdot 59.4}} = 0.32$$

A questo punto si può ricavare la lunghezza dell'onda (λ_w) come:

$$\lambda_w = 2\pi \cdot L_{PP} \cdot Fr^2 = 2\pi \cdot 59.4 \cdot 0.32^2 = 38.2 \text{ m}$$

Secondo l'ITTC, se per la soluzione si vuole usare uno schema numerico del 2° ordine, occorrerà disporre di almeno 80 elementi per lunghezza d'onda. Quindi, all'interfaccia tra i due sottodomini, la distanza longitudinale tra due nodi sarà:

$$s = \frac{\lambda_w}{80} = \frac{38.2}{80} = 0.477 \text{ m}$$

Con un *Face Sizing* viene dunque imposta questa dimensione a tutti gli elementi situati sul piano di galleggiamento. A mano a mano che ci si allontanerà

dall'interfaccia, le celle diventeranno sempre più grandi fino a raggiungere la dimensione massima in corrispondenza delle superfici *Top* e *Bottom*. Il *Growth Rate* scelto è anche qui pari a 1.2, il che significa che la dimensione delle celle crescerà di un 20% tra una cella e la successiva a mano a mano che ci si avvicina alle superfici di contorno del dominio, come riportato in Fig. 5.12.

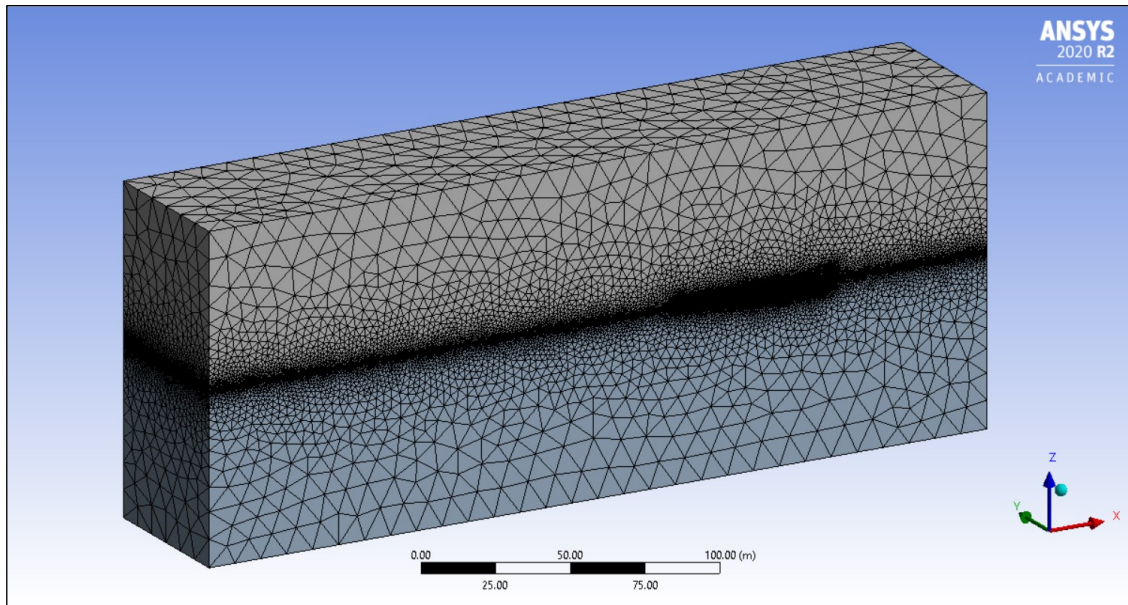


Fig. 5.12: Infittimento della mesh sul pelo libero

La stessa dimensione caratteristica di 0.477 m viene imposta con un secondo *Face Sizing* agli elementi in corrispondenza delle pareti dello scafo e della cuffia. Un infittimento in queste zone permette di valutare meglio le turbolenze e dunque l'andamento della pressione a ridosso della cuffia. Anche in questo caso è stato selezionato un *Growth Rate* di 1.2, per cui la dimensione delle celle aumenterà con un tasso costante del 20% a mano a mano che ci si allontanerà dallo scafo. L'infittimento della griglia realizzato in prossimità delle pareti dello scafo può essere visualizzato in Fig. 5.13, in cui si può notare la progressiva e costante crescita delle celle tetraedriche verso l'esterno.

Come nelle impostazioni globali, anche in quelle locali vengono mantenute sempre attive le funzioni *Capture Proximity* e *Capture Curvature*; data la complessità della geometria, la griglia formerà quindi una moltitudine di piccoli elementi nella zona attorno alla cuffia, come mostrato in Fig. 5.14.

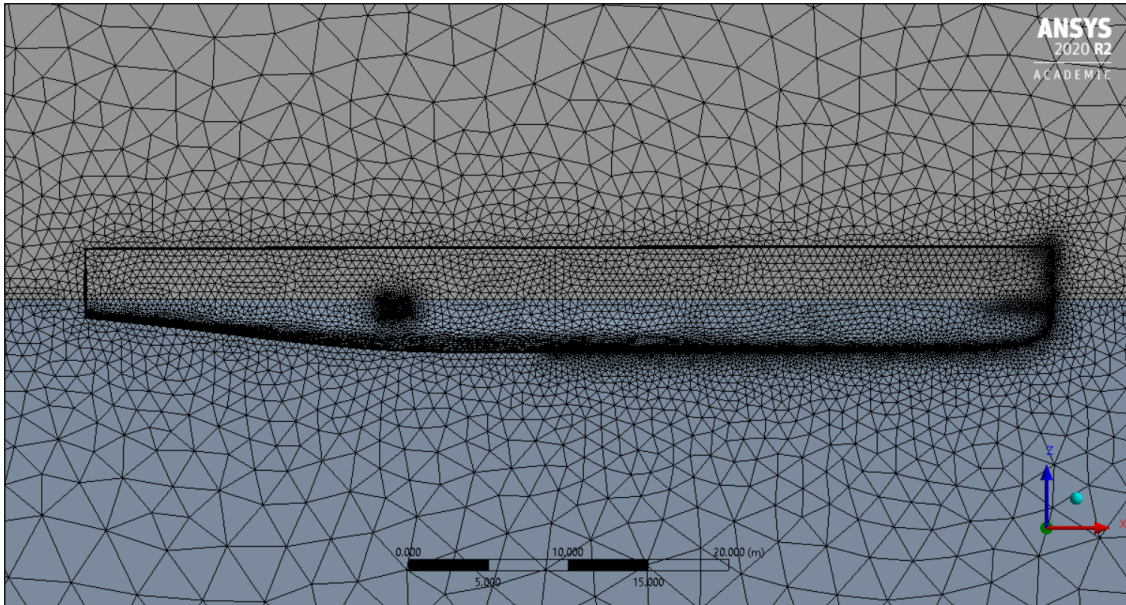


Fig. 5.13: Infittimento della mesh vicino allo scafo

In Fig. 5.14 si riesce a visualizzare bene anche la conformità della mesh generata, in quanto all'interfaccia fra i due sottodomini i nodi delle celle del volume d'aria coincidono con i nodi delle celle del volume d'acqua.

Per poter cogliere con maggiore dettaglio le variazioni di velocità del fluido in corrispondenza dello strato limite, è stato necessario applicare il comando *Inflation* a tutte le superfici dello scafo e della cuffia.

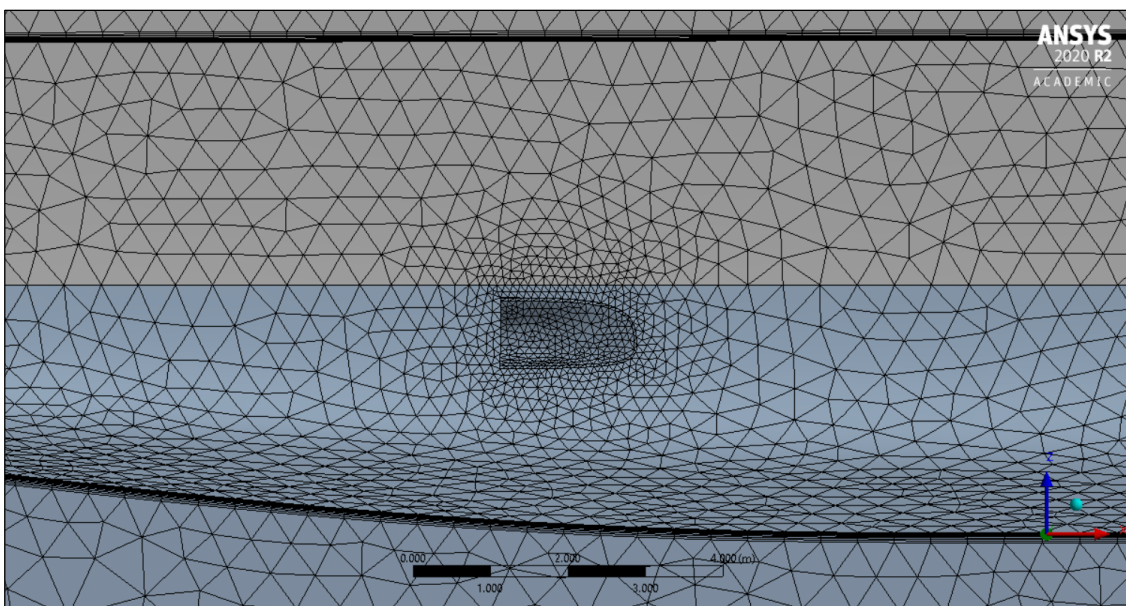


Fig. 5.14: Infittimento della mesh attorno alla cuffia

Secondo i calcoli riportati nel Capitolo 4, se si considera una temperatura media di 15°C e una salinità di 0.040 kg/kg la densità dell'acqua di mare sarà di 1030 kg/m³, mentre la viscosità sarà pari a 1.233 · 10⁻³ kg/(m · s). Conoscendo questi valori, è possibile ricavare il numero di Reynolds della fase liquida in funzione della velocità del fluido e della lunghezza fra le perpendicolari dello scafo:

$$Re_L = \frac{\rho_L \cdot v \cdot L_{PP}}{\mu_L} = \frac{1030 \cdot 7.716 \cdot 59.4}{1.233 \cdot 10^{-3}} = 3.8 \cdot 10^8$$

Poiché $Re_L \gg 4000$, il moto associato al flusso d'acqua di mare sarà estremamente turbolento, come da attese. Il profilo di velocità, parabolico in regime laminare, risulta più piatto in regime turbolento e tende bruscamente a zero in prossimità della parete. Occorrerà quindi disporre di celle molto fini a ridosso delle superfici dello scafo e della cuffia, dove gli effetti viscosi sono maggiori.

Per questo motivo, con l'*Inflation* sono stati generati dei piccoli elementi esaedrici piatti che saranno in grado di cogliere le variazioni di velocità in prossimità della parete con maggiore accuratezza rispetto alle celle tetraedriche. Seguendo le linee guida dell'ITTC, per la creazione di tali elementi è stata scelta l'opzione *First Layer Thickness*, che impone costante su tutta la superficie l'altezza della prima cella. Chiaramente quanto più piccola sarà questa altezza, tanto più il software sarà in grado di ricostruire correttamente il profilo di velocità turbolento. A causa della complessa geometria in esame, è stato possibile raggiungere un'altezza minima di 5 mm per le celle situate in corrispondenza delle superfici dello scafo e della cuffia. Inserendo anche qui un *Growth Rate* di 1.2, verrà creato uno strato aderente alle pareti composto da una serie di esaedri piatti, di dimensioni crescenti a mano a mano che ci si allontana dallo scafo. Il numero delle celle esaedriche in direzione ortogonale alla parete è stato impostato pari a 10, in modo da poter studiare tutto lo sviluppo dello strato limite. Dopo aver inserito i precedenti parametri, il risultato finale dell'*Inflation* sarà quello rappresentato in Fig. 5.15.

Al termine del processo di discretizzazione del dominio di fluido è stata quindi ottenuta una mesh composta da 4'547'749 celle e 6'285'998 nodi. Si tratta di un numero di elementi estremamente elevato, che richiede delle risorse di calcolo notevoli; inoltre la licenza per studenti di Ansys Fluent non permette di risolvere

problemi con più di 512'000 celle. Pertanto, i passaggi successivi sono stati effettuati con l'ausilio di un calcolatore situato nel Dipartimento di Ingegneria Industriale e Scienze Matematiche, in cui è installata la licenza completa.

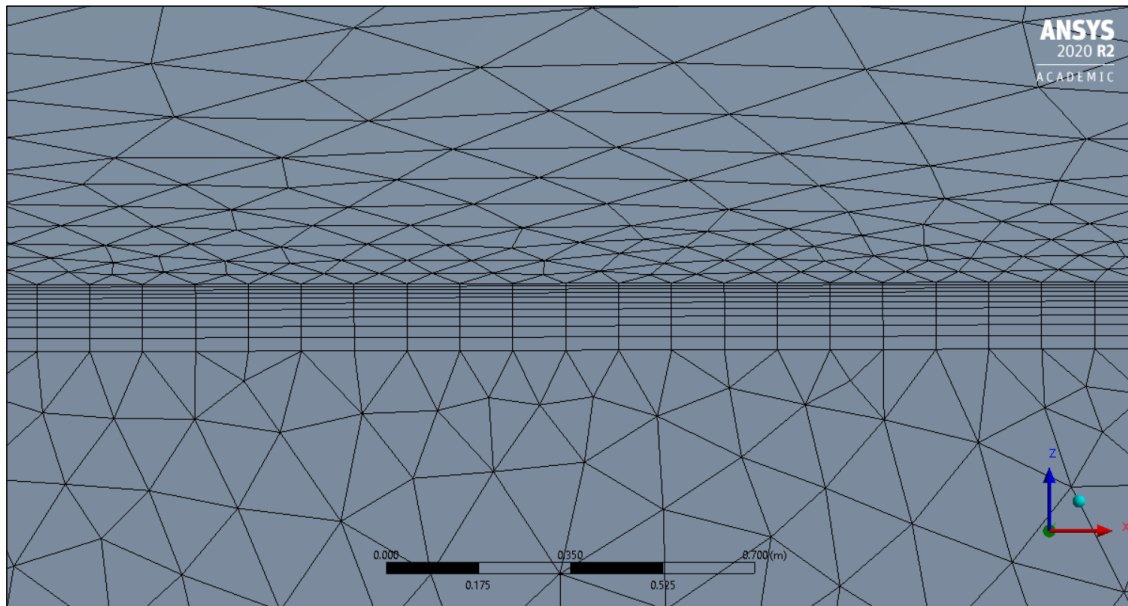


Fig. 5.15: Inflation sulle pareti dello scafo

Prima di passare alle impostazioni del calcolo nel modulo *Setup*, occorre verificare la qualità della mesh generata, in modo da garantire l'accuratezza dei risultati della simulazione. È opportuno, infatti, ridurre al minimo le celle di dimensioni non omogenee, in corrispondenza delle quali il software non è in grado di calcolare correttamente la soluzione. A tal proposito risulta utile analizzare il valore di *Skewness*, che esprime in percentuale la deviazione di una cella da una cella equilatera ideale. Chiaramente quanto più questo valore si avvicinerà a 0, tanto più l'elemento analizzato sarà proporzionato. Considerando tutte le celle presenti all'interno della griglia si ottiene il grafico in Fig. 5.16, in cui è riportato il numero totale degli elementi corrispondenti a un dato valore di *Skewness*. Come si può facilmente notare, in questo caso si ha un valore medio di 0.24 che indica un'eccellente qualità della mesh.

In aggiunta si può valutare anche il parametro *Orthogonal Quality*, che esprime in percentuale l'ortogonalità fra due celle adiacenti. Tale valore viene calcolato confrontando il vettore normale ad una faccia della cella con il vettore che unisce il

centroide dell'elemento a quello dell'elemento al di là della faccia. Al contrario di quanto visto prima, in questo caso sarà preferibile un valore pari a 1, in corrispondenza del quale si avrà la perfetta ortogonalità fra i due elementi limitrofi. Se si considera la totalità della mesh si ricava il grafico di Fig. 5.17, nel quale è indicato il numero delle celle associate ad uno specifico valore di *Orthogonal Quality*. La media ottenuta nel caso in esame è molto buona, infatti la maggior parte delle celle analizzate possiede un valore prossimo a 0.85.

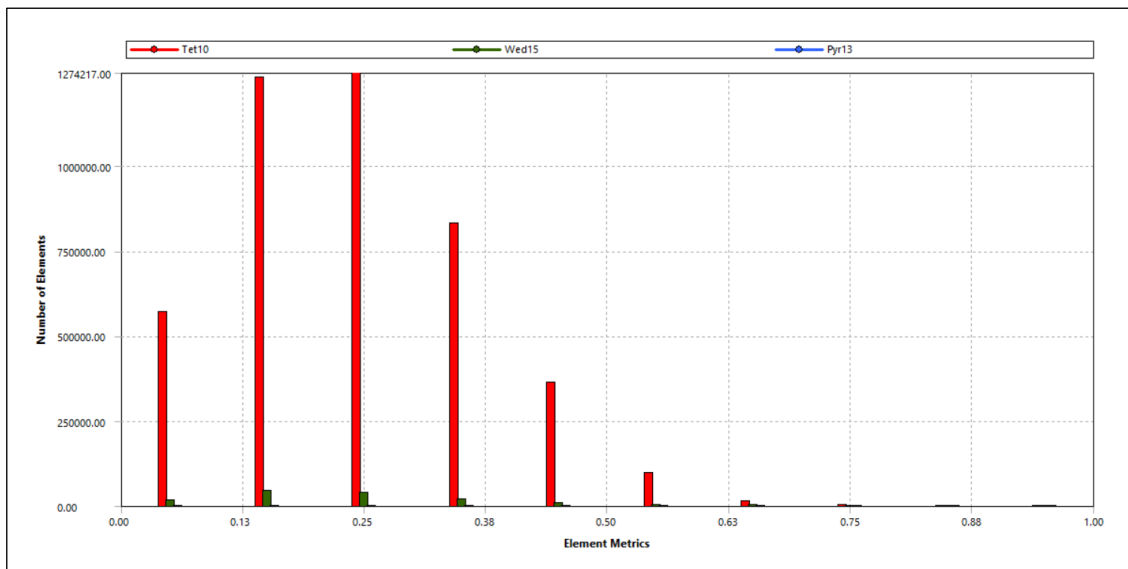


Fig. 5.16: Skewness della mesh

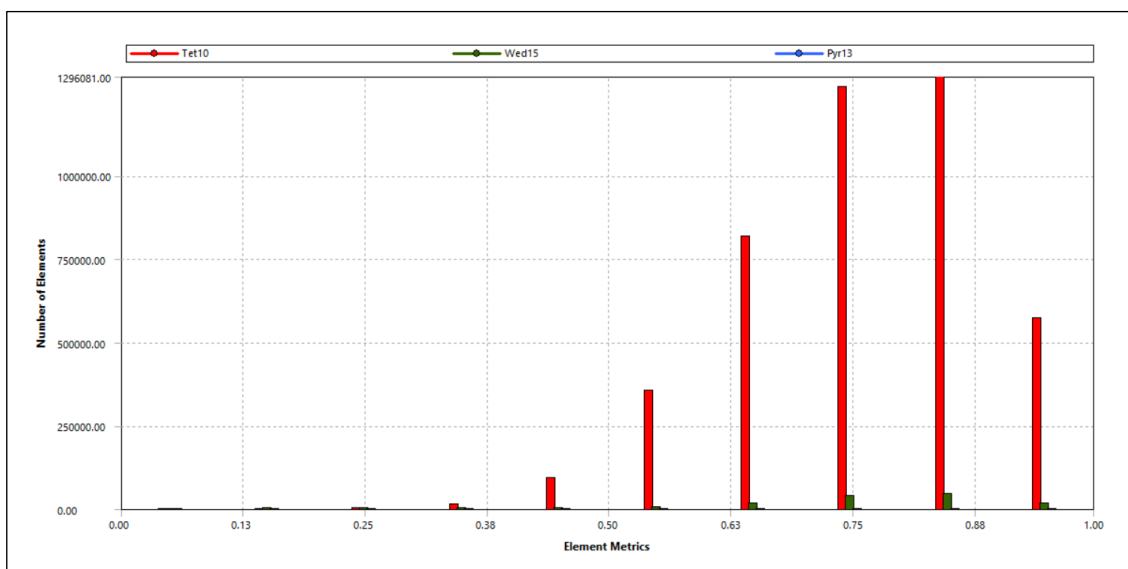


Fig. 5.17: Orthogonal Quality della mesh

5.4 Impostazioni della simulazione

Dopo aver verificato la qualità della mesh, si possono ora impostare i parametri della simulazione all'interno del modulo *Setup*.

Per l'analisi CFD occorre considerare l'azione della forza peso, dunque è stato inserito un valore dell'accelerazione gravitazionale pari a 9.81 m/s^2 in direzione parallela all'asse z del sistema di riferimento e in verso opposto.

Date le basse velocità in gioco, nel dominio analizzato la densità dell'aria può essere ritenuta costante come accade per l'acqua. Di conseguenza è stato scelto come solutore il *Pressure-Based*, in quanto più adatto rispetto al *Density-Based* a risolvere flussi incomprimibili. Inoltre il *Pressure-Based* dispone di una serie di modelli per l'analisi dei flussi multifase non previsti dall'altro solutore. Tra i modelli disponibili è stato opzionato il VOF (*Volume Of Fluid*), che consente di studiare due o più fluidi immiscibili separati da un'interfaccia ben definita in funzione della loro frazione di volume. Nel caso di flussi multifase, la *Volume Fraction* della fase i-esima (α_i) è data dal rapporto tra il volume occupato dalla fase e il volume totale. Quindi il volume di ogni fase sarà definito come:

$$V_i = \int_V \alpha_i dV$$

La somma dei volumi delle fasi sarà ovviamente pari al volume totale, per cui:

$$\sum_{i=1}^n \alpha_i = 1$$

Poiché i volumi non possono essere negativi, si avrà sempre $0 \leq \alpha_i \leq 1$.

Lo stesso ragionamento vale anche per le singole celle, quindi se $\alpha_i = 1$ la cella in esame sarà costituita solo dalla fase i-esima, se $\alpha_i = 0$ nella cella in esame non sarà presente la fase i-esima. Nel caso in cui invece risultasse $0 < \alpha_i < 1$ si avrà all'interno dell'elemento un'interfaccia tra le diverse fasi.

Nel dominio analizzato sono presenti solo due fasi, pertanto nelle impostazioni è stata definita come fase primaria l'aria presente al di sopra del pelo libero e come fase secondaria l'acqua di mare. Le proprietà fisiche dell'aria in condizioni

atmosferiche sono già note e disponibili all'interno del database di Fluent. La fase gassosa considerata nei calcoli avrà quindi una densità costante di 1.225 kg/m^3 e una viscosità dinamica di $1.7894 \cdot 10^{-5} \text{ kg/(m} \cdot \text{s)}$. Le proprietà dell'acqua di mare invece non sono riportate nel database dei fluidi, per cui è stato necessario modificare le proprietà dell'acqua dolce allo stato liquido inserendo i valori di densità e viscosità ricavati nel Capitolo 4. La soluzione verrà quindi calcolata in funzione di una fase liquida con densità pari a 1030 kg/m^3 e una viscosità dinamica di $1.233 \cdot 10^{-3} \text{ kg/(m} \cdot \text{s)}$.

Quando si analizzano con il modello VOF corpi galleggianti in moto relativo rispetto all'acqua si utilizza solitamente la funzione *Open Channel Flow*. Questa modalità permette di specificare a monte l'esatta posizione dell'interfaccia fra le due fasi in relazione alle superfici di contorno del dominio. Per ognuna di queste superfici occorrerà indicare le condizioni al contorno (*Boundary Conditions*) e la *Volume Fraction* di una delle due fasi. Nel caso in esame è stata inserita la frazione di volume dell'acqua di mare (α_2), mentre quella complementare relativa all'aria sarà calcolata automaticamente dal software ($\alpha_1 = 1 - \alpha_2$).

La superficie di contorno situata di fronte alla prua dello scafo (*Inlet*) risulta suddivisa dal pelo libero in due regioni distinte. La zona superiore appartiene al sottodominio *Air* in cui è presente solo aria, mentre la zona inferiore appartiene al sottodominio *Seawater* in cui si trova solo acqua di mare. Pertanto, nella regione superiore il valore della *Volume Fraction* della fase liquida sarà impostato pari a 0, mentre in quella inferiore la frazione di volume dell'acqua sarà pari a 1. Poiché da queste superfici dovrà entrare ortogonalmente il flusso, si impone come condizione al contorno una *Velocity Inlet*, in cui è possibile specificare il modulo del vettore velocità normale alla superficie. Per entrambe le regioni è stata dunque imposta una velocità costante pari a 7.716 m/s , che corrisponde ai 15 nodi di velocità massima dello yacht. In questo modo, dalla zona al di sopra del pelo libero entrerà solo aria, mentre dalla zona al di sotto entrerà solo acqua di mare.

Sulla superficie di contorno che si trova al di sopra dello scafo (*Top*) sarà presente invece solo la fase gassosa, per cui la *Volume Fraction* della fase liquida andrà impostata pari a 0. Anche in questo caso si utilizzerà come condizione al contorno una *Velocity Inlet*, in cui andranno specificati oltre al modulo del vettore velocità

pure la direzione e il verso. Considerando il flusso entrante dall'*Inlet* parallelo alla superficie in esame, è stata definita una velocità di 7.716 m/s in verso opposto rispetto all'asse x del sistema di riferimento.

Le stesse impostazioni sono state utilizzate per la superficie corrispondente al fondale (*Bottom*). Anche qui con una *Velocity Inlet* è stata impostata una velocità parallela di 7.716 m/s in verso opposto rispetto all'asse x. In questo caso però la frazione di volume dell'acqua di mare sarà pari a 1, dal momento che al di sotto del pelo libero è presente solo la fase liquida.

La superficie di contorno situata lateralmente (*Side*) risulta invece suddivisa in due zone. Nella regione al di sopra del pelo libero la *Volume Fraction* della fase liquida sarà impostata pari a 0, in quanto nel sottodominio *Air* è presente solo la fase gassosa. Al contrario, nella regione al di sotto del pelo libero la frazione di volume dell'acqua di mare dovrà essere 1, dal momento che nel sottodominio *Seawater* è presente solo il liquido. La condizione al contorno scelta per entrambe le regioni è ancora una volta una *Velocity Inlet*, in cui è stata specificata una velocità di modulo pari a 7.716 m/s, direzione parallela all'asse x e verso opposto. Poiché il numero di Froude è inferiore a 1, il flusso a valle influenzerà il flusso a monte, pertanto occorre selezionare con estrema cura le condizioni da imporre sulla superficie posizionata dietro la poppa dello scafo (*Outlet*). In questi casi si consiglia di utilizzare come *Boundary Condition* una *Pressure Outlet*, che permette di impostare il valore di pressione in corrispondenza della sezione di uscita del flusso. Grazie alla modalità *Open Channel*, con questa condizione al contorno è possibile specificare l'esatta posizione del fondale e del pelo libero rispetto al sistema di riferimento. Nel dominio considerato, il fondale è posto 59.4 m al di sotto del sistema di riferimento situato sulla linea di base della chiglia; l'interfaccia fra le due fasi si trova invece al di sopra dello stesso sistema, ad una distanza verticale di 3.2 m. Dopo aver definito questi valori, il software calcolerà automaticamente la pressione totale da imporre in funzione della profondità.

In corrispondenza della superficie giacente sul piano di simmetria dello scafo (*Symmetry*) è stata invece inserita la specifica condizione al contorno di *Symmetry*, in modo da poter considerare le stesse proprietà del flusso anche dall'altro lato.

Le restanti superfici relative alle pareti dello scafo e della cuffia sono state considerate come non attraversabili dal flusso, per cui è stata selezionata come condizione al contorno quella di *Wall*. Come già detto, in corrispondenza di queste pareti fisse la velocità del flusso sarà pari a zero, pertanto è stata inserita tra le impostazioni la condizione *No Slip*.

Come modello di turbolenza si è scelto il $k-\omega$ SST (*Shear Stress Transport*), un modello a due equazioni che unisce l'accurata formulazione del modello $k-\omega$ in prossimità dello strato limite con la robustezza del modello $k-\epsilon$ nelle zone di flusso indisturbato.

Una volta completate tutte queste operazioni nel modulo *Setup*, si passa a definire i metodi di soluzione all'interno del modulo *Solution*. L'equazione dell'energia cinetica turbolenta k (*Turbulent Kinetic Energy*) è stata definita con uno schema *First Order Upwind*, così come l'equazione associata al tasso di dissipazione specifico ω (*Specific Dissipation Rate*). Per quanto riguarda l'equazione della quantità di moto (*Momentum*) è stato utilizzato inizialmente uno schema *First Order Upwind*, per via della sua stabilità soprattutto durante le prime iterazioni. Successivamente, per ottenere dei risultati più accurati, si è passati ad uno schema *Second Order Upwind*. Con il modello multifase VOF, sono disponibili solo due schemi per l'equazione della pressione (*Pressure*): il *Body Force Weighted* e il *PRESTO!* (*PREssure STaggering Option*). Nel caso in esame è stato scelto il primo dei due, in quanto più indicato quando sono in gioco come qui delle significative forze peso.

A questo punto è possibile inizializzare la soluzione, in modo da fornire al software le condizioni iniziali per risolvere le equazioni sopra citate. È stato quindi scelto un metodo di inizializzazione di tipo standard (*Standard Initialization*), in cui è stata specificata come superficie di ingresso del flusso la regione dell'*Inlet* situata al di sotto del piano di galleggiamento. All'istante $t_0 = 0$ della simulazione tale piano coinciderà con il pelo libero, dunque nel sottodominio *Air* sarà presente solo aria e nel sottodominio *Seawater* sarà presente solo acqua di mare. Per fornire al software queste informazioni è stata inserita una *Patch* in corrispondenza del sottodominio *Air*, in cui viene specificato che la *Volume Fraction* della fase liquida è all'inizio qui pari a 0.

5.5 Pressione a valle della cuffia

Dopo aver definito opportunamente tutte le impostazioni, si può infine lanciare la simulazione. Nonostante la complessità del problema, la convergenza della soluzione è stata raggiunta dopo appena 300 iterazioni, a conferma della validità delle scelte fatte nelle fasi precedenti. In Fig. 5.18 si può notare infatti che al termine della simulazione i residui associati alle varie equazioni risultano estremamente bassi, tendendo in questo caso a valori prossimi allo zero.

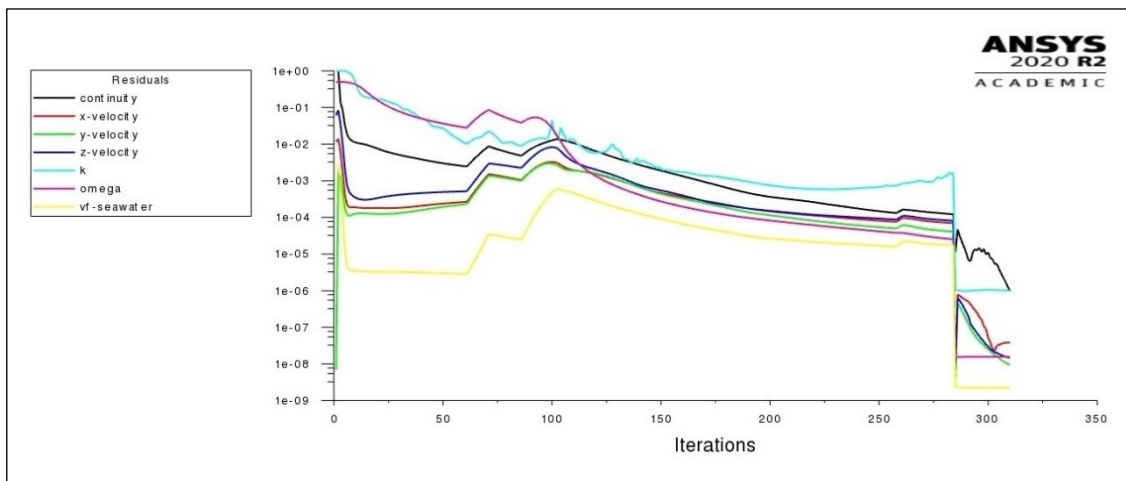


Fig. 5.18: Convergenza della soluzione

In particolare, il residuo associato all'equazione della portata e quello relativo all'energia cinetica turbolenta si attestano alla fine intorno a 10^{-6} . I residui delle tre componenti della velocità e del tasso di dissipazione specifico sono invece compresi tra 10^{-7} e 10^{-8} . Il residuo associato alla frazione di volume della fase liquida raggiunge addirittura un valore prossimo a 10^{-9} .

Per verificare l'attendibilità dei risultati da un punto di vista fisico, è stata graficata in Fig. 5.19 la *Volume Fraction* dell'aria attorno alle pareti dello scafo. Creando una *Iso-Surface* con un valore costante di $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.5$ è possibile visualizzare l'interfaccia fra le due fasi. Come da attese, il profilo longitudinale del pelo libero evidenzia la presenza di onde generate dall'interazione del flusso con lo scafo. Al di sotto di questa *Iso-Surface* sarà presente solo acqua di mare, rappresentata nel grafico con il colore blu dato che in questa zona la frazione di volume dell'aria è

pari a 0. Al di sopra dell'*Iso-Surface* si avrà invece solo aria, rappresentata con il colore bianco in quanto la *Volume Fraction* corrispondente è pari a 1.

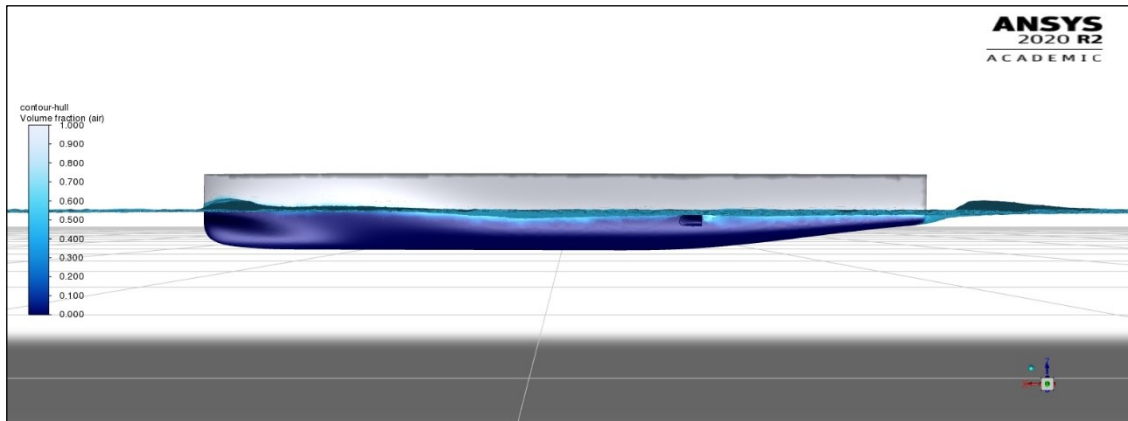


Fig. 5.19: Volume Fraction dell'aria

Una volta confermata la coerenza dei risultati a livello fisico, si può finalmente determinare il valore della pressione relativa in corrispondenza della sezione di uscita della cuffia. Tramite un integrale di superficie è stata quindi calcolata la pressione totale media pesata sull'area considerata, che risulta pari a:

$$\bar{p}_{r,tot} = -7908 \text{ Pa}$$

Poiché il risultato è minore di zero, si è di fronte ad una depressione rispetto al valore atmosferico, che incentiverà la corretta espulsione dei gas di scarico. Per visualizzare con maggiore dettaglio l'andamento di questa depressione nella regione di flusso attorno alla cuffia, è possibile graficare spazialmente la pressione totale delle due fasi nei tre diversi piani.

È stato quindi creato ad una distanza x di 17.53 m dall'origine del sistema di riferimento un piano yz parallelo alla sezione di uscita della cuffia, in corrispondenza del quale il *Contour* della pressione appare come in Fig. 5.20. La scala utilizzata va da un massimo di 0 Pa a un minimo di -11000 Pa, in modo da cogliere meglio le piccole variazioni attorno al valore medio ricavato. Nella regione colorata di rosso la pressione relativa sarà sempre maggiore o uguale a 0, mentre la zona grigia rappresenta la parete dello scafo verso poppa. Da questa immagine si può notare come la depressione sia più significativa nella parte

superiore e nella parte esterna della sezione di uscita della cuffia, raggiungendo in alcuni punti valori inferiori a -10 kPa.

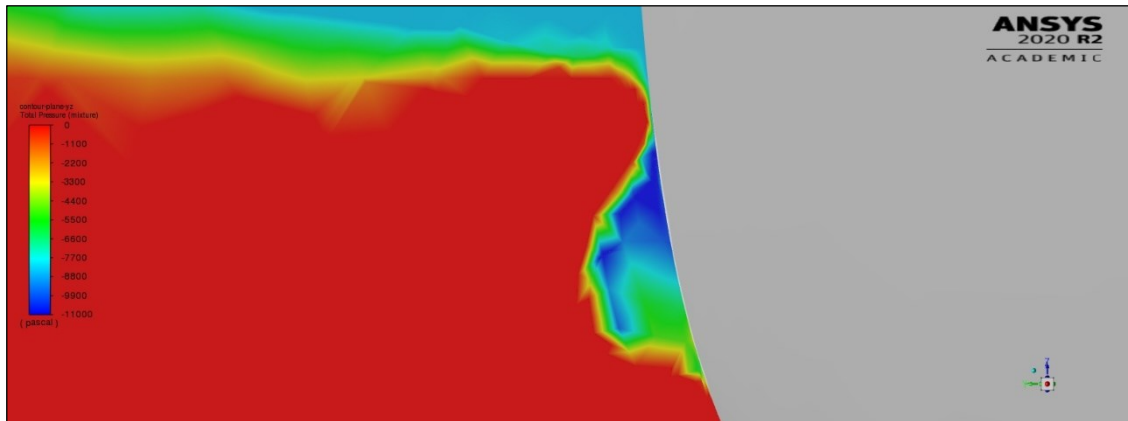


Fig. 5.20: Contour della pressione sul piano yz

Analogamente è stato creato ad una distanza y di 5.3 m dal sistema di riferimento un piano xz parallelo al piano di simmetria dello scafo. Considerando anche qui una scala compresa tra 0 Pa e -11000 Pa, si otterrà il *Contour* della pressione riportato in Fig. 5.21. In questa immagine è stata evidenziata in grigio la cuffia, a valle della quale si distingue bene la zona di fluido influenzata dalla depressione. Risulta evidente anche in questo piano che la pressione raggiunge il suo valore minimo nella zona superiore all'uscita della cuffia, dove si hanno valori di p_r inferiori a -10 kPa. Nella parte in alto del *Contour* si può notare il profilo ondulato del pelo libero che suddivide le due fasi; nella regione di liquido colorata in rosso la pressione assoluta sarà sempre maggiore o uguale al valore atmosferico.

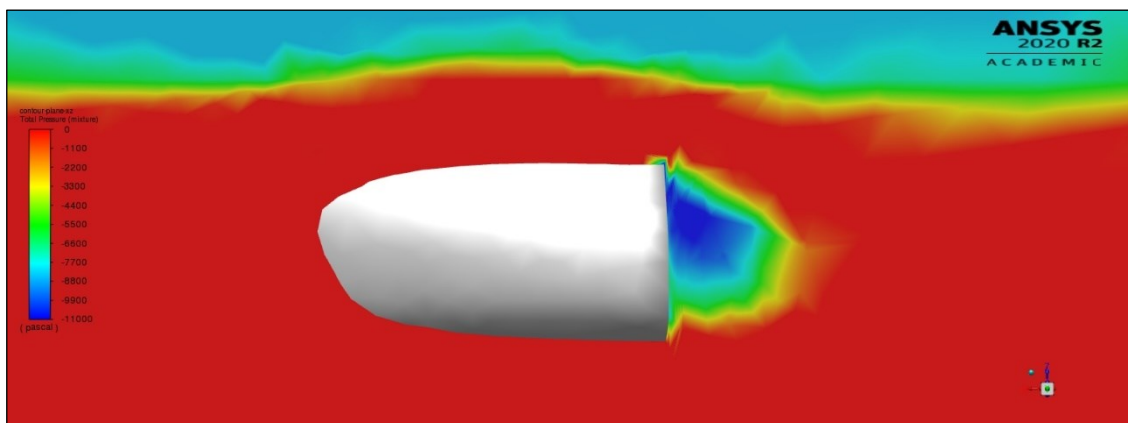


Fig. 5.21: Contour della pressione sul piano xz

Infine è stato creato un piano xy parallelo al piano di galleggiamento ad una distanza z di 2.6 m dal sistema di riferimento. Su questo piano, situato al di sotto del pelo libero, è stato quindi graficato l'andamento della pressione totale della fase liquida, ottenendo così il *Contour* riportato in Fig. 5.22. La scala utilizzata è sempre la stessa, dunque in rosso viene rappresentata la regione di fluido con pressione relativa maggiore o uguale a 0, mentre nella zona colorata in blu si avrà la massima depressione pari a circa -10 kPa. Le aree colorate in grigio corrispondono invece alle pareti dello scafo e della cuffia viste dall'alto.

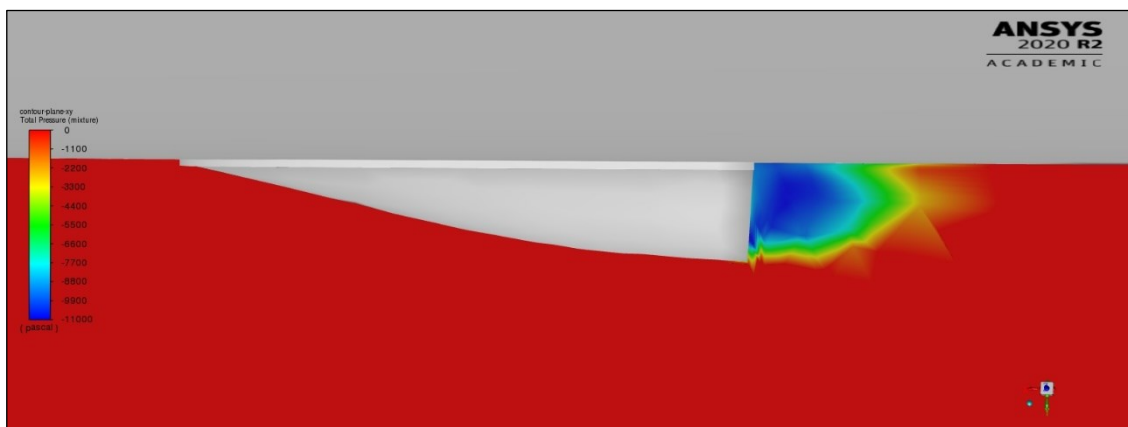


Fig. 5.22: Contour della pressione sul piano xy

Da queste immagini si evince che quando lo scafo si trova in moto relativo rispetto all'acqua, si formerà inevitabilmente una depressione a valle della cuffia a causa dell'interazione delle forze fluidodinamiche delle due fasi con le pareti dell'oggetto. Se si considera una velocità di 7.716 m/s, il valore medio della depressione sarà pari a -7908 Pa, come calcolato in questo Capitolo.

Per completezza è stato analizzato anche l'andamento della velocità del flusso attorno alla cuffia sugli stessi piani xy e xz considerati sopra. Il *Contour* del modulo della velocità sul piano xy viene rappresentato in Fig. 5.23, mentre il Contour del modulo della velocità sul piano xz è riportato in Fig. 5.24. Per entrambi il range visualizzato è compreso tra un valore minimo di 0 m/s (blu) e un valore massimo di 8 m/s (rosso), che corrisponde circa alla velocità del flusso indisturbato. Si nota quindi che a ridosso della sezione di uscita della cuffia la velocità del fluido risulta quasi nulla a causa delle turbolenze generate. Inoltre, è possibile visualizzare la

progressiva diminuzione di velocità in prossimità delle pareti dello scafo e della cuffia dovuta alla presenza dello strato limite. Come avviene per tutti i corpi tozzi investiti da un fluido in moto turbolento, a valle della cuffia si avrà ovviamente la separazione del flusso.

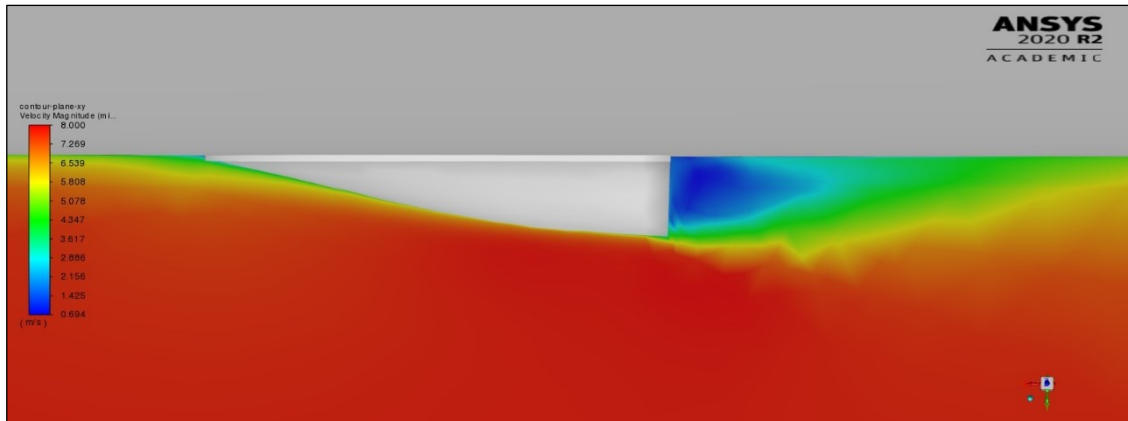


Fig. 5.23: Contour della velocità sul piano xy

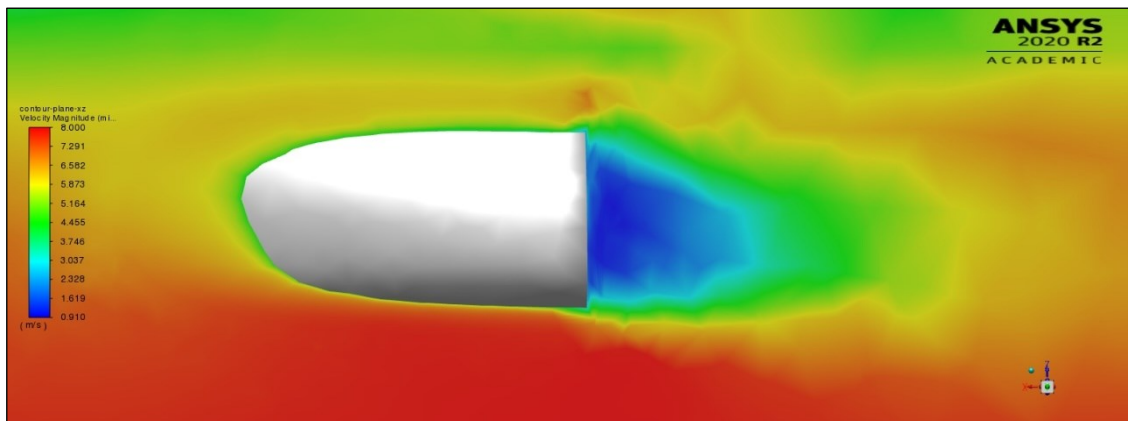


Fig. 5.24: Contour della velocità sul piano xz

Capitolo 6

Calcolo della contropressione

6.1 Approccio al calcolo

Lo scopo di questo lavoro è quello di verificare che la contropressione dell'ambiente di scarico all'uscita delle turbine del motore sia inferiore a 6.7 kPa, come indicato da Caterpillar. Si tratta ovviamente di una pressione relativa, data dalla pressione assoluta meno i 101325 Pa della pressione atmosferica. Come già detto, un valore superiore a 6700 Pa è da evitare in quanto comporterebbe una riduzione del coefficiente di riempimento e quindi una riduzione della potenza specifica del motore. Una contropressione relativa di 0 Pa si avrebbe ad esempio nell'ipotetico caso di un immediato scarico in atmosfera senza convogliare il flusso in un condotto. Questo porterebbe i gas di scarico ad espandersi nelle due turbine fino a raggiungere la pressione atmosferica agente a valle. Chiaramente una situazione di questo tipo è irrealizzabile, soprattutto se si vuole scaricare i gas combusti sott'acqua dove agisce oltre alla pressione atmosferica anche il battente idrostatico (ρgh).

La contropressione nel condotto di scarico a valle delle turbine dipende dalla pressione esterna agente sulla sezione di uscita e dalle perdite di carico del flusso. Infatti, secondo il teorema di Bernoulli, l'energia meccanica di un fluido reale

incomprimibile all'uscita di un condotto in pressione equivale all'energia meccanica all'ingresso meno le perdite di carico lungo il percorso, ovvero:

$$\left(p_{in} + \frac{1}{2}\rho v_{in}^2 + \rho g z_{in}\right) = \left(p_{out} + \frac{1}{2}\rho v_{out}^2 + \rho g z_{out}\right) + \Delta p$$

Una volta determinata la pressione nella sezione di uscita (p_{out}), è possibile ricavare a ritroso la pressione all'ingresso (p_{in}) conoscendo le proprietà del fluido e le sue perdite di carico (Δp).

Nell'impianto in esame le perdite di carico sono notevoli, a causa della presenza del silenziatore e dell'SCR: tra l'ingresso e l'uscita di ognuno di essi è stata infatti misurata una caduta di pressione di circa 2000 Pa. Quindi sommando solo questi due contributi si raggiunge già un Δp di 4000 Pa, un valore molto vicino ai 6700 Pa imposti come limite massimo di p_{in} . Questo lascerebbe poco margine per le restanti perdite di carico e per le variazioni di energia cinetica e potenziale tra ingresso e uscita. Fortunatamente viene in aiuto la cuffia di scarico, che, come si è visto nel Capitolo 5, genera nella sezione di uscita una pressione relativa negativa, cioè una depressione rispetto alle condizioni atmosferiche.

Il principale problema da affrontare sta nel fatto che le proprietà del flusso all'interno del condotto cambiano dal *riser* in poi, a causa dell'iniezione dell'acqua di raffreddamento. Nell'ultimo tratto di tubazione, infatti, il flusso che prima era monofase diventa bifase, introducendo delle perdite di carico aggiuntive. L'equazione di Bernoulli riportata sopra non può valere dalle turbine alla cuffia se a metà del percorso cambia la natura del fluido. Pertanto si è scelto di suddividere idealmente il condotto in due tratti distinti, all'interno dei quali il flusso rimane inalterato. Il primo tratto andrà dall'uscita delle turbine all'ingresso del *riser*, il secondo invece dall'uscita del *riser* alla sezione di uscita della cuffia. In corrispondenza del *riser* verrà quindi considerata una discontinuità delle proprietà termodinamiche: a monte si avrà il flusso monofase dei gas di scarico caldi e a valle si avrà un flusso bifase gas-liquido con acqua di mare. In ognuno dei due tratti verrà applicato il teorema di Bernoulli opportunamente adattato, in modo da poter ricavare alla fine il valore di contropressione nella sezione di interesse. Le due parti del condotto verranno analizzate come due diverse

tubazioni in serie, in cui la portata massica dei gas di scarico è ovviamente sempre la stessa. In tal modo, partendo dalla pressione all'uscita della cuffia calcolata col software CFD, si otterrà a ritroso prima la pressione a valle del *riser* e poi la pressione a valle delle turbine.

Viene riportata in Fig. 6.1 una schematizzazione stilizzata dell'impianto di scarico del motore CAT 3512C, in cui sono state evidenziate e numerate le sezioni di interesse per il calcolo.

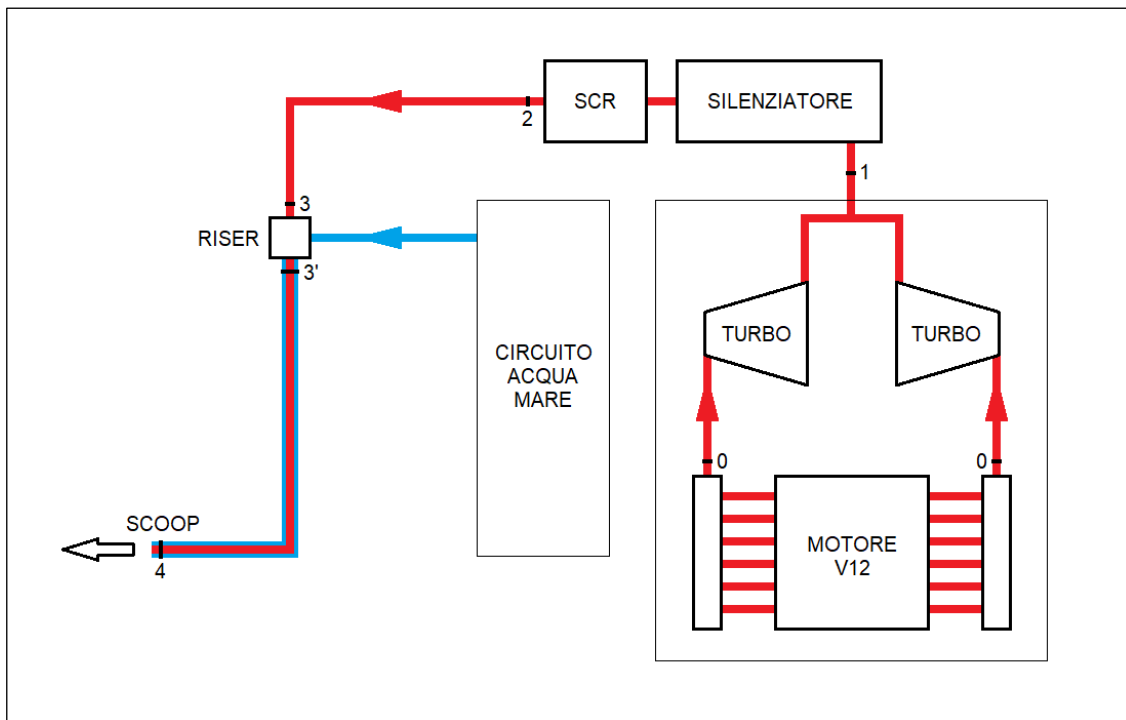


Fig. 6.1: Schematizzazione dell'impianto

Di questo sistema sono note le dimensioni geometriche, la portata massica dei gas, la portata volumetrica dell'acqua di raffreddamento, la temperatura della miscela bifase, la temperatura e la pressione dei gas a monte delle turbine, nonché le cadute di pressione in corrispondenza di silenziatore e SCR. Oltre a questi dati, nel Capitolo 4 è stata calcolata la costante media della miscela monofase omogenea dei gas di scarico insieme alla densità e alla viscosità dinamica dell'acqua di mare presente nel condotto. Le condizioni considerate sono quelle più critiche per il sistema, ovvero quelle in cui le perdite di carico sono massime: questo avviene, come già detto, a 1800 rpm, quando la portata dei gas di scarico raggiunge il suo

valore maggiore. In tal modo si otterrà il valore di contropressione più elevato e quindi più cautelativo da confrontare con il limite imposto da Caterpillar.

A 1800 rpm il motore esprime la sua potenza massima, in corrispondenza della quale lo yacht raggiunge i 7.716 m/s. In funzione di questo valore di velocità dello scafo è stata determinata nel Capitolo 5 la depressione nella sezione di uscita della cuffia. Nota quindi la p_4 , si può ricavare la $p_{3'}$ a valle del *riser* dopo aver calcolato le perdite di carico fra i due punti (Δp_{3_4}). Applicando il teorema di Bernoulli alla miscela bifase che scorre nel secondo tratto di tubazione si ha infatti:

$$\left(p_{3'} + \frac{1}{2} \rho_M U_{M3'}^2 + \rho_M g z_{3'} \right) = \left(p_4 + \frac{1}{2} \rho_M U_{M4}^2 + \rho_M g z_4 \right) + \Delta p_{3_4}$$

Se tra la sezione di ingresso e quella di uscita del *riser* si suppone un raffreddamento isobaro istantaneo dei gas di scarico, si può affermare che $p_3 = p_{3'}$. In funzione di tale valore si può ricavare la pressione a valle dell'SCR (p_2) sfruttando di nuovo l'equazione di Bernoulli, in cui andrà inserito tra le perdite localizzate del flusso dei gas anche il Δp dovuto all'immissione dell'acqua di raffreddamento che riduce la sezione disponibile:

$$\left(p_2 + \frac{1}{2} \rho_G v_2^2 + \rho_G g z_2 \right) = \left(p_3 + \frac{1}{2} \rho_G v_3^2 + \rho_G g z_3 \right) + \Delta p_{2_3}$$

Se al valore ottenuto si sommano la caduta di pressione nell'SCR e quella nel silenziatore, si giunge infine alla contropressione all'uscita delle turbine (p_1). Al termine del calcolo verrà poi confrontato questo valore con il limite imposto dal produttore, in modo da verificare il corretto funzionamento del motore.

6.2 Contropressione a valle del riser

L'analisi CFD dello scafo tramite il software Ansys Fluent ha dimostrato che, in navigazione a 15 nodi, la pressione relativa media nella sezione di uscita della cuffia è -7908 Pa. Sommando questo valore alla pressione atmosferica, si ottiene una pressione assoluta di 93417 Pa, che corrisponde alla p_4 del flusso bifase all'uscita del condotto di scarico.

Poiché entrambe le fasi devono trovarsi alla stessa pressione, questo valore può essere utilizzato per calcolare la densità media della miscela dei gas di scarico in prossimità della cuffia, sfruttando l'equazione di stato dei gas ideali.

Nel Capitolo 4, oltre a ricavare la costante R media dei gas, si è detto che la temperatura del flusso a valle del *riser* è di 45°C, ovvero 318.15 K. La temperatura misurata fornisce in realtà il valore medio tra la T della fase gassosa e quella della fase liquida: nella pratica, infatti, i due fluidi si troveranno alla stessa temperatura solo quando avranno raggiunto fra loro l'equilibrio termico. Avendo supposto per semplicità un raffreddamento istantaneo dei gas combusti in corrispondenza del *riser*, si considera da qui in poi per entrambe le fasi una temperatura costante di 318.15 K. Questo equivale a considerare un flusso bifase gas-liquido in equilibrio termico, per il quale valgono le equazioni viste nel Capitolo 1. Anche se il secondo tratto del condotto non risulta più coibentato, si possono tranquillamente trascurare le dispersioni termiche verso l'esterno, poiché dopo il raffreddamento la temperatura interna è prossima a quella atmosferica.

Essendo per ipotesi la T del flusso in corrispondenza della cuffia (T_4) uguale alla T a valle del *riser* ($T_{3'}$), si può calcolare la densità della fase gassosa (ρ_{G4}) come:

$$\rho_{G4} = \frac{p_4}{RT_4} = \frac{93417}{292.5 \cdot 318.15} = 1.004 \frac{kg}{m^3}$$

Nell'ultima parte di tubazione si è scelto di trascurare gli effetti di comprimibilità dei gas, pertanto anche la fase gassosa è stata trattata come un fluido incomprimibile al pari dell'acqua di raffreddamento. Di conseguenza la densità media dei gas verrà considerata costante dall'uscita del *riser* alla cuffia, il che equivale a dire $\rho_{G3'} = \rho_{G4} = 1.004 \text{ kg/m}^3$.

Nello stesso tratto del condotto in cui la temperatura è 45°C, la densità della fase liquida (ρ_L) sarà invece 1020 kg/m³, come calcolato nel paragrafo 4.2.1. In funzione di questo valore, è possibile ricavare la portata massica dell'acqua di mare (\dot{m}_L) proveniente dal circuito di raffreddamento, essendo nota la portata volumetrica (Q_L). Nelle condizioni considerate fluiscono infatti all'interno del condotto 800 l/min di acqua, che corrispondono a 0.0133 m³/s. Quindi si avrà:

$$\dot{m}_L = \rho_L Q_L = 1020 \cdot 0.0133 = 13.599 \frac{kg}{s}$$

Dai dati forniti da Caterpillar, si è visto nel Capitolo 4 che a 1800 rpm la portata massica dei gas di scarico (\dot{m}_G) è invece di 9023.8 kg/h, cioè 2.5066 kg/s se si trascura il minimo incremento dovuto all'immissione di urea nell'SCR. In funzione delle portate e della sezione del tubo si possono determinare le velocità superficiali delle due fasi, utili per valutare il regime di flusso. Il diametro interno (D_i) del condotto analizzato si mantiene costante dall'uscita dell'SCR fino alla cuffia di scarico, assumendo un valore pari a 450 mm, ovvero 0.45 m. La massima sezione interna (A) ortogonale al flusso risulterà quindi:

$$A = \frac{\pi D_i^2}{4} = \frac{\pi \cdot 0.45^2}{4} = 0.159 \text{ m}^2$$

A questo punto si può ricavare la velocità superficiale della fase gassosa come:

$$U_G = \frac{Q_G}{A} = \frac{\dot{m}_G}{\rho_{G3'} A} = \frac{2.5066}{1.004 \cdot 0.159} = 15.7 \frac{m}{s}$$

Allo stesso modo, la velocità superficiale della fase liquida sarà:

$$U_L = \frac{Q_L}{A} = \frac{0.0133}{0.159} = 0.084 \frac{m}{s}$$

Secondo la mappa di Mandhane riportata in Fig. 1.3, con queste velocità si dovrebbe instaurare un flusso stratificato a onde, con un'interfaccia ben definita tra le due fasi. Si vuole ora verificare l'attendibilità di tale risultato confrontandolo con quelli delle mappe Shell, che si rivelano più accurate per tubazioni di grande sezione. Si ricorda infatti che queste mappe sono state sviluppate per diametri di 500 mm, molto vicino ai 450 mm della tubazione in esame. In questo caso il regime di flusso viene graficato in funzione del numero di Froude di ognuna delle due fasi; in particolare quello della fase gassosa sarà:

$$Fr_G = U_G \sqrt{\frac{\rho_{G3'}}{(\rho_L - \rho_{G3'})gD_i}} = 15.7 \sqrt{\frac{1.004}{(1020 - 1.004) \cdot 9.8 \cdot 0.45}} = 0.235$$

Il Froude associato alla fase liquida risulterà invece minore, a causa della bassa velocità superficiale dell'acqua salata di raffreddamento che fluisce nel tubo:

$$Fr_L = U_L \sqrt{\frac{\rho_L}{(\rho_L - \rho_{G3'})gD_i}} = 0.084 \sqrt{\frac{1020}{(1020 - 1.004) \cdot 9.8 \cdot 0.45}} = 0.04$$

Inserendo questi due valori nella mappa Shell per tubi orizzontali riportata in Fig. 1.4, si ottiene anche qui un flusso stratificato a onde. Tuttavia sembrerebbe più corretto considerare la versione della mappa per tubi verticali di Fig. 1.6, in quanto gran parte del condotto di scarico si sviluppa verso il basso. Secondo tale mappa dovrebbe instaurarsi un flusso anulare, poiché, come detto nel Capitolo 1, non possono verificarsi flussi stratificati all'interno di tubazioni verticali.

In tutti i casi le mappe considerate indicano la formazione di un flusso bifase separato, con i due fluidi che scorrono indipendenti all'interno della tubazione senza miscelarsi. Pertanto verranno utilizzate per il calcolo della contropressione le equazioni per le perdite di carico viste nel paragrafo 1.3.2, in cui si analizzano separatamente i contributi delle due fasi. Per le perdite distribuite, i due fluidi verranno dunque studiati come se scorressero uno alla volta all'interno del condotto, supponendo per entrambi disponibile l'intera sezione. La caduta di pressione reale del flusso gas-liquido sarà poi calcolata considerando il fattore moltiplicativo ϕ_L^2 .

Per la conservazione della massa, la portata della miscela bifase (\dot{m}_M) che scorre nel tratto 3'-4 è pari alla somma delle portate massiche delle singole fasi, ovvero:

$$\dot{m}_M = \dot{m}_G + \dot{m}_L = 2.5066 + 13.599 = 16.106 \frac{kg}{s}$$

Da questo valore si può ricavare la portata massica specifica del flusso bifase (G_M), dividendo per la sezione interna totale del tubo (A):

$$G_M = \frac{\dot{m}_M}{A} = \frac{16.106}{0.159} = 101.27 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$$

Proseguendo con i calcoli risulta indispensabile determinare il titolo della miscela bifase (x), che esprime il rapporto fra la portata del gas e quella dell'intero flusso:

$$x = \frac{\dot{m}_G}{\dot{m}_M} = \frac{2.5066}{16.106} = 0.156$$

Da quanto ottenuto si evince quindi che la fase gassosa costituisce solo il 15.6% in massa del flusso bifase nel condotto di scarico a valle del *riser*; ben più rilevante è la quota relativa all'acqua di raffreddamento, che costituisce il restante 84.4%.

Nel Capitolo 4 si è detto che, in assenza di dati specifici, le proprietà termofluidodinamiche della miscela di gas di scarico possono essere approssimate a quelle dell'aria nelle stesse condizioni di temperatura. Pertanto, per valutare il numero di Reynolds della fase gassosa all'uscita dal *riser*, si utilizzerà il valore tabellato della viscosità cinematica dell'aria in corrispondenza di 320 K, ovvero $1.77 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. Moltiplicando tale valore per la densità costante $\rho_{G3'}$, si ricaverà la viscosità dinamica della miscela dei gas di scarico nel tratto 3'-4:

$$\mu_{G3'} = \rho_{G3'} \nu_{aria} = 1.004 \cdot 1.77 \cdot 10^{-5} = 1.78 \cdot 10^{-5} \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}}$$

A questo punto è possibile calcolare il numero di Reynolds associato alla fase gassosa, considerando il titolo e la portata massica specifica dell'intero flusso:

$$Re_{G3'} = \frac{G_M x D_i}{\mu_{G3'}} = \frac{101.27 \cdot 0.156 \cdot 0.45}{1.78 \cdot 10^{-5}} = 399190$$

Poiché $Re_{G3'} \gg 4000$, il flusso del gas sarà estremamente turbolento.

Nello stesso tratto di tubazione in cui la temperatura è 45°C, si può determinare il numero di Reynolds della fase liquida, inserendo la viscosità dinamica dell'acqua di mare (μ_L) calcolata nel paragrafo 4.2.2:

$$Re_L = \frac{G_M (1 - x) D_i}{\mu_L} = \frac{101.27 \cdot (1 - 0.156) \cdot 0.45}{6.55 \cdot 10^{-4}} = 58769$$

Essendo $Re_L \gg 4000$, anche per questo secondo fluido il moto sarà turbolento.

Come spiegato nel Capitolo 1, il numero di Reynolds può essere usato per calcolare l'indice di resistenza specifico di ognuna delle due fasi, con cui poi ricavare la caduta di pressione dovuta alle perdite di carico per attrito. Dal momento che $50000 < Re_{G3'} < 1000000$, l'indice di resistenza del gas sarà pari a:

$$\lambda_{G3'} = 0.184 \cdot Re_{G3'}^{-0.2} = 0.184 \cdot 399190^{-0.2} = 0.014$$

Anche $Re_L > 50000$, per cui si può scrivere l'indice di resistenza del liquido come:

$$\lambda_L = 0.184 \cdot Re_L^{-0.2} = 0.184 \cdot 58769^{-0.2} = 0.0205$$

Noto λ_L è possibile valutare le perdite distribuite dell'acqua di raffreddamento in funzione della lunghezza della tubazione, che nel tratto 3-4 è di 2.4 m:

$$\Delta p_{d,L} = \lambda_L \frac{G_M^2 (1-x)^2 L_{3-4}}{2 \rho_L D_i} = 0.0205 \frac{101.27^2 \cdot (1-0.156)^2 \cdot 2.4}{2 \cdot 1020 \cdot 0.45} = 0.4 \text{ Pa}$$

Se si considera sempre una lunghezza di 2.4 m tra il *riser* e la cuffia, la caduta di pressione dovuta alle perdite di carico distribuite dei gas di scarico risulta invece:

$$\Delta p_{d,G3'} = \lambda_{G3'} \frac{G_M^2 x^2 L_{3-4}}{2 \rho_{G3'} D_i} = 0.014 \frac{101.27^2 \cdot 0.156^2 \cdot 2.4}{2 \cdot 1.004 \cdot 0.45} = 9.2 \text{ Pa}$$

Confrontando i due Δp si può dunque ricavare il parametro di Lockhart-Martinelli:

$$X = \sqrt{\frac{\Delta p_{d,L}}{\Delta p_{d,G3'}}} = \sqrt{\frac{0.4}{9.2}} = 0.21$$

Il parametro di Baroczy (B) sarà invece pari a 1, in quanto:

$$\left(\frac{\rho_L}{\rho_{G3'}}\right)^{0.5} = \left(\frac{1020}{1.004}\right)^{0.5} = 31.87 > 9$$

In funzione di B e delle due densità può essere calcolato anche il parametro di Chisholm (C), utile per determinare le perdite distribuite della miscela gas-liquido:

$$\begin{aligned} C &= \left[1 + (B-1) \left(1 - \frac{\rho_{G3'}}{\rho_L}\right)^{0.5}\right] \left[\left(\frac{\rho_L}{\rho_{G3'}}\right)^{0.5} + \left(\frac{\rho_{G3'}}{\rho_L}\right)^{0.5}\right] = \\ &= [1 + 0] \left[\left(\frac{1020}{1.004}\right)^{0.5} + \left(\frac{1.004}{1020}\right)^{0.5}\right] = 31.91 \end{aligned}$$

Il quadrato del moltiplicatore bifase ϕ_L può essere ricavato in funzione del parametro di Lockhart-Martinelli e di quello di Chisholm secondo l'equazione:

$$\phi_L^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} = 1 + \frac{31.91}{0.21} + \frac{1}{0.21^2} = 179.3$$

Moltiplicando per ϕ_L^2 le perdite di carico distribuite della fase liquida isolata ($\Delta p_{d,L}$), si ottiene così la caduta di pressione per attrito dell'intera miscela bifase:

$$\Delta p_{d,M} = \phi_L^2 \Delta p_{d,L} = 179.3 \cdot 0.4 = 70 \text{ Pa}$$

Come da attese, le perdite per attrito fra il *riser* e la cuffia sono minime a causa della scarsa lunghezza della tubazione in esame; nel caso di condotti brevi, infatti, risulta molto più significativo il contributo delle perdite localizzate. Prima di calcolare la caduta di pressione in corrispondenza di particolari elementi dell'impianto, occorre però individuare la frazione di vuoto media della miscela bifase. Il valore di α può essere determinato in funzione del rapporto di scorrimento (s), che secondo l'equazione di Zivi è pari a:

$$s = \sqrt[3]{\frac{\rho_L}{\rho_{G3'}}} = \sqrt[3]{\frac{1020}{1.004}} = 10.05$$

Il valore ottenuto indica che nel condotto analizzato la velocità effettiva della fase gassosa sarà circa 10 volte maggiore di quella del liquido, essendo $s = v_G/v_L$. Noto quindi il titolo della miscela e il rapporto di scorrimento, si può calcolare la frazione di vuoto media del flusso bifase che scorre nel tratto 3'-4 come:

$$\alpha = \frac{1}{1 + s \frac{\rho_{G3'}}{\rho_L} \left(\frac{1-x}{x}\right)} = \frac{1}{1 + 10.05 \frac{1.004}{1020} \left(\frac{1-0.156}{0.156}\right)} = 0.949$$

Per verificare la validità delle ipotesi fatte, si può determinare il valore di α anche in funzione di ϕ_L^2 , come visto nel paragrafo 1.3.2. Poiché entrambe le fasi si trovano in moto turbolento all'interno di un tratto di tubazione quasi del tutto verticale, sembra logico applicare l'equazione di Katsuhara secondo la quale:

$$\alpha = 1 - \frac{1}{\phi_L^{1.143}} = 1 - \frac{1}{(179.3)^{1.143}} = 0.948$$

Dal confronto emerge che i due valori di α ottenuti sono pressoché identici, per cui

si può affermare che la fase gassosa occuperà quasi il 95% della sezione interna totale del condotto, mentre l'acqua di raffreddamento solo il 5% restante.

Nota la frazione di vuoto, è ora possibile analizzare le perdite di carico localizzate del flusso gas-liquido fra l'uscita del *riser* e la cuffia. Nel tratto 3'-4, gli elementi dissipativi che la miscela bifase incontra mentre fluisce verso il mare sono essenzialmente quattro. Il primo partendo dall'alto è il pezzo speciale a T previsto per il bypass, in corrispondenza del quale il coefficiente K è stimato intorno a 0.2. Nonostante il passaggio nella piccola diramazione sia chiuso da una valvola durante la navigazione, si innescheranno inevitabilmente dei fenomeni turbolenti in prossimità degli spigoli interni del pezzo, che indurranno delle perdite di energia. Non considerando le perdite per attrito dovute alla lunghezza di questo elemento, la caduta di pressione del flusso bifase tra ingresso e uscita sarà:

$$\begin{aligned}\Delta p_{L,M,T} &= K_T \left(\frac{x^2}{\rho_G \alpha^2} + \frac{(1-x)^2}{\rho_L (1-\alpha)^2} \right) \frac{G_M^2}{2} = \\ &= 0.2 \left(\frac{0.156^2}{1.004 \cdot 0.949^2} + \frac{(1-0.156)^2}{1020(1-0.949)^2} \right) \frac{101.27^2}{2} = 304 \text{ Pa}\end{aligned}$$

Come descritto nel Capitolo 3, a valle del suddetto componente si trova un'altra valvola a farfalla, che, seppur completamente aperta in navigazione, comporta delle ulteriori dissipazioni di energia. Il disco interno, infatti, anche se posizionato in direzione parallela al flusso induce una serie di turbolenze e vortici che portano ad una riduzione del carico. In tal caso il coefficiente K viene valutato pari a circa 0.3, dunque la caduta di pressione della miscela gas-liquido tra la sezione di ingresso e quella di uscita della valvola sarà calcolabile come:

$$\begin{aligned}\Delta p_{L,M,V} &= K_V \left(\frac{x^2}{\rho_G \alpha^2} + \frac{(1-x)^2}{\rho_L (1-\alpha)^2} \right) \frac{G_M^2}{2} = \\ &= 0.3 \left(\frac{0.156^2}{1.004 \cdot 0.949^2} + \frac{(1-0.156)^2}{1020(1-0.949)^2} \right) \frac{101.27^2}{2} = 456 \text{ Pa}\end{aligned}$$

Come si può notare in Fig. 3.8, nell'impianto è presente una curva a 90° che deflette il flusso bifase in uscita dalla valvola verso la cuffia. Ogni qualvolta si

cambia la direzione del flusso si introducono delle perdite di energia meccanica, che, nel caso di una curva a 90°, sono quantificabili con un coefficiente K di 0.3. Al netto delle perdite distribuite, la caduta di pressione tra la sezione di monte e quella di valle sarà quindi pari a quella in corrispondenza della valvola:

$$\begin{aligned}\Delta p_{l,M,C} &= K_C \left(\frac{x^2}{\rho_G \alpha^2} + \frac{(1-x)^2}{\rho_L (1-\alpha)^2} \right) \frac{G_M^2}{2} = \\ &= 0.3 \left(\frac{0.156^2}{1.004 \cdot 0.949^2} + \frac{(1-0.156)^2}{1020(1-0.949)^2} \right) \frac{101.27^2}{2} = 456 \text{ Pa}\end{aligned}$$

L'ultima perdita localizzata da considerare è quella che si verifica in prossimità della sezione di uscita del condotto. Lo sbocco verso un ambiente più grande può essere visto come un brusco allargamento della sezione del tubo, in corrispondenza del quale si ha un distacco del fluido dalle pareti. Le perdite associate sono dunque molto elevate: si stima infatti che in questi casi il coefficiente K raggiunga un valore all'incirca pari a 1. Sfruttando sempre la stessa equazione ricavata alla fine del paragrafo 1.3.2, la caduta di pressione della miscela bifase in questo punto può quindi essere calcolata come:

$$\begin{aligned}\Delta p_{l,M,S} &= K_S \left(\frac{x^2}{\rho_G \alpha^2} + \frac{(1-x)^2}{\rho_L (1-\alpha)^2} \right) \frac{G_M^2}{2} = \\ &= 1 \left(\frac{0.156^2}{1.004 \cdot 0.949^2} + \frac{(1-0.156)^2}{1020(1-0.949)^2} \right) \frac{101.27^2}{2} = 1518 \text{ Pa}\end{aligned}$$

Sommando questi ultimi quattro valori, si ottiene la caduta di pressione associata a tutte le perdite localizzate fra l'uscita del *riser* e la cuffia ($\Delta p_{l,M}$), in cui il contributo di $\Delta p_{l,M,S}$ allo sbocco è sicuramente quello più rilevante:

$$\begin{aligned}\Delta p_{l,M} &= \Delta p_{l,M,T} + \Delta p_{l,M,V} + \Delta p_{l,M,C} + \Delta p_{l,M,S} = \\ &= 304 + 456 + 456 + 1518 = 2733 \text{ Pa}\end{aligned}$$

A questo punto si può ricavare la caduta di pressione totale nel tratto 3'-4, sommando le perdite distribuite e le perdite localizzate del flusso bifase in esame, composto da gas di scarico e acqua di raffreddamento:

$$\Delta p_{3,4} = \Delta p_{d,M} + \Delta p_{l,M} = 70 + 2733 = 2803 \text{ Pa}$$

Il valore ottenuto può essere usato per calcolare la pressione assoluta all'interno del condotto in corrispondenza della sezione di uscita del *riser* ($p_{3'}$). Infatti, come spiegato precedentemente, applicando il teorema di Bernoulli si ottiene:

$$p_{3'} = p_4 + \frac{1}{2} \rho_M (U_{M4}^2 - U_{M3'}^2) + \rho_M g (z_4 - z_{3'}) + \Delta p_{3,4}$$

All'interno di questa equazione, oltre a $\Delta p_{3,4}$ è noto anche il valore di p_4 , che corrisponde come detto alla pressione media agente sulla sezione di uscita della cuffia. Il secondo addendo esprime la variazione di energia cinetica della miscela gas-liquido, che risulta però trascurabile in assenza di transizioni di fase e scambi di calore con l'esterno. Il termine cinetico può essere calcolato come:

$$\frac{1}{2} \rho_M (U_{M4}^2 - U_{M3'}^2) = G_M^2 \left[\left(\frac{x_4^2}{\rho_{G4} \alpha_4} + \frac{(1-x_4)^2}{\rho_L (1-\alpha_4)} \right) - \left(\frac{x_{3'}^2}{\rho_{G3'} \alpha_{3'}} + \frac{(1-x_{3'})^2}{\rho_L (1-\alpha_{3'})} \right) \right]$$

Poiché il titolo della miscela, la frazione di vuoto e la densità della fase gassosa sono stati considerati costanti nel tratto in esame, il termine cinetico sarà pari a 0. Per determinare la variazione di energia potenziale occorre invece ricavare la densità media della miscela bifase (ρ_M). Come visto nel Capitolo 1, tale grandezza si valuta mediando le densità dei due fluidi in funzione delle porzioni di sezione effettivamente occupate da ogni fase, ovvero in funzione del valore di α :

$$\rho_M = \rho_{G3'} \alpha + \rho_L (1 - \alpha) = 1.004 \cdot 0.949 + 1020(1 - 0.949) = 52.91 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Tra il *riser* e la cuffia si ha una diminuzione della quota geodetica (z) di 1.6 m. Essendo $z_4 < z_{3'}$ e dunque $z_4 - z_{3'} < 0$, la variazione di energia potenziale gravitazionale nel tratto considerato sarà negativa:

$$\rho_M g (z_4 - z_{3'}) = -\rho_M g (z_{3'} - z_4) = -52.91 \cdot 9.8 \cdot 1.6 = -830 \text{ Pa}$$

Nei flussi discendenti senza variazioni di energia cinetica, la diminuzione di energia potenziale tra la sezione di monte e quella di valle si tramuta in un aumento dell'energia di pressione associata al peso della colonna di fluido

sovrastante. Quindi, sommando a p_4 la variazione negativa di energia potenziale, si avrebbe nel caso ideale in assenza di perdite $p_{3'} < p_4$. Nel sistema reale analizzato, però, le perdite di carico sono rilevanti e vanno pertanto considerate nel calcolo di $p_{3'}$. Alla luce delle ipotesi e delle valutazioni fatte, la contropressione assoluta nella sezione di uscita del *riser* sarà dunque pari a:

$$p_{3'} = p_4 + \rho_M g(z_4 - z_{3'}) + \Delta p_{3_4} = 93417 - 830 + 2803 = 95391 \text{ Pa}$$

A cavallo del *riser* si suppone per semplicità un raffreddamento isobaro istantaneo dei gas di scarico, per cui la cessione di calore all'acqua immessa nel condotto può essere ritenuta a pressione costante. Di conseguenza nel proseguo della trattazione verrà considerata la pressione all'ingresso del *riser* pari a quella all'uscita, ovvero $p_3 = p_{3'} = 95391 \text{ Pa}$. Come spiegato all'inizio del capitolo, questo valore sarà poi utilizzato come dato di input per l'analisi del tratto 1-3, in cui è presente solo la miscela monofase dei gas combustibili.

6.3 Contropressione a valle delle turbine

Con il presente lavoro si vuole studiare la contropressione massima nel condotto di scarico all'uscita delle due turbine (p_1), considerando le condizioni più sfavorevoli per il sistema. La pressione nel punto 1 sarà pari alla pressione nel punto 2 più il Δp associato al passaggio nel silenziatore e nell'SCR, che, come detto, è già noto e pari a 4000 Pa. A sua volta la pressione all'uscita dell'SCR (p_2) può essere ricavata se il flusso è incomprimibile tramite l'equazione di Bernoulli in funzione della pressione nota p_3 . Poiché il tratto 2-3 è una tubazione a sezione costante quasi orizzontale in cui scorre un fluido a bassa densità, si può dire che tra l'uscita dell'SCR e il *riser* le variazioni di energia cinetica ed energia potenziale sono trascurabili. Di conseguenza, per ottenere il valore massimo di p_1 , occorrerà calcolare la pressione all'uscita dell'SCR in funzione delle perdite di carico massime nel tratto 2-3. Essendo queste proporzionali al quadrato della velocità del fluido, è opportuno considerare le condizioni termodinamiche in corrispondenza delle quali la velocità nel condotto è massima.

Per il principio di conservazione della massa, la portata massica dei gas di scarico a 1800 rpm è sempre 2.5066 kg/s in ogni punto dell'impianto, trascurando il piccolo incremento dovuto all'immissione di urea nell'SCR. Poiché anche la sezione interna del condotto si mantiene sempre costante e pari a 0.159 m², la velocità del flusso raggiungerà il suo valore massimo in corrispondenza della densità minima del fluido. Facendo riferimento all'equazione di stato dei gas ideali, questo avviene nelle condizioni di pressione minima e temperatura massima. Nel tratto compreso fra l'SCR e il *riser* la pressione assumerà il suo valore minimo in corrispondenza del *riser*, a causa delle perdite di carico tra la sezione di monte e quella di valle ($p_{min} = p_3 = 95391$ Pa). La temperatura massima che può essere raggiunta nel condotto è invece quella che si avrebbe con una espansione isoterma in turbina: in tal caso, infatti, la temperatura a valle equivarrebbe alla temperatura dei gas caldi nel collettore di scarico a monte ($T_{max} = T_0 = 777.35$ K). Considerando questi due valori, è possibile determinare la densità minima del fluido nel tratto 2-3 come:

$$\rho_{G,min} = \frac{p_{min}}{R \cdot T_{max}} = \frac{95391}{292.5 \cdot 777.35} = 0.419 \frac{kg}{m^3}$$

In tali condizioni, la velocità massima che il flusso può raggiungere tra l'uscita dell'SCR e l'ingresso del *riser* sarà calcolabile come:

$$v_{G,max} = \frac{\dot{m}_G}{\rho_{G,min} \cdot A} = \frac{2.5066}{0.419 \cdot 0.159} = 37.6 \frac{m}{s}$$

In funzione di questa velocità si ricaveranno le perdite di carico massime nel tratto considerato, che andranno inserite nell'equazione di Bernoulli per ottenere la pressione a valle dell'SCR. Il suddetto teorema è valido però solo per fluidi incomprimibili, per cui è opportuno valutare se l'ipotesi di una densità costante risulta applicabile. Per fare ciò si confronta tramite il numero di Mach la velocità massima del fluido con la velocità del suono, che dipende da T , da R e dal rapporto dei calori specifici (k). Quanto più la velocità dei gas di scarico sarà vicina a quella con cui il suono si propaga nel fluido, tanto più gli effetti di comprimibilità saranno rilevanti. In genere, un flusso può essere ritenuto incomprimibile quando la

velocità è meno di 1/3 della velocità del suono nel fluido. Infatti, se il numero di Mach è inferiore a 0.3, le variazioni di densità si attestano di solito intorno a valori inferiori al 5% e possono dunque essere trascurate. Non essendo note le portate e quindi le frazioni in massa di tutti i composti presenti nella miscela di gas considerata, non è possibile calcolare in questo caso il calore specifico a pressione costante (c_p) e quello a volume costante (c_v). Pertanto si è scelto, in accordo con le considerazioni fatte nel Capitolo 4, di utilizzare il rapporto fra i calori specifici dell'aria in condizioni simili di temperatura. A 800 K il rapporto $k = c_p/c_v$ dell'aria è pari a 1.354, quindi il numero di Mach relativo al flusso nel tratto 2-3 sarà:

$$Ma = \frac{v_{G,max}}{\sqrt{k_{aria} \cdot R \cdot T_{max}}} = \frac{37.6}{\sqrt{1.354 \cdot 292.5 \cdot 777.35}} = 0.068$$

Si può notare che in questo caso $Ma \ll 0.3$, dunque la velocità massima della miscela omogenea dei gas di scarico è molto inferiore alla velocità del suono nello stesso fluido. Di conseguenza gli effetti della comprimibilità possono essere trascurati e la densità del gas può essere ritenuta costante senza commettere errori apprezzabili. Per il proseguo della trattazione verrà dunque considerata, nel tratto compreso fra l'uscita dell'SCR e l'ingresso del *riser*, una densità sempre pari a $\rho_{G,min} = 0.419 \text{ kg/m}^3$.

A questo punto si possono iniziare a calcolare le perdite di carico distribuite nel tratto 2-3, dove il diametro interno del condotto (D_i) è sempre 0.45 m. Anche in questo caso verrà utilizzata la viscosità dell'aria, dal momento che risulta ignoto il valore di viscosità specifico per la miscela di gas analizzata. In corrispondenza di 800 K la viscosità cinematica dell'aria risulta $8.25 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, quindi il numero di Reynolds associato al flusso dei gas di scarico tra l'SCR e il *riser* sarà pari a:

$$Re_{G2} = \frac{v_{G,max} \cdot D_i}{\nu_{aria}} = \frac{37.6 \cdot 0.45}{8.25 \cdot 10^{-5}} = 204929$$

Il valore ottenuto è molto maggiore di 4000, per cui il moto dei gas nel condotto sarà estremamente turbolento. Per determinare l'indice di resistenza del fluido è opportuno applicare l'equazione di McAdams, valida per $50000 < Re < 1000000$:

$$\lambda_{G2} = 0.184 \cdot Re_{G2}^{-0.2} = 0.184 \cdot 204929^{-0.2} = 0.016$$

Si può dunque ricavare la caduta di pressione massima dovuta alle perdite distribuite fra l'SCR e il *riser* in funzione della massima velocità possibile e della lunghezza del condotto, che nel tratto 2-3 è pari a 2.1 m:

$$\Delta p_{d,2,3} = \lambda_{G2} \frac{\rho_{G,min} \cdot v_{G,max}^2}{2} \frac{L_{2,3}}{D_i} = 0.016 \frac{0.419 \cdot 37.6^2 \cdot 2.1}{2 \cdot 0.45} = 22 \text{ Pa}$$

Per quanto riguarda la valutazione delle perdite localizzate, invece, occorre prima analizzare, come per il flusso bifase a valle, i vari elementi dissipativi lungo il tratto considerato. Tra l'uscita dell'SCR e il *riser* sono presenti tre singolarità a cavallo delle quali si ha una caduta di pressione significativa.

Partendo dall'alto, la prima dissipazione si ha nella sezione di uscita dell'SCR in corrispondenza dell'imbocco a spigolo vivo nel condotto. In queste situazioni il coefficiente K viene valutato pari a circa 0.5, quindi la caduta di pressione sarà:

$$\Delta p_{l,I} = K_I \frac{\rho_{G,min} \cdot v_{G,max}^2}{2} = 0.5 \frac{0.419 \cdot 37.6^2}{2} = 148 \text{ Pa}$$

La seconda perdita localizzata avviene a cavallo della curva a 90° subito a valle, che collega il tratto orizzontale con quello verticale. Come visto nel paragrafo precedente, in questo caso il coefficiente K è di 0.3, per cui la caduta di pressione tra la sezione di ingresso e quella di uscita della curva risulterà:

$$\Delta p_{l,C} = K_C \frac{\rho_{G,min} \cdot v_{G,max}^2}{2} = 0.3 \frac{0.419 \cdot 37.6^2}{2} = 89 \text{ Pa}$$

Chiaramente il valore ottenuto non terrà conto delle dissipazioni per attrito lungo la curva, già considerate nel conto delle perdite distribuite.

L'ultima perdita di carico localizzata nel tratto 2-3 si ha in corrispondenza dell'immissione dell'acqua di raffreddamento nel *riser*, che riduce la sezione disponibile per i gas all'interno del condotto. Questa situazione può essere vista come un brusco restringimento della sezione interna del tubo, per il quale si ha solitamente un coefficiente K di 0.5. La caduta di pressione associata sarà dunque pari a quella che si verifica all'imbocco del condotto, ovvero:

$$\Delta p_{l,R} = K_R \frac{\rho_{G,min} \cdot v_{G,max}^2}{2} = 0.5 \frac{0.419 \cdot 37.6^2}{2} = 148 \text{ Pa}$$

Sommando questi tre contributi si ottiene il Δp relativo a tutte le perdite di carico localizzate tra l'uscita dell'SCR e il *riser*, calcolate in funzione della velocità massima ammissibile nel condotto considerato:

$$\Delta p_{l,2,3} = \Delta p_{l,I} + \Delta p_{l,C} + \Delta p_{l,R} = 148 + 89 + 148 = 385 \text{ Pa}$$

Trattandosi di un condotto breve, anche qui le perdite localizzate sono molto superiori alle perdite distribuite. Sommando fra loro questi due termini si ricava quindi la caduta di pressione massima nel tratto 2-3 dell'impianto analizzato:

$$\Delta p_{2,3} = \Delta p_{d,2,3} + \Delta p_{l,2,3} = 22 + 385 = 407 \text{ Pa}$$

A questo punto è possibile determinare, in funzione della velocità massima, la pressione all'uscita dell'SCR (p_2), considerando la miscela omogenea dei gas di scarico come un fluido incomprimibile. Applicando il teorema di Bernoulli si ha:

$$p_2 = p_3 + \frac{1}{2} \rho_{G,min} (v_{G,max}^2 - v_{G,max}^2) + \rho_{G,min} g (z_3 - z_2) + \Delta p_{2,3}$$

Se si segue l'ipotesi verificata di densità costante, la variazione di energia cinetica nel tratto 2-3 è ovviamente pari a 0. Infatti, per la conservazione della portata, la velocità del flusso tra il punto 2 e il punto 3 non cambia se non variano la sezione del tubo e la densità del fluido.

Anche la variazione di energia potenziale gravitazionale può ritenersi trascurabile, considerando che il condotto in questo tratto è quasi del tutto orizzontale e la densità del gas estremamente bassa. Tuttavia per completezza si è scelto di calcolarla ugualmente, in modo da poterne valutare gli effetti. La differenza di quota geodetica tra la sezione all'uscita dell'SCR e quella all'ingresso del *riser* è di appena 0.4 m; trattandosi di un flusso discendente in cui $z_3 < z_2$, la variazione di energia potenziale sarà ovviamente minore di 0:

$$\rho_{G,min} g (z_3 - z_2) = -\rho_{G,min} g (z_2 - z_3) = -0.419 \cdot 9.8 \cdot 0.4 = -2 \text{ Pa}$$

Alla luce delle considerazioni fatte, si può ora calcolare la pressione p_2 in funzione

della pressione p_3 e delle perdite di carico massime nel tratto 2-3. Nel paragrafo precedente si è dimostrato che la pressione all'ingresso del *riser* (p_3) risulta pari a 95391 Pa. Inserendo questo valore nell'equazione di Bernoulli riportata sopra, si ricava la pressione nel condotto di scarico a valle dell'SCR:

$$p_2 = p_3 + \rho_{G,min}g(z_3 - z_2) + \Delta p_{2-3} = 95391 - 2 + 407 = 95796 \text{ Pa}$$

A questo punto, per determinare la pressione all'uscita delle due turbine (p_1), basterà sommare al valore di p_2 il modulo della caduta di pressione tra l'ingresso del silenziatore e l'uscita dell'SCR. Come detto all'inizio del capitolo, tra la sezione di monte e quella di valle del silenziatore è stato misurato un Δp di 2000 Pa. Lo stesso salto di pressione è stato rilevato anche tra l'ingresso e l'uscita dell'SCR, per cui la caduta di pressione complessiva nel tratto 1-2 sarà:

$$\Delta p_{1-2} = \Delta p_{SCR} + \Delta p_{SIL} = 2000 + 2000 = 4000 \text{ Pa}$$

Essendo dei valori misurati e non calcolati, questi Δp tengono già conto delle variazioni di energia cinetica ed energia potenziale, nonché delle ingenti perdite di carico. Si può quindi ricavare il valore della pressione nel punto 1 come:

$$p_1 = p_2 + \Delta p_{1-2} = 95796 + 4000 = 99796 \text{ Pa}$$

A valle delle due turbine si avrà dunque una contropressione di circa 1 bar, che dovrebbe consentire il regolare deflusso dei gas di scarico. Tale grandezza rappresenta chiaramente una pressione assoluta, data dalla somma della pressione atmosferica e della pressione relativa agente nel punto 1. Per avere un'immediata percezione della pressione nel condotto, può essere utile confrontare il valore ottenuto con le condizioni atmosferiche. Sottraendo a p_1 101325 Pa, si ricava quindi la contropressione relativa all'uscita delle turbine:

$$p_{1,r} = p_1 - p_{atm} = 99796 - 101325 = -1529 \text{ Pa}$$

Si può notare che la pressione relativa ottenuta è minore di zero, per cui si è di fronte ad una piccola depressione rispetto al valore atmosferico. Ciò è dovuto alla forte depressione generata all'uscita del condotto dalla conformazione della cuffia di scarico, il cui effetto si ripercuote a ritroso su tutta la tubazione.

6.4 Analisi dei risultati

Quando in una sezione del condotto di scarico sopraggiunge l'onda di sovrappressione proveniente dal motore, essa mette in moto il fluido nella direzione in cui si sta propagando, quindi il verso di propagazione dell'onda di pressione è concorde a quello della velocità del flusso. In corrispondenza dello sbocco verso un ambiente infinito, però, tale sovrappressione dovrà annullarsi per far sì che si raggiunga il valore di pressione costante imposto dall'ambiente esterno. Affinché ciò accada, nella sezione di uscita l'onda cambia di segno e dunque risale lungo la tubazione una depressione che facilita l'espulsione dei gas di scarico. A valle della cuffia la pressione relativa dell'ambiente esterno è -7908 Pa, come dimostrato nel Capitolo 5 dal calcolo numerico con il software CFD. In questo caso l'intensa onda di depressione che risale il condotto porta la pressione interna al di sotto del valore atmosferico in tutte le sezioni considerate nel calcolo. Se si sottraggono anche a p_2 e a p_3 i 101325 Pa della pressione atmosferica, si ottengono infatti i valori di pressione relativa indicati in Fig. 6.2.

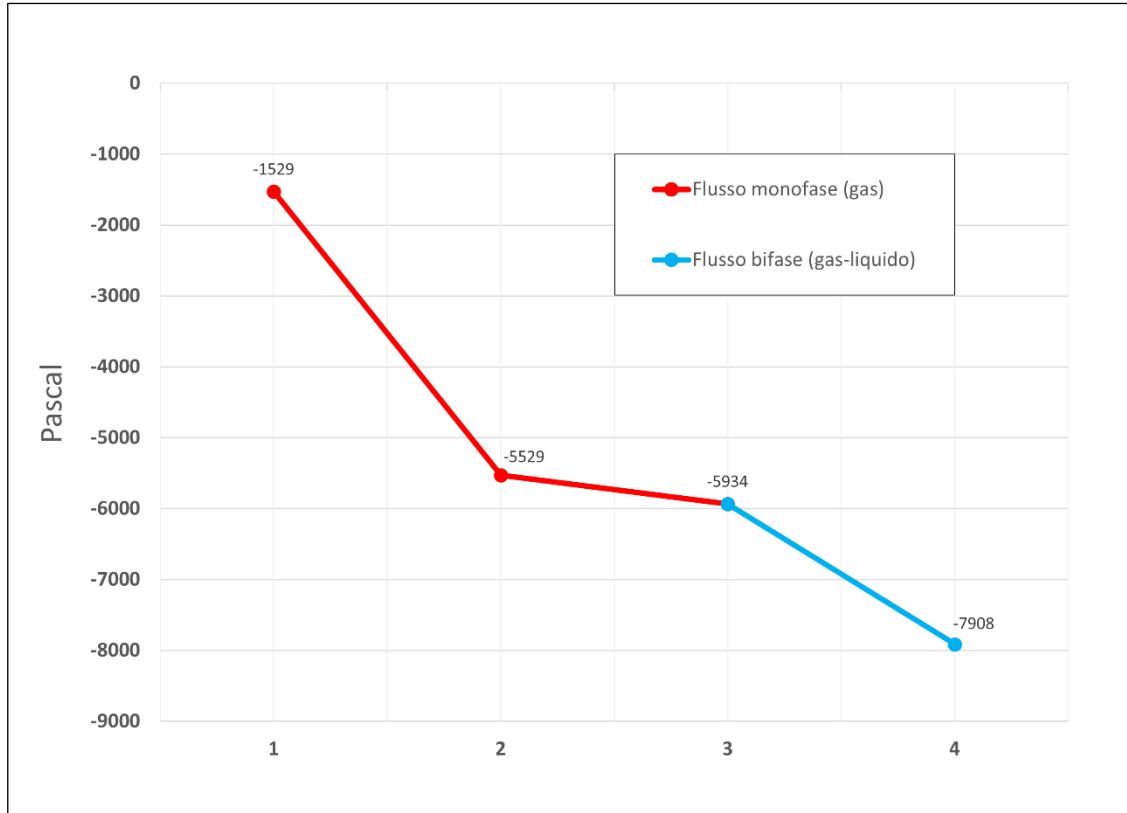


Fig. 6.2: Pressione relativa lungo il condotto di scarico

All'uscita dall'SCR $p_2 = 95796$ Pa dunque la pressione relativa sarà -5529 Pa; a cavallo del *riser*, invece, $p_3 = 95391$ Pa quindi la pressione relativa sarà -5934 Pa. Dal precedente grafico si nota come la p relativa si mantenga sempre al di sotto dello zero in ogni punto del condotto considerato. La differenza totale tra la pressione a valle delle turbine (-1529 Pa) e quella all'uscita della cuffia (-7908 Pa) risulta di 6379 Pa. Il maggior salto di pressione si ha ovviamente fra il punto 1 e il punto 2: si ricorda infatti che tra la sezione di ingresso del silenziatore e la sezione di uscita dell'SCR è stato misurato un Δp di 4000 Pa. La caduta di pressione complessiva nel tratto 2-3 è invece di appena 405 Pa, in quanto la tubazione a sezione costante che collega l'SCR al *riser* è breve e non presenta particolari elementi dissipativi per il flusso dei gas di scarico. La variazione di pressione totale nel tratto successivo è più significativa, infatti tra il *riser* e la cuffia è stato calcolato un Δp di 1974 Pa, dovuto alle perdite di carico ed alla variazione di energia potenziale del flusso bifase. Come nel tratto 2-3, anche nel tratto 3-4 la quota associata alle perdite per attrito è molto inferiore alla quota relativa alle perdite localizzate, per via della scarsa lunghezza del tubo. Tra l'uscita dell'SCR e la cuffia, infatti, le perdite distribuite non superano i 92 Pa, contro i 3118 Pa delle perdite localizzate. Di questi, 2733 Pa si hanno nel tratto 3-4, mentre solo i restanti 385 Pa nel tratto 2-3. La perdita localizzata più importante è quella che avviene in corrispondenza della sezione di uscita della cuffia, a cavallo della quale la pressione si riduce di 1518 Pa. Per quanto riguarda le perdite distribuite, invece, la pressione diminuisce di soli 22 Pa tra l'uscita dell'SCR e il *riser*, per poi abbassarsi di altri 70 Pa prima di raggiungere la cuffia. Risulta evidente che le perdite del flusso bifase composto da gas di scarico ed acqua di raffreddamento sono molto superiori a quelle del flusso monofase dei soli gas. L'aumento di densità dovuto all'immissione di acqua di mare fredda comporta infatti una caduta di pressione più rilevante nell'ultimo tratto del condotto.

I valori ottenuti nel presente lavoro sono dunque in accordo con la fisica e con i dati di progetto forniti da Mive Eco Srl, che si è occupata dello sviluppo e della realizzazione dell'impianto di scarico in esame. Resta quindi solo da verificare il rispetto del limite di contropressione imposto dal produttore del motore.

Noto l'andamento della pressione nel condotto, si può ora confrontare il valore calcolato della contropressione relativa nel punto 1 ($p_{1,r}$) con il limite massimo imposto da Caterpillar (p_{max}). All'uscita delle due turbine di un motore CAT 3512C è infatti prevista una contropressione relativa massima di 6700 Pa, oltre la quale le performance indicate nelle specifiche tecniche non sono più garantite. Come già spiegato, un'eccessiva pressione allo scarico riduce il coefficiente di riempimento, che risulta direttamente proporzionale alla potenza specifica sviluppabile dal motore. Al termine di tutta la procedura di calcolo in cui sono state considerate le condizioni più sfavorevoli, è stato ottenuto all'uscita delle turbine un valore cautelativo di contropressione pari a:

$$p_{1,r} = -1529 \text{ Pa} < 6700 \text{ Pa}$$

Una pressione allo scarico inferiore, come qui, al valore atmosferico facilita l'afflusso dei gas combusti dai cilindri e incentiva l'espulsione degli stessi gas tramite il successivo condotto. Poiché anche nelle condizioni più critiche per il sistema risulta $p_{1,r} < p_{max}$ si può affermare che il rispetto del limite imposto da Caterpillar è verificato. Al di là delle inevitabili approssimazioni introdotte per tenere conto di tutti i complessi fenomeni analizzati, il margine di 8229 Pa tra le due pressioni risulta infatti piuttosto rassicurante. Se si considerano le pressioni assolute, tale margine corrisponde al 7.6% del valore massimo, quindi la contropressione a valle delle turbine sarà pari al 92.4% del limite consentito:

$$p_1 = 99796 \text{ Pa} < 108025 \text{ Pa}$$

I risultati ottenuti sono ovviamente validi anche per l'altro motore CAT 3512C installato a bordo dello yacht CRN M/Y 138, il cui condotto di scarico sfocia in maniera simmetrica sul lato destro della carena. Grazie all'azione combinata dei due motori, lo yacht sarà in grado di navigare ad una velocità massima di 15 nodi senza che si ecceda il limite di contropressione nei due distinti condotti di scarico.

Conclusione

In questa tesi è stata calcolata la contropressione a valle delle due turbine che costituiscono i due turbocompressori di uno dei due motori CAT 3512C installati a bordo dello yacht CRN M/Y 138. Tale valore è stato ricavato analiticamente applicando le equazioni per le perdite di carico dei flussi bifase gas-liquido all'interno di tubazioni in pressione. In via cautelativa, le proprietà termofluidodinamiche delle due fasi sono state calcolate in funzione delle condizioni più critiche per il sistema, ovvero a potenza massima del motore. Per determinare la contropressione nel condotto di scarico è stato necessario effettuare una simulazione CFD su tutto lo scafo, da cui si è ottenuto il valore della depressione all'uscita della cuffia. Al termine dell'analisi è stato verificato il rispetto del limite di contropressione imposto dal costruttore del motore per garantire le migliori prestazioni dell'apparato propulsivo.

Lo studio effettuato consente di disporre dei principali strumenti necessari per il calcolo delle perdite di carico nei condotti di scarico dei motori navali, in cui fluiscono contemporaneamente i gas combusti e l'acqua di raffreddamento. Un'analisi di questo tipo permette di valutare anche l'impatto dell'effetto di risucchio della cuffia, grazie al quale si riescono a compensare le notevoli cadute di pressione in corrispondenza dei sistemi di post-trattamento dei gas. Quanto migliori saranno le performance idrodinamiche dello *scoop*, tanto più margine sarà disponibile per le perdite di carico lungo l'impianto. I sempre più stringenti limiti sulle emissioni costringeranno i cantieri a fare largo uso dei sistemi per l'abbattimento degli inquinanti, pertanto la verifica della contropressione allo scarico assumerà una sempre maggiore importanza nelle fasi di progettazione.

Bibliografia

- [1] 26th ITTC Specialist Committee on CFD in Marine Hydrodynamics, “*Practical guidelines for ship CFD application*”, International Towing Tank Conference, 2011, Rev. 01, pp. 1-18

- [2] A. Francescon, “*Studio delle prestazioni del sistema di raffreddamento bifase del rivelatore SPD di ALICE*”, Tesi di Laurea, Università degli Studi di Padova, 2010-2011

- [3] A. L. Souza et al., “*Pressure drop during two-phase flow of refrigerants in horizontal smooth tubes*”, Air Conditioning and Refrigeration Center Technical Report, University of Illinois, 1992

- [4] A. M. Manotti Lanfredi, A. Tiripicchio, “*Fondamenti di chimica*”, 2° edizione, Casa Editrice Ambrosiana, 2006

- [5] A. Sileo, “*Studio, acquisizione e analisi delle emissioni inquinanti di un generatore marino destinato alla vendita nel mercato degli Stati Uniti d’America*”, Tesi di Laurea, Università degli Studi della Basilicata, 2014-2015

- [6] A. Vablè, “*Validazione di un modello multifase per l’analisi CFD dello scafo di una nave*”, Tesi di Laurea Magistrale, Università degli Studi di Padova, 2013-2014

- [7] B. Conserva, "*Simulazione numerica di flussi a superficie libera con applicazioni in idrodinamica navale*", Tesi di Laurea Specialistica, Politecnico di Milano, 2004
- [8] E. Marchi, A. Rubatta, "*Meccanica dei fluidi: principi e applicazioni idrauliche*", 1° edizione, UTET, 2004
- [9] F. Sánchez Silva et al., "*Pressure drop models evaluation for two-phase flow in 90 degree horizontal elbows*", *Ingeniería Mecánica, Tecnología y Desarrollo*, Vol. 3, No. 4, 2010, pp. 115-122
- [10] G. Caiazzo, "*Seawater scrubber per la desolfurazione di gas combusti prodotti da un motore navale; analisi numerica, sperimentazione, confronto con l'utilizzo di combustibili a basso tenore di zolfo*", Tesi di Dottorato, Università degli Studi di Napoli Federico II, 2008-2011
- [11] G. Ferrari, "*Motori a combustione interna*", 2° edizione, Società Editrice Esculapio, 2016
- [12] G. Galli, "*Simulazione termo-fluidodinamica di un motore endotermico diesel sovralimentato mediante turbocompressore*", Tesi di Laurea Specialistica, Politecnico di Milano, 2011-2012
- [13] G. Tryggvason et al., "*A front-tracking method for the computations of multiphase flow*", *Journal of Computational Physics*, Vol. 169, Issue 2, 2001, pp. 708-759
- [14] H. D. Sapra, "*Study of effects on performance of a diesel engine due to varying back pressure for an underwater exhaust system*", Master of Science Thesis, Delft University of Technology, 2015
- [15] I. Iaccio, "*Sistemi di post trattamento dei gas di scarico di motori diesel*", Tesi di Dottorato, Università degli Studi di Napoli Federico II

- [16] I. Senocak, G. Iaccarino, “*Progress towards RANS simulation of free-surface flow around modern ships*”, Annual Research Briefs, Center for Turbulence Research, Stanford University, 2005, pp. 151-156
- [17] J. B. Heywood, “*Internal combustion engine fundamentals*”, 2nd edition, McGraw-Hill, 2018
- [18] J. Singh, “*Experimental and simulated investigations of marine diesel engine performance against dynamic back pressure at varying sea-states due to underwater exhaust systems*”, Master of Science Thesis, Delft University of Technology, 2019
- [19] K. Samarpana et al., “*Computational investigation of free surface flow around a ship hull*”, International Journal of Application or Innovation in Engineering & Management, Vol. 2, Issue 5, 2013, pp. 98-107
- [20] M. Di Placido, “*Analisi di caratteristiche fluidodinamiche di flussi bifase e trifase*”, Tesi di Laurea Magistrale, Politecnico di Milano, 2016-2017
- [21] M. H. Sharqawy et al., “*Thermophysical properties of seawater: a review of existing correlations and data*”, Desalination and Water Treatment, Vol. 16, 2010, pp. 354-380
- [22] M. W. Wambsganss et al., “*Two-phase flow and pressure drop in flow passages of compact heat exchangers*”, Society of Automotive Engineers International Congress and Exposition, 1992
- [23] Noé Pinto del Corral, “*Analysis of two-phase flow pattern maps*”, Brno University of Technology, 2014
- [24] P. Vassallo, K. Keller, “*Two-phase frictional pressure drop multipliers for SUVA R-134a flowing in a rectangular duct*”, International Journal of Multiphase Flow, Vol. 32, Issue 4, 2006, pp. 466-482

- [25] R. Azcueta, "*Computation of turbulent free-surface flows around ships and floating bodies*", PhD Thesis, Hamburg University of Technology, 2001
- [26] R. Azcueta, "*Ranse simulations for sailing yachts including dynamic sinkage & trim and unsteady motions in waves*", High Performance Yacht Design Conference, 2002
- [27] R. W. Lockhart, R. C. Martinelli, "*Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes*", Chemical Engineering Progress Magazine, Vol. 45, No. 1, 1949, pp. 39-48
- [28] U. F. Costaguta, "*Fondamenti di idronautica: statica e dinamica della nave, carene e propulsione*", Hoepli, 1981
- [29] V. Marinelli, "*Termoidraulica dei deflussi bifase nei reattori ad acqua bollente ed in pressione*", Comitato Nazionale per l'Energia Nucleare, Vol. 1, 1975
- [30] V. R. Gopala, B. G. M. van Wachem, "*Volume of fluid methods for immiscible-fluid and free-surface flows*", Chemical Engineering Journal, Vol. 141, Issues 1-3, 2008, pp. 204-221
- [31] Y. A. Çengel, "*Introduction to thermodynamics and heat transfer*", 2nd edition, McGraw-Hill, 2008
- [32] Y. A. Çengel, J. M. Cimbala, "*Fluid mechanics: fundamentals and applications*", 2nd edition, McGraw-Hill, 2010
- [33] Y. M. Ahmed, "*Numerical simulation for the free surface flow around a complex ship hull form at different Froude numbers*", Alexandria Engineering Journal, Vol. 50, Issue 3, 2011, pp. 229-235

Ringraziamenti

Al termine di questo lavoro, voglio ringraziare il Prof. Germani per avermi dato l'opportunità di approfondire tematiche così interessanti in una realtà importante come CRN Spa. Ringrazio anche il Prof. Crivellini per la disponibilità e il prezioso supporto durante l'analisi CFD dello scafo.

Ringrazio tutto l'ufficio tecnico di CRN per avermi accolto e formato, in particolare l'Ing. Ciniero, che mi ha guidato ed aiutato costantemente in tutto il percorso. Ringrazio inoltre il Dott. Sardella e l'ufficio delle Risorse Umane, senza i quali non sarebbe stato possibile tutto questo.

Non posso che ringraziare la mia famiglia, soprattutto mio fratello Marco, per avermi continuamente stimolato e spronato a dare il meglio. Anche se purtroppo non è più qui, voglio ringraziare mio nonno Vittorio, a cui dedico questo traguardo, per aver sempre creduto in me anche nei momenti più difficili.

Infine ringrazio Leonardo, con cui ho condiviso gli studi, e tutti gli amici che mi hanno sostenuto e incoraggiato durante questi anni universitari.